

ISSN 2412-8627

Vol. 5 No. 3

12+

# Noise

## Theory and Practice

Scientific Journal



III  
2019

Acoustic Design Institute

# Редакционная коллегия

## Главный редактор

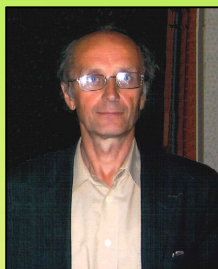
**Иванов Николай Игоревич**



Доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой "Экология и безопасность жизнедеятельности" Балтийского государственного технического университета "ВОЕНМЕХ" им. Д.Ф. Устинова, заслуженный деятель науки РФ (г. Санкт-Петербург, РФ)

## Заместитель главного редактора

**Курцев Геннадий Михайлович**



Кандидат технических наук, профессор кафедры "Экология и безопасность жизнедеятельности" Балтийского государственного технического университета "ВОЕНМЕХ" им. Д.Ф. Устинова (г. Санкт-Петербург, РФ)

## Члены редакционной коллегии

**Дроздова Людмила Филипповна**



Кандидат технических наук, профессор кафедры "Экология и безопасность жизнедеятельности" Балтийского государственного технического университета "ВОЕНМЕХ" им. Д.Ф. Устинова (г. Санкт-Петербург, РФ)

**Заплетников Игорь Николаевич**



Доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой оборудования пищевых производств Донецкого национального университета экономики и торговли имени Михаила Туган-Барананского (г. Донецк, Украина)

**Элеонора Карлетти**



Директор Института сельскохозяйственной и землеройнотранспортных машин (IMAMOTER-CNR) и руководитель исследовательской группы IMAMOTER, работающей в предметной области акустики и вибрации (г. Феррара, Италия)

**Серджио Луцци**



Профессор и лектор в Университете Флоренции. Руководитель Курса "Акустика и контроль транспортного шума" в UNISER в Италии г.Пистойя (г. Флоренция, Италия)

**Тюрин Александр Павлович**



Доктор технических наук, профессор кафедры "Техносферная безопасность", зам. начальника Управления научно-исследовательских работ ФГБОУ ВПО "ИжГТУ имени М.Т. Калашникова" (г. Ижевск, РФ)

**Васильев Андрей Витальевич**



Доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой "Химическая технология и промышленная экология" Самарского государственного технического университета, почетный работник высшего профессионального образования РФ (г. Самара, РФ)

**Тупов Владимир Борисович**



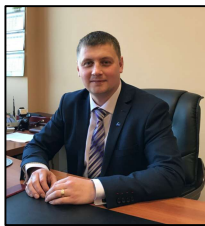
Доктор технических наук, профессор кафедры "Тепловые электрические станции" Национального исследовательского университета "Московский энергетический институт" (г. Москва, РФ)

**Цукерников Илья Евсеевич**



Доктор технических наук, профессор, главный научный сотрудник Научно-исследовательского института строительной физики, профессор Московского государственного университета печати имени Ивана Федорова (г. Москва, РФ)

## Шашурин Александр Евгеньевич



Доктор технических наук, декан факультета "Е" Оружие и системы вооружения, профессор кафедры "Экология и БЖД" Балтийского государственного технического университета "ВОЕНМЕХ" им. Д.Ф. Устинова (г. Санкт-Петербург, РФ)

## Тюрина Наталья Васильевна



Доктор технических наук, руководитель службы главного инженера ЗАО "Институт "Трансэкопроект" (г. Санкт-Петербург, РФ)

## Рассошенко Юлия Сергеевна



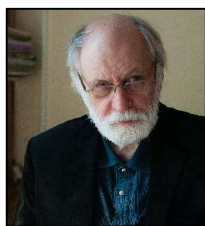
Кандидат технических наук, доцент кафедры "Экология и безопасность жизнедеятельности" Балтийского государственного технического университета "ВОЕНМЕХ" им. Д.Ф. Устинова (г. Санкт-Петербург, РФ)

## Дэвид Копли



Сертифицированный член совета Института технологий по контролю за шумом, член совета Института технологий по контролю за шумом, руководитель группы инженеров по борьбе с шумом в техническом центре Caterpillar (г. Пеория, США)

## Емельянов Владислав Николаевич



Доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой «Плазмогазодинамика и теплотехника» Балтийского государственного технического университета «ВОЕНМЕХ» им. Д.Ф. Устинова (г. Санкт-Петербург, РФ)



## Editor-in-chief

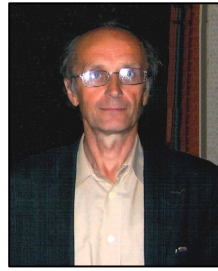
Nickolay Ivanov



Doctor of Engineering Science, Professor, Head of Department 'Ecology and life safety' of the Baltic State Technical University 'VOENMEH' named after D.F. Ustinov, Honored Scientist of the Russian Federation (St. Petersburg, Russia)

## Deputy Editor-in-Chief

Gennadiy Kurzev



Ph.D. of Engineering Science, Professor of Environment and Safety chair of the Baltic State Technical University 'VOENMEH' named after D.F. Ustinov (St.Petersburg, Russia)

## Members of the Editorial Board

Lyudmila Drozdova



Ph.D. of Engineering Science, Professor of Environment and Safety chair of the Baltic State Technical University 'VOENMEH' named after D.F. Ustinov (St. Petersburg, Russia)

Igor Zapletnikov



Doctor of Engineering Science, Professor, Head of Department of Food production equipment of the Donetsk National University of Economics and Trade named after Mikhail Tugan-Baranovsky (Donetsk, Ukraine)

Eleonora Carletti



Director of the Institute of Agricultural and Earth-Moving Machinery (IMAMOTER-CNR) and leader of the IMAMOTER Research Group working in the Acoustics and Vibration subject area (Ferrara, Italy)

Sergio Luzzi



Contract Professor and Lecturer at the University of Florence. Honorary Visiting Professor at USURT University of Ekaterinburg. Visiting Lecturer at the School of Architecture of the Royal College of Art in London (Florence, Italy)

Alexander Tyurin



Doctor of Engineering Science, Professor of Technosphere Safety Department, Deputy Head of Research and Development Office of the FSBEI HPO 'Izhevsk State Technical University' named after M.T.Kalashnikov (Izhevsk, Russia)

Andrey Vasilyev



Doctor of Engineering Science, Professor, Head of Chemical technology and industrial ecology chair of the Samara State Technical University, Honorary Worker of Higher Professional Education of the Russian Federation, honored ecologist of the Samara region (Samara, Russia)

Vladimir Tupov



Doctor of Engineering science, Professor of the 'Thermal power plants' Department of the National Research University 'Moscow Power Engineering Institute' (MPEI) (Moscow, Russia)

Ilya Tsukernikov



Doctor of Engineering Science, Professor, Chief Researcher at the Research Institute of Construction Physics, Professor of the Moscow State University of Printing Arts named after Ivan Fyodorov (Moscow, Russia)



## Aleksandr Shashurin



Doctor of Engineering Science, Dean of the E faculty 'Weapons and weapons systems', Professor of Environment and Safety chair, Leading Researcher of the Scientific Research Unit of the Baltic State Technical University 'VOENMEH' named after D.F. Ustinov (St. Petersburg, Russia)

## Natalya Tyurina



Doctor of Engineering Science, Head of the Chief Engineer's office of JSC 'Institute 'Transekoproekt' (St. Petersburg, Russia)

## Iuliia Rassoshenko



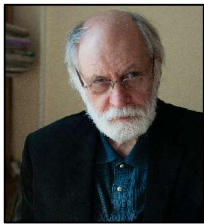
Ph.D. of Engineering Science, Senior Researcher of the Scientific Research Unit, Assistant Professor of Environment and Safety chair of the Baltic State Technical University 'VOENMEH' named after D.F. Ustinov (St. Petersburg, Russia)

## David Copley



Board-Certified member of the Institute of Noise Control Engineering, member of the Society of Automotive Engineers Acoustical Materials committee, a team leader in a group of noise control engineers at Caterpillar's Technical Center (Peoria IL, USA)

## Vladislav Emelyanov



Doctor of Engineering Science, Professor, Head of Plasma Gas Dynamics and Thermal Engineering Department of the Baltic State Technical University 'VOENMEH' named after D.F. Ustinov (St. Petersburg, Russia)

Научный журнал

Том 5 №3

Учредитель

Общество с ограниченной ответственностью  
"Институт акустических конструкций" (ООО "ИАК")  
при БГТУ "ВОЕНМЕХ" им. Д.Ф. Устинова

Сетевой Научный Журнал

'Noise Theory and Practice'

выпускается с 2015 г.

Основателем Журнала является  
д.т.н., профессор, зав. кафедрой  
"Экология и безопасность  
жизнедеятельности"

Балтийского государственного  
технического университета  
"ВОЕНМЕХ" им. Д.Ф. Устинова  
основатель транспортной  
акустики в России -  
Иванов Николай Игоревич.

"Noise Theory and Practice"  
посвящен фундаментальным  
проблемам в области  
виброакустики и принимает  
работы по направлениям:  
- 29.00.00 Физика  
- 29.37.00 Акустика  
- 43.00.00 Общие и комплексные  
проблемы естественных и  
точных наук  
- 87.00.00 Охрана окружающей  
среды. Экология человека

Все статьи, поступающие в  
редакцию, проходят  
обязательное рецензирование.  
Журнал является открытым  
сетевым ресурсом и издается  
с периодичностью четыре раза  
в год.

Фактический адрес редакции  
Россия, г. Санкт-Петербург,  
ул. Промышленная, д.19, лит. Р,  
оф. 444

+7 (812) 500-08-26

www.noisetp.com

e-mail: noise.science@gmail.com

Ответственный секретарь

Рассошенко Ю.С.

Зарегистрировано в Федеральной  
службе по надзору в сфере связи,  
информационных технологий  
и массовых коммуникаций

Свидетельство

ЭЛ № ФС 77-74057

## Содержание

Arda M.	АНГЛ
Распространение крутильных волн в пучках углеродных нанотрубок стр. 7-20	
Заславский Ю.М., Заславский В.Ю.	РУС
Акустический шум низколетящего квадрокоптера стр. 21-27	
Казаков Л.И.	РУС
Вязкоупругие резонаторы стр. 28-42	
Костеев Д.А., Салин М.Б.	РУС/АНГЛ
Восстановление распределения импульсных сигналов в пространстве методами ближнепольной акустической голографии стр. 43-51	
Пильненко А.К., Заплетников И.Н.	РУС
Исследование волн упругих деформаций в пищевом продукте стр. 52-58	
Мурзинов В.Л., Мурзинов П.В., Мурзинов Ю.В.	РУС
Генерирование аэродинамического шума воздушной прослойкой стр. 59-66	
Ксенофонтова В.К., Васильев В.А.	РУС
Необходимость выявления лиц с повышенной чувствительностью на шумных производствах стр. 67-73	

*The Online Scientific Journal 'Noise Theory and Practice'* has been published since 2015. The founder of the journal is Nikolay Igorevich Ivanov, Doctor of Engineering Sciences, Professor, Head of 'Environmental studies and health and safety' department of the Baltic State Technical University 'VOENMEH' named after D. F. Ustinov, the founder of the transport acoustics in Russia.

'Noise Theory and Practice' is devoted to the fundamental problems in the field of vibroacoustics and accepts papers in the following areas:  
- 29.00.00 Physics  
- 29.37.00 Acoustics  
- 43.00.00 General and complex issues of natural and exact sciences  
- 87.00.00 Environmental protection. Human ecology.

All articles submitted to the editorial office are subject to mandatory review. The journal is an open network resource and published four times a year.

*Location address of the Editorial office*  
19 building 'R' Promyshlennaya str., office 444  
+7 (812) 500-08-26  
www.noisetp.com  
e-mail: noise.science@gmail.com  
Executive Secretary  
Rassoshenko Iuliia

Journal is registered in Federal service for supervision of communications, information technology, and mass media  
*The certificate of registration*  
ЭИ № ФС 77-74057

## Contents

Arda M. Torsional Wave Propagation in Carbon Nanotube Bundles стр. 7-20	ENG
Zaslavsky Yu.M., Zaslavsky V.Yu. Acoustic noise of a low flying quadcopter стр. 21-27	RUS
Kazakov L.I. Viscoelastic resonators стр. 28-42	RUS
D.A. Kosteev, M.B. Salin Restoring the distribution of pulse signal in space using methods of near-field acoustic holography стр. 43-51	RUS/ENG
Pilnenko A.K., Zapletnikov I.N. Study the waves elastic deformations in food product стр. 52-58	RUS
Murzinov V.L., Murzinov P.V., Murinov Yu.V. Generation of aerodynamic noise by airbag стр. 59-66	RUS
Ksenofontova V.K., Vasilyev V.A. The necessity for identifying people with hypersensitivity in noisy industries стр. 67-73	RUS



UDK 534.013  
OECD 01.03.AA

## Torsional Wave Propagation in Carbon Nanotube Bundles

Arda M.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>PhD, Trakya University, Department of Mechanical Engineering, Edirne, Turkey

### Abstract

Torsional wave propagation in carbon nanotube bundle structures has been analyzed with Nonlocal Strain Gradient Theory. Governing equation of motion of carbon nanotube bundles have been derived. Phase and group velocity relations have been obtained. Elastic medium has been considered as a matrix material between the nanotubes. Effect of nonlocal stress and strain gradient parameters and stiffness of elastic medium to the torsional wave frequency and phase and group velocities have been investigated. Present results could be useful in designing of composite materials for vibration isolators.

**Key words:** carbon nanotubes, wave propagation, torsional waves, nonlocal strain gradient.

## Распространение крутильных волн в пучках углеродных нанотрубок

Арда М.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>К.т.н., Университет Тракия, факультет машиностроения, Эдирне, Турция

### Аннотация

Распространение крутильных волн в структурах пучка углеродных нанотрубок было проанализировано с помощью Нелокальной теории градиента деформации. Получено управляющее уравнение движения пучков углеродных нанотрубок. Получены соотношения фазовых и групповых скоростей. Упругая среда рассматривалась как матричный материал между нанотрубками. Исследовано влияние параметров нелокального напряжения и градиента деформации, а также жесткости упругой среды на частоту крутильных волн, а также фазовые и групповые скорости. Представленные результаты могут быть полезны при проектировании композиционных материалов для виброизоляторов.

**Ключевые слова:** углеродные нанотрубки, распространение волн, крутильные волны, градиент нелокальной деформации.

### Introduction

Carbon nanotubes (CNTs) have become a popular material for the last 20 years. Concept of designing a structure with superior properties have been getting attention of both industry and scientists. CNT bundles consist of N number of nanotubes which they can be wrapped to each other or can be embedded in a matrix material. CNT bundle structures could be used as nano-wires or nano-fibers in composites. Torsion in CNT bundles must be analyzed especially for the nano-wire applications of CNTs [1–3].

Nanoscale structures can be modeled with continuum theories. Differently from the macroscale mechanics, small scale effect can not be ignored in the nano-scale analysis. Strain [4, 5] and stress [6, 7] gradient nonlocal theories include the size effect and they have been used in most of the recent research about modeling of CNTs. Recently, Lim et al. [8, 9] proposed

a nonlocal strain gradient model which considers both stress and strain gradient effects of an interval on a point in the continuum media.

Torsional characteristics of CNTs have been investigated by researchers over the years. Atomic simulation studies of ideal torsional properties of CNTs carried out in several studies [10–14]. Torsional vibration response of double-walled CNT structures [15], under the initial compression load [16] and buckyball attached to the free end [17] were studied. Theoretical modeling of torsional vibration of CNTs were obtained by using modified couple-stress theory [18], nonlocal elasticity theory [19] and strain gradient theory [20]. Torsional instability of CNTs has been also investigated in several papers [21–24]. Molecular dynamics modeling and analysis for torsional behavior of nanotubes [25–27] were studied comparatively with analytical results. Nonlocal torsional wave propagation in circular nanostructures [28] and multi-walled CNTs [29] were also investigated.

Li et al. [30, 31] pointed out that, both torsional enhancing and weakening effects in nonlocal theories are possible and correct. In a similar fashion, nonlocal strain gradient models were used in torsional wave propagation [32] and vibration [33, 34] of CNTs. Also newly developed nonlocal integral elasticity model has been used in analysis of torsional dynamics of CNTs [35, 36].

According to authors' best knowledge, torsional wave propagation in CNT bundle structures have not been investigated yet according to literature search. Therefore, torsional wave propagation in CNT bundle structures is studied using the nonlocal strain gradient theory. Elastic matrix material has been considered between the nanotubes in modeling. Wave propagation results are obtained for various parameters and velocities.

## 1. Analysis

### 1.1. Single CNT

A rod which has length ( $L$ ) and diameter ( $d$ ) is considered. The equation of motion in the angular direction can be written as [37]:

$$GI_P \frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2} = \rho I_P \frac{\partial^2 \Theta}{\partial t^2} + T \quad (1)$$

where  $G$  is the shear modulus,  $\rho$  is the density,  $I_P$  is the polar moment of inertia,  $\Theta$  is the angular displacement of CNT and  $T$  is the distributed circumferential external torque. The  $I_P$  is defined as:

$$I_P = \pi \frac{(R_2^4 - R_1^4)}{2} \quad (2)$$

where  $R_1$  and  $R_2$  are the inner and outer radius of CNT respectively.

### 1.2. CNT Bundle

In CNT Bundle case,  $N$  number stacked nanotube which are embedded in an elastic matrix material assumed as shown in Fig. 1. The circumferential deformation of each nested tube is affected by elastic matrix material.

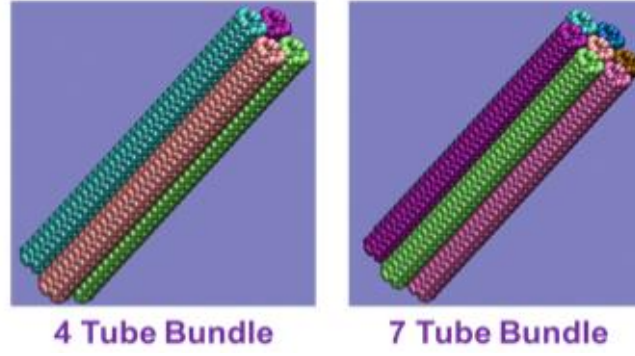


Fig. 1. CNT Bundle Structure [38]

The equations of motion of  $N$  number of tubes can be written by applying Eq. (1) for each tube:

$$T_1 = GI_P \frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial x^2} - \rho I_P \frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial t^2} \quad (3a)$$

$$T_i = GI_P \frac{\partial^2 \Theta_i}{\partial x^2} - \rho I_P \frac{\partial^2 \Theta_i}{\partial t^2} \quad (3b)$$

$$T_N = GI_P \frac{\partial^2 \Theta_N}{\partial x^2} - \rho I_P \frac{\partial^2 \Theta_N}{\partial t^2} \quad (3c)$$

where  $\Theta_i$  ( $i = 1, 2, \dots, N$ ) is the angular displacement of the  $i^{\text{th}}$  nanotube and the subscripts  $1, 2, \dots, N$  are used to denote the order of the nanotube.  $T_i$  is the total circumferential torque due to elastic matrix effect.

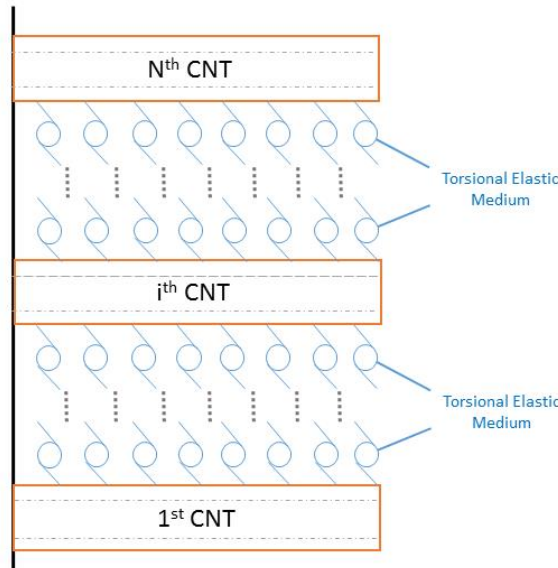


Fig. 2. Continuum Model of the One Dimensional CNT Bundle System

The torque relation due to elastic medium between nanotubes can be expressed as (Fig. 2):

$$T_1 = k(\Theta_1 - \Theta_2) \quad (4a)$$



$$T_i = k(2\Theta_i - \Theta_{i+1} - \Theta_{i-1}) \quad (4b)$$

$$T_N = k(\Theta_N - \Theta_{N-1}) \quad (4c)$$

where  $k$  is the stiffness of elastic matrix. CNT bundle system is consist of two carbon nanotubes with identical chirality's and they are covered with elastic medium (Fig. 1).

### 1.3. Nonlocal Strain Gradient Elasticity

The integral form of nonlocal stress relation can be written as [8, 39]:

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \int_V \alpha_0(|x - x'|, e_0 a) \varepsilon'_{kl} dV \quad (5a)$$

$$\sigma_{ijm}^{(1)} = (e_2 a)^2 C_{ijkl} \int_V \alpha_1(|x - x'|, e_1 a) \varepsilon'_{kl,m} dV \quad (5b)$$

where  $\sigma_{ij}$  is the nonlocal stress tensor,  $\sigma_{ijm}^{(1)}$  is the high-order nonlocal stress tensor,  $e_0 a$  and  $e_1 a$  are nonlocal parameters which are related to nonlocal stress gradient field,  $e_2 a$  is the material length scale parameter which is related to nonlocal strain gradient field. Material length scale parameters can be assumed as  $e_0 = e_1$  for the rod type structures.  $\alpha_0(|x - x'|, e_0 a)$  and  $\alpha_1(|x - x'|, e_1 a)$  are the nonlocal kernel functions for the classical stress tensor and the higher order stress tensor, respectively. Nonlocal kernel functions satisfy the conditions in Eringen [39]. The nonlocal strain gradient theory states the total stress tensor accounts for both nonlocal and strain gradient tensors:

$$t_{ij} = \sigma_{ij} \pm \frac{\partial}{\partial x} \sigma_{ijm}^{(1)} \quad (6)$$

In. Eq. (6), sign of the higher order stress tensor can be assumed negative or positive. Generally, strain gradient models have stiffening effect on structure with negative higher order stress tensor. In the other hand, positive higher order stress tensor shows softening effect on strain gradient structure same as nonlocal stress gradient. Both parameters can affect the structure in stiffening or softening way depending on their negative or positive sign [40, 41]. Because of the lattice dynamics model of the elastic carbon nanotube structure predicts that travelling wave frequency in CNT structure decreases, softening strain gradient approach is used in the present study. Comparison of strain gradient rod models can be seen in Fig. 3.

### 1.4. Equation of Motion

The equation of motion and boundary conditions for torsional deformation of CNT are obtained using the Hamilton Principle and Nonlocal Strain Gradient Elasticity. The Hamilton Principle can be written as:

$$\int_{t_1}^{t_2} [\delta W + \delta E_K - \delta E_P] dt = 0 \quad (7)$$

where  $W$  denotes the work done by the elastic medium,  $E_K$  denotes the kinetic energy and  $E_P$  denotes the potential energy of the CNT. They are defined as [42, 43]:

$$W = \int_0^L T \Theta dx \quad (8a)$$

$$E_K = \int_0^L \rho I_P \left( \frac{\partial \Theta}{\partial t} \right)^2 dx \quad (8b)$$

$$E_P = \int_0^L G I_P \left( \frac{\partial \Theta}{\partial x} \right)^2 dx \quad (8c)$$

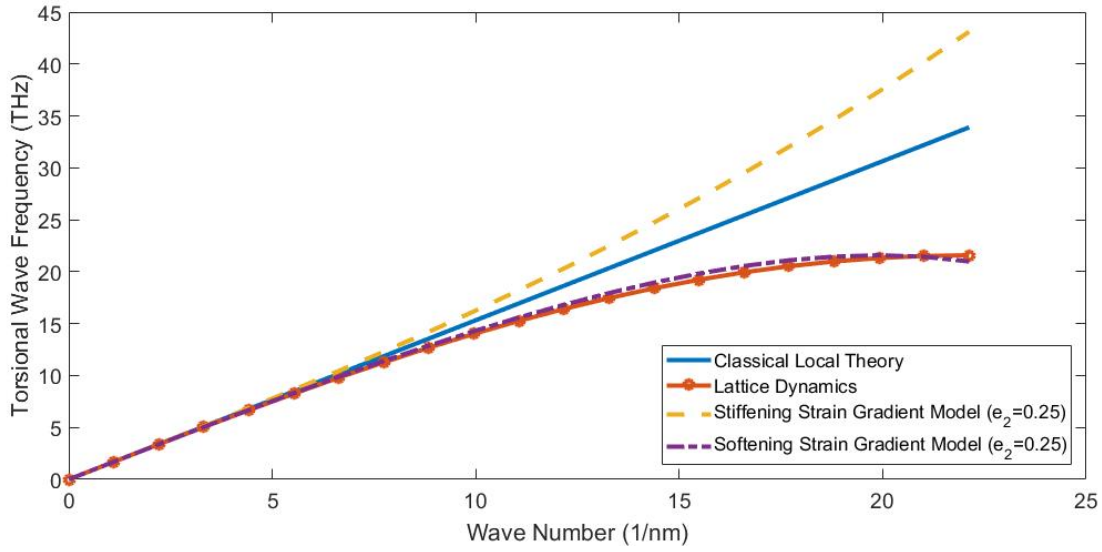


Fig. 3. Variation of Torsional Wave Frequency with Various Models

If  $W$ ,  $E_K$  and  $E_P$  are defined according to the nonlocal strain gradient elasticity theory and variational principle, following equations are obtained:

$$\delta W = \int_{t_1}^{t_2} \int_0^L T \delta \Theta dx dt + \int_{t_1}^{t_2} \int_0^L \frac{\partial}{\partial x} (e_0 a)^2 \frac{\partial T}{\partial x} \delta \Theta dx dt \quad (9a)$$

$$\delta E_K = \int_0^L \int_{t_1}^{t_2} \frac{\partial}{\partial t} \left[ \rho I_P \left( \frac{\partial \Theta}{\partial t} \right) \right] \delta \Theta dt dx + \int_{t_1}^{t_2} \int_0^L \frac{\partial}{\partial x} \left[ (e_0 a)^2 \rho I_P \left( \frac{\partial^3 \Theta}{\partial x \partial t^2} \right) \right] \delta \Theta dx dt \quad (9b)$$

$$\delta E_P = \int_{t_1}^{t_2} \int_0^L \frac{\partial}{\partial x} \left[ G I_P \left( \frac{\partial \Theta}{\partial x} \right) \right] \delta \Theta dx dt + \int_{t_1}^{t_2} \int_0^L \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left[ (e_2 a)^2 G I_P \left( \frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2} \right) \right] \delta \Theta dx dt \quad (9c)$$

If Eq. (7) is rearranged according to Eqs. (9a)-(9c), Eq. (10) is obtained:

$$\begin{aligned}
& \left\{ \int_{t_1}^{t_2} \int_0^L T \delta\Theta dx dt \right\} + \left\{ - \int_{t_1}^{t_2} \int_0^L \frac{\partial}{\partial x} (e_0 a)^2 \frac{\partial T}{\partial x} \delta\Theta dx dt + \int_{t_1}^{t_2} \left[ (e_0 a)^2 \frac{\partial T}{\partial x} \right] [\delta\Theta(L) - \right. \\
& - \delta\Theta(0)] dt \left. \right\} + \left\{ - \int_0^L \int_{t_1}^{t_2} \frac{\partial}{\partial t} \left[ \rho I_P \left( \frac{\partial\Theta}{\partial t} \right) \right] \delta\Theta dt dx + \int_0^L \left[ \rho I_P \left( \frac{\partial\Theta}{\partial t} \right) \right] [\delta\Theta(t_2) - \delta\Theta(t_1)] dx \right\} - \\
& - \left\{ \int_{t_1}^{t_2} \int_0^L \frac{\partial^2}{\partial x \partial t} \left[ \mu \rho I_P \left( \frac{\partial^2\Theta}{\partial x \partial t} \right) \right] \delta\Theta dt dx - \int_{t_1}^{t_2} \left[ \mu \rho I_P \left( \frac{\partial^3\Theta}{\partial x \partial t^2} \right) \right] [\delta\Theta(L) - \delta\Theta(0)] dt \right\} - \\
& - \left\{ - \int_{t_1}^{t_2} \int_0^L \frac{\partial}{\partial x} \left[ G I_P \left( \frac{\partial\Theta}{\partial x} \right) \right] \delta\Theta dt dx + \right. \\
& + \int_{t_1}^{t_2} \left[ G I_P \left( \frac{\partial\Theta}{\partial x} \right) \right] [\delta\Theta(L) - \delta\Theta(0)] dt - \int_{t_1}^{t_2} \int_0^L \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left[ (e_2 a)^2 G I_P \left( \frac{\partial^2\Theta}{\partial x^2} \right) \right] \delta\Theta dt dx - \\
& - \int_{t_1}^{t_2} \left[ (e_2 a)^2 G I_P \left( \frac{\partial^2\Theta}{\partial x^2} \right) \right] \left[ \frac{\partial\delta\Theta(L)}{\partial x} - \frac{\partial\delta\Theta(0)}{\partial x} \right] dt + \int_{t_1}^{t_2} \left[ (e_2 a)^2 G I_P \left( \frac{\partial^3\Theta}{\partial x^3} \right) \right] [\delta\Theta(L) - \\
& - \delta\Theta(0)] dt \left. \right\} = 0
\end{aligned} \tag{10}$$

If Eq. (10) is reorganized, following equation is obtained:

$$\begin{aligned}
& \int_{t_1}^{t_2} \int_0^L \left\{ T - \left[ (e_0 a)^2 \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right) \right] - \left[ \rho I_P \left( \frac{\partial^2 \Theta}{\partial t^2} \right) \right] + \left[ \mu \rho I_P \left( \frac{\partial^4 \Theta}{\partial x^2 \partial t^2} \right) \right] + \left[ G I_P \left( \frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2} \right) \right] + \right. \\
& + (e_2 a)^2 G I_P \left( \frac{\partial^4 \Theta}{\partial x^4} \right) \left. \right\} \delta\Theta dt dx + \int_{t_1}^{t_2} \left\{ \left[ (e_0 a)^2 \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right) \right] - \left[ \mu \rho I_P \left( \frac{\partial^3 \Theta}{\partial x \partial t^2} \right) \right] - \left[ G I_P \left( \frac{\partial \Theta}{\partial x} \right) \right] - \right. \\
& - \left[ (e_2 a)^2 G I_P \left( \frac{\partial^3 \Theta}{\partial x^3} \right) \right] \left. \right\} [\delta\Theta(L) - \delta\Theta(0)] dt + \int_{t_1}^{t_2} \left[ (e_2 a)^2 G I_P \left( \frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2} \right) \right] \left[ \frac{\partial \delta\Theta(L)}{\partial x} - \right. \\
& \left. - \frac{\partial \delta\Theta(0)}{\partial x} \right] dt = 0
\end{aligned} \tag{11}$$

According to Eq. (11), the governing equation of motion of a CNT can be written as:

$$\begin{aligned}
G I_P \left( \frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2} \right) + (e_2 a)^2 G I_P \left( \frac{\partial^4 \Theta}{\partial x^4} \right) = \rho I_P \left( \frac{\partial^2 \Theta}{\partial t^2} \right) - (e_0 a)^2 \rho I_P \left( \frac{\partial^4 \Theta}{\partial x^2 \partial t^2} \right) + T - \\
- (e_0 a)^2 \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right)
\end{aligned} \tag{12}$$

and the boundary conditions are obtained as:

$$\left[ (e_0 a)^2 \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right) - \mu \rho I_P \left( \frac{\partial^3 \Theta}{\partial x \partial t^2} \right) - G I_P \left( \frac{\partial \Theta}{\partial x} \right) - (e_2 a)^2 G I_P \left( \frac{\partial^3 \Theta}{\partial x^3} \right) \right] [\delta\Theta] = 0 \tag{13a}$$



$$\left[ -(e_2a)^2 GI_P \left( \frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2} \right) \right] \left[ \frac{\partial \delta \Theta}{\partial x} \right] = 0 \quad (13b)$$

Eq. (12) is the governing equation of the nonlocal strain gradient CNT for the torsional deformation. If the nonlocal parameter is assumed as zero ( $e_0 = 0$ ), the strain gradient rod model is obtained. If the strain gradient parameter is assumed as zero ( $e_2 = 0$ ), the nonlocal rod model is obtained. If the nonlocal and strain gradient parameters are assumed as zero ( $e_0 = e_2 = 0$ ), classical rod model is obtained. If Eqs. (3) and (4) are inserted into Eq. (12), the equations of motion for CNT bundle is obtained as:

$$GI_P \frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial x^2} + (e_2a)^2 GI_P \frac{\partial^4 \Theta_1}{\partial x^4} = \rho I_P \frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial t^2} - (e_0a)^2 \rho I_P \frac{\partial^4 \Theta_1}{\partial x^2 \partial t^2} + k(\Theta_1 - \Theta_2) - (e_0a)^2 k \left( \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial x^2} \right) \quad (14a)$$

$$GI_P \frac{\partial^2 \Theta_i}{\partial x^2} + (e_2a)^2 GI_P \frac{\partial^4 \Theta_i}{\partial x^4} = \rho I_P \frac{\partial^2 \Theta_i}{\partial t^2} - (e_0a)^2 \rho I_P \frac{\partial^4 \Theta_i}{\partial x^2 \partial t^2} + k(2\Theta_{(i)} - \Theta_{(i+1)} - \Theta_{(i-1)}) - (e_0a)^2 k \left( 2 \frac{\partial^2 \Theta_{(i)}}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \Theta_{(i+1)}}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \Theta_{(i-1)}}{\partial x^2} \right) \quad (14b)$$

$$GI_P \frac{\partial^2 \Theta_N}{\partial x^2} + (e_0a)^2 GI_P \frac{\partial^4 \Theta_N}{\partial x^4} = \rho I_P \frac{\partial^2 \Theta_N}{\partial t^2} - (e_2a)^2 \rho I_P \frac{\partial^4 \Theta_N}{\partial x^2 \partial t^2} + k(\Theta_{(N)} - \Theta_{(N-1)}) - (e_0a)^2 k \left( \frac{\partial^2 \Theta_{(N)}}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \Theta_{(N-1)}}{\partial x^2} \right) \quad (14c)$$

For the harmonic torsional wave propagation, displacement of each tube can be written as:

$$\Theta_i(x,t) = A_i e^{j(\omega t - mx)} \quad (15)$$

where  $\omega$  is the torsional wave frequency,  $m$  is circumferential wave number and  $j^2 = -1$ . Inserting Eq. (15) into Eqs. (14a)-(14c) leads to:

$$\begin{bmatrix} P_{11} & P_{12} & P_{13} & \dots & \dots & \dots & P_{1i} \\ P_{21} & P_{22} & P_{23} & \dots & \dots & \dots & P_{2i} \\ \cdot & \cdot & \cdot & & \cdot & & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & & \cdot & & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & & \cdot & & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & & \cdot & & \cdot \\ P_{N1} & P_{N2} & P_{N3} & \dots & \dots & \dots & P_{NN} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ A_{N-1} \\ A_N \end{bmatrix} = 0 \quad (16)$$

where  $\psi_i$  is the amplitude of the  $i^{\text{th}}$  tube and related terms are defined in Eqs. (17a)-(17c):

$$P_{11} = m^4 (e_2a)^2 GI_P - m^2 (GI_P - (e_0a)^2 \rho I_P \omega^2 + (e_0a)^2 k) + (\rho I_P \omega^2 - k) \quad (17a)$$

$$P_{12} = m^2 (e_0a)^2 k + k$$

$$P_{13} = P_{14} = \dots = P_{1i} = 0$$

$$P_{i(i-1)} = P_{i(i+1)} = m^2(e_0a)^2k + k$$

$$P_{ii} = m^4(e_2a)^2GI_P - m^2(GI_P - (e_0a)^2\rho I_P\omega^2 + 2(e_0a)^2k) + (\rho I_P\omega^2 - 2k) \quad (17b)$$

$$P_{i1} = \dots = P_{i(i-3)} = P_{i(i-2)} = P_{i(i+2)} = P_{i(i+3)} = \dots = P_{iN} = 0$$

$$P_{NN} = m^4(e_2a)^2GI_P - m^2(GI_P - (e_0a)^2\rho I_P\omega^2 + (e_0a)^2k) + (\rho I_P\omega^2 - k)$$

$$P_{(N-1)N} = m^2(e_0a)^2k + k \quad (17c)$$

$$P_{N1} = P_{N2} = P_{N(N-2)} \dots = 0$$

The determinant of the coefficient matrix in Eq. (16) must be equal to zero. If the determinant equation is solved for  $\omega$ , the torsional wave frequencies for N-nanotube bundle system are obtained.

Phase velocity ( $\nu_P$ ) is the velocity of an individual particle which propagates in the structure and it is related only with the wavenumber, not any physical quantity (Eq. (18a)). Group velocity ( $\nu_G$ ) defines overall shape of the propagation of a group of waves at similar frequency and can be obtained using Eq. (18b).

$$\nu_P = \frac{\omega}{k} \quad (18a)$$

$$\nu_G = \frac{d\omega}{dk} \quad (18b)$$

## 2. Numerical Results and Discussion

In this section, validation of present model has been achieved, firstly. After that, variation of torsional wave frequency and phase and group velocities with various parameters have been investigated for the N=10 number of CNTs.

Numerical results for the torsional wave frequency analysis are obtained by assuming material constants:  $G = 0,46TPa$ ,  $\rho = 4962kg/m^3$ . Various studies can be found about the determination of elastic properties and effective wall thickness of nanotubes. Inner radius of CNTs is chosen as 0,68 nm and thickness of CNT is accepted as 0,132 nm, respectively [44, 45].

An atomic lattice model for torsional wave propagation in SWCNT was proposed in previous study [37]. Frequency equations for Lattice Dynamic and Nonlocal Strain Gradient theories can be obtained as below:

$$\omega_{LD} = 2\frac{c}{a}\sqrt{\sin^2\left(\frac{ma}{2}\right)} \quad (19a)$$

$$\omega_{NLSG} = cm\sqrt{\frac{1 - (e_2a)^2m^2}{1 + (e_0a)^2m^2}} \quad (19b)$$

where  $c$  is the shear speed of sound ( $c = \sqrt{G/\rho}$ ).

Variation of torsional wave frequency with wave number is seen in Fig. 4. The local frequency increases linearly with wave number. According to Lattice Dynamics, a travelling wave has a limit propagation velocity. The strain gradient ( $e_2 = 0,25$ ) and nonlocal ( $e_0 = 0,39$ )

models show good agreement with the lattice dynamics results for the end of first Brillouin-Zone. Nonlocal strain gradient model gives almost identical results with lattice dynamics model for the selected parameters ( $e_0 = 0,20$ ,  $e_2 = 0,21$ ).

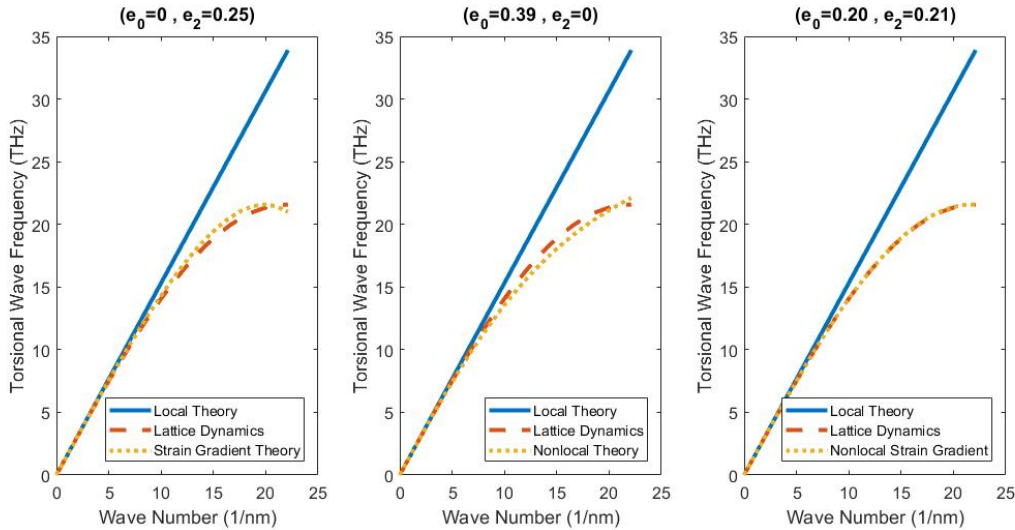


Fig. 4. Variation of Torsional Wave Frequency with Wave Number for Various Models

Effect of the elastic medium in torsional wave frequency is seen in Figs. 5 and 6. For the 1<sup>st</sup> CNT, elastic medium has no effect on torsional wave frequency. With the increasing number of CNTs, elastic medium becomes more effective and torsional wave frequency raises. Effect of the number of carbon nanotubes and elastic medium are more pronounced in small wave numbers (long wavelengths).

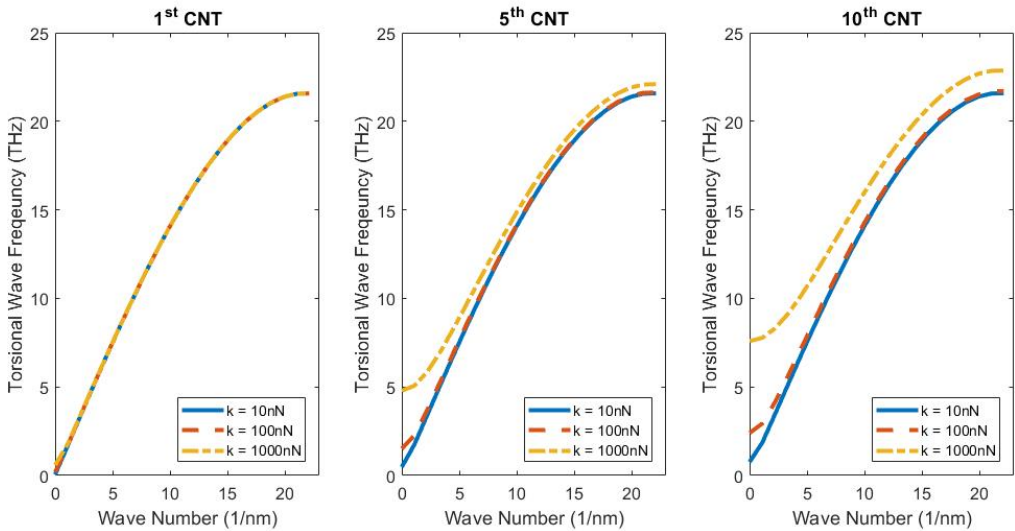


Fig. 5. Effect of Wave Number on Torsional Wave Frequency for Various Elastic Medium Stiffness's

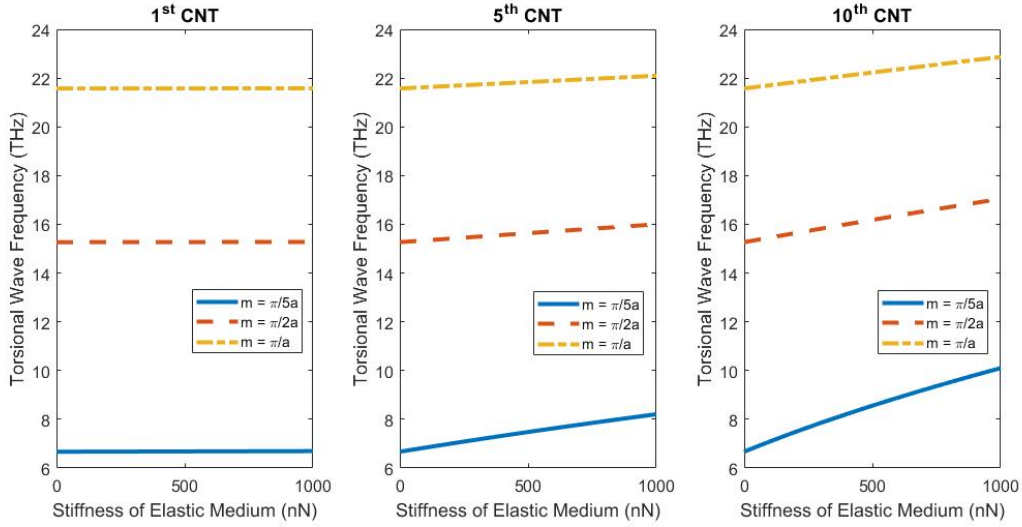


Fig. 6. Effect of Elastic Medium on Torsional Wave Frequency for Various Wave Numbers

In Figs. 7 and 8, variation of phase and group velocities for the 1<sup>st</sup> and 10<sup>th</sup> CNT can be seen. Number of CNT increases both phase and group velocity. Elastic medium is effective only in small interval at low frequencies (long wavelengths) for the 1<sup>st</sup> CNT. With the increasing number of CNT, effective frequency interval of group velocity is expanded. Elastic medium effect vanishes at high wave numbers (short wavelengths), because of the nonlocal strain gradient model. Phase and group velocities has not been affected by elastic medium at the end of first Brillouin Zone and show identically same characteristics.

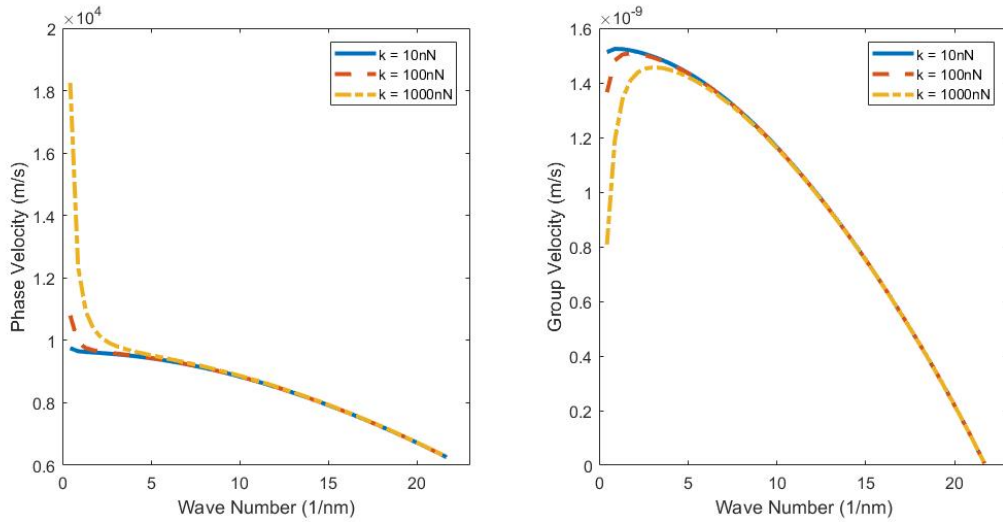


Fig. 7. Variation of Phase and Group Velocity of 1<sup>st</sup> CNT

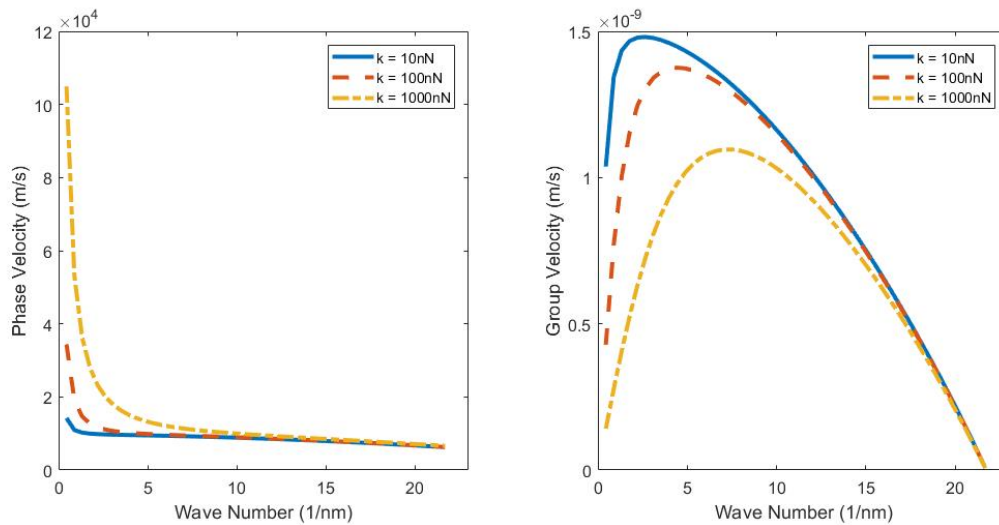


Fig. 8. Variation of Phase and Group Velocity of 10<sup>st</sup> CNT

## Conclusion

Torsional wave propagation in multiple CNTs stacked in an elastic matrix which is called CNT bundle has been investigated in the present study. Governing equation of motion has been obtained using Nonlocal Strain Gradient Elasticity Theory Torsional wave propagation frequencies, phase and group velocities for first and last CNTs have been determined. Effects of gradient parameters and stiffness of elastic medium have been investigated comparatively.

The nonlocal strain gradient elasticity model is more acceptable for CNTs rather than the only stress or strain gradient and classical theories. Elastic medium has more pronounce effect on wave frequency especially for increasing number of nanotubes. Group velocity effectiveness expands with increasing elastic medium stiffness and number of nanotubes.

Present results may be useful for modeling of composite materials for vibration isolators.

## References

1. Mehralian F., Tadi Beni Y., Karimi Zeverdejani M. (2017) «Nonlocal strain gradient theory calibration using molecular dynamics simulation based on small scale vibration of nanotubes», *Physica B: Condensed Matter*, Vol. 514, pp. 61–69. DOI: 10.1016/j.physb.2017.03.030
2. Hall A.R., Falvo M.R., Superfine R., Washburn S. (2007) «Electromechanical response of single-walled carbon nanotubes to torsional strain in a self-contained device», *Nature Nanotechnology*, Vol. 2, pp. 413–416. DOI: 10.1038/nnano.2007.179
3. Wu A.S., Nie X., Hudspeth M.C., et al (2012) «Carbon nanotube fibers as torsion sensors», *Applied Physics Letters*, Vol. 100, pp. 201908. DOI: 10.1063/1.4719058
4. Aifantis E.C. (1992) «On the role of gradients in the localization of deformation and fracture», *International Journal of Engineering Science*, Vol. 30, pp. 1279–1299. DOI: 10.1016/0020-7225(92)90141-3
5. Askes H., Aifantis E.C. (2009) «Gradient elasticity and flexural wave dispersion in carbon nanotubes», *Phys Rev B - Condens Matter Mater Phys*. DOI: 10.1103/PhysRevB.80.195412

6. Eringen A.C. (1983) «On differential equations of nonlocal elasticity and solutions of screw dislocation and surface waves», *Journal of Applied Physics*, Vol. 54, pp. 4703–4710. DOI: 10.1063/1.332803
7. Eringen A.C. (1972) «Nonlocal polar elastic continua», *International Journal of Engineering Science*, Vol. 10, pp. 1–16. DOI: 10.1016/0020-7225(72)90070-5
8. Lim C.W., Zhang G., Reddy J.N. (2015) «A higher-order nonlocal elasticity and strain gradient theory and its applications in wave propagation», *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, Vol. 78, pp. 298–313. DOI: 10.1016/j.jmps.2015.02.001
9. Li L., Hu Y., Li X. (2016) «Longitudinal vibration of size-dependent rods via nonlocal strain gradient theory», *International Journal of Mechanical Sciences*, Vol. 115–116, pp. 135–144. DOI: 10.1016/j.ijmecsci.2016.06.011
10. Wang Y., Wang X.X., Ni X. (2004) «Atomistic simulation of the torsion deformation of carbon nanotubes», *Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering*, Vol. 12, pp. 1099–1107. DOI: 10.1088/0965-0393/12/6/004
11. Ertekin E., Chrzan D.C. (2005) «Ideal torsional strengths and stiffnesses of carbon nanotubes», *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, Vol. 72, pp. 1–5. DOI: 10.1103/PhysRevB.72.045425
12. Hall A.R., An L., Liu J., et al (2006) «Experimental measurement of single-wall carbon nanotube torsional properties», *Physical Review Letters*, Vol. 96, pp. 1–4. DOI: 10.1103/PhysRevLett.96.256102
13. Jeong B.-W., Lim J.-K., Sinnott S.B. (2007) «Torsional stiffening of carbon nanotube systems», *Applied Physics Letters*, Vol. 91, pp. 093102. DOI: 10.1063/1.2775832
14. Xiao S., Hou W. (2007) «Multiscale modeling and simulation of nanotube-based torsional oscillators», *Nanoscale Research Letters*, Vol. 2, pp. 54–59. DOI: 10.1007/s11671-006-9030-8
15. Zhang Y.Y., Wang C.M. (2008) «Torsional responses of double-walled carbon nanotubes via molecular dynamics simulations», *J Phys Condens Matter*. doi: 10.1088/0953-8984/20/45/455214
16. Selim M.M.M. (2010) «Torsional vibration of carbon nanotubes under initial compression stress», *Brazilian Journal of Physics*, Vol. 40, pp. 283–287. DOI: 10.1590/S0103-97332010000300004
17. Murmu T., Adhikari S., Wang C.Y.Y. (2011) «Torsional vibration of carbon nanotube–buckyball systems based on nonlocal elasticity theory», *Physica E: Low-Dimensional Systems and Nanostructures*, Vol. 43, pp. 1276–1280. DOI: 10.1016/j.physe.2011.02.017
18. Gheshlaghi B., Hasheminejad S.M., Abbasion S. (2010) «Size dependent torsional vibration of nanotubes», *Physica E: Low-Dimensional Systems and Nanostructures*, Vol. 43, pp. 45–48. DOI: 10.1016/j.physe.2010.06.015
19. Lim C.W.W., Li C., Yu J.L.L. (2012) «Free torsional vibration of nanotubes based on nonlocal stress theory», *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 331, pp. 2798–2808. DOI: 10.1016/j.jsv.2012.01.016
20. Narendar S., Ravinder S., Gopalakrishnan S. (2012) «Strain gradient torsional vibration analysis of micro / nano rods», *International Journal of Nano Dimension*, Vol. 3, pp. 1–17. DOI: 10.7508/IJND.2012.01.001
21. Natsuki T., Tsuchiya T., Ni Q.-Q., Endo M. (2010) «Torsional elastic instability of double-walled carbon nanotubes», *Carbon*, Vol. 48, pp. 4362–4368. DOI: 10.1016/j.carbon.2010.07.050
22. Vercosa D.G., Barros E.B., Souza Filho A.G., et al (2010) «Torsional instability of chiral carbon nanotubes», *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, Vol. 81, pp. 1–5. DOI: 10.1103/PhysRevB.81.165430



23. Wang Q. (2009) «Torsional instability of carbon nanotubes encapsulating C60 fullerenes», *Carbon*, Vol. 47, pp. 507–512. DOI: 10.1016/j.carbon.2008.10.035
24. Asghari M., Rafati J., Naghdabadi R. (2013) «Torsional instability of carbon nanopeapods based on the nonlocal elastic shell theory», *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, Vol. 47, pp. 316–323. DOI: 10.1016/j.physe.2012.06.016
25. Khademolhosseini F., Phani A.S., Nojeh A., Rajapakse N. (2012) «Nonlocal continuum modeling and molecular dynamics simulation of torsional vibration of carbon nanotubes», *IEEE Transactions on Nanotechnology*, Vol. 11, pp. 34–43. DOI: 10.1109/TNANO.2011.2111380
26. Ansari R., Gholami R., Ajori S. (2013) «Torsional Vibration Analysis of Carbon Nanotubes Based on the Strain Gradient Theory and Molecular Dynamic Simulations», *Journal of Vibration and Acoustics*, Vol. 135, pp. 051016. DOI: 10.1115/1.4024208
27. Ansari R., Ajori S. (2014) «Molecular dynamics study of the torsional vibration characteristics of boron-nitride nanotubes», *Physics Letters A*, Vol. 378, pp. 2876–2880. DOI: 10.1016/j.physleta.2014.08.006
28. ISLAM Z.M., JIA P., LIM C.W. (2014) «TORSIONAL WAVE PROPAGATION AND VIBRATION OF CIRCULAR NANOSTRUCTURES BASED ON NONLOCAL ELASTICITY THEORY», *International Journal of Applied Mechanics*, Vol. 06, pp. 1450011. DOI: 10.1142/S1758825114500112
29. Arda M., Aydogdu M. (2016) «Torsional wave propagation in multiwalled carbon nanotubes using nonlocal elasticity», *Applied Physics A*, Vol. 122, pp. 219. DOI: 10.1007/s00339-016-9751-1
30. Li C. (2014) «Torsional vibration of carbon nanotubes: Comparison of two nonlocal models and a semi-continuum model», *International Journal of Mechanical Sciences*, Vol. 82, pp. 25–31. DOI: 10.1016/j.ijmecsci.2014.02.023
31. Li C. (2014) «A nonlocal analytical approach for torsion of cylindrical nanostructures and the existence of higher-order stress and geometric boundaries», *Composite Structures*, Vol. 118, pp. 607–621. DOI: 10.1016/j.compstruct.2014.08.008
32. Arda M., Aydogdu M. (2016) «Torsional wave propagation of CNTs via different nonlocal gradient theories», *ICSV 2016 - 23rd Int. Congr. Sound Vib. From Anc. to Mod. Acoust.*
33. Adeli M.M., Hadi A., Hosseini M., Gorgani H.H. (2017) «Torsional vibration of nano-cone based on nonlocal strain gradient elasticity theory», *Eur Phys J Plus*. doi: 10.1140/epjp/i2017-11688-0
34. Arda M., Aydogdu M. (2017) «Nonlocal Gradient Approach on Torsional Vibration of CNTs», *NOISE Theory and Practice*, Vol. 3, pp. 2–10.
35. Apuzzo A., Barretta R., Canadija M., et al (2017) «A closed-form model for torsion of nanobeams with an enhanced nonlocal formulation», *Composites Part B: Engineering*, Vol. 108, pp. 315–324. DOI: 10.1016/j.compositesb.2016.09.012
36. Zhu X., Li L. (2017) «Longitudinal and torsional vibrations of size-dependent rods via nonlocal integral elasticity», *International Journal of Mechanical Sciences*, Vol. 133, pp. 639–650. DOI: 10.1016/j.ijmecsci.2017.09.030
37. Arda M., Aydogdu M. (2014) «Torsional statics and dynamics of nanotubes embedded in an elastic medium», *Composite Structures*, Vol. 114, pp. 80–91. DOI: 10.1016/j.compstruct.2014.03.053
38. «No Title», <https://www.ccm.udel.edu/wp-content/uploads/2014/09/img2.jpg>.
39. Eringen A.C. (2007) *Nonlocal Continuum Field Theories*. Springer New York
40. Chang C.S., Gao J. (1997) «Wave Propagation in Granular Rod Using High-Gradient Theory», *Journal of Engineering Mechanics*, Vol. 123, pp. 52–59. DOI:

---

10.1061/(ASCE)0733-9399(1997)123:1(52)

41. Askes H., Suiker A.S.J., Sluys L.J. (2002) «A classification of higher-order strain-gradient models - Linear analysis», *Archive of Applied Mechanics*, Vol. 72, pp. 171–188. DOI: 10.1007/s00419-002-0202-4

42. Adali S. (2009) «Variational principles for multi-walled carbon nanotubes undergoing non-linear vibrations by semi-inverse method», *Micro & Nano Letters*, Vol. 4, pp. 198–203. DOI: 10.1049/mnl.2009.0084

43. Adali S. (2009) «Variational Principles for Transversely Vibrating Multiwalled Carbon Nanotubes Based on Nonlocal Euler-Bernoulli Beam Model», *Nano Letters*, Vol. 9, pp. 1737-1741. DOI: 10.1021/nl8027087

44. Li C., Chou T.-W. (2003) «A structural mechanics approach for the analysis of carbon nanotubes», *International Journal of Solids and Structures*, Vol. 40, pp. 2487–2499. DOI: 10.1016/S0020-7683(03)00056-8

45. Wang C.Y., Zhang L.C. (2008) «A critical assessment of the elastic properties and effective wall thickness of single-walled carbon nanotubes.», *Nanotechnology*, Vol. 19, pp. 075705. DOI: 10.1088/0957-4484/19/7/075705

УДК 550.341+550.834  
OECD 01.03.AA

## Акустический шум низколетящего квадрокоптера

Заславский Ю.М.<sup>1</sup>, Заславский В.Ю.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>В.н.с., ИПФ РАН, Н.Новгород, ул. Ульянова, 46

<sup>1,2</sup>с.н.с., ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Н.Новгород, пр. Гагарина, 23

### Аннотация

Выполнен спектральный анализ акустического шума, создаваемого квадрокоптером, барражирующим с невысокой полетной скоростью на высоте "птичьего полета" над обширным участком равнинной местности, лишенной растительности и строений. Исследованы характерные особенности спектрального состава шума, создаваемого в режимах взлета, горизонтального полета с маршевой скоростью, спуска и приземления, полученные по результатам регистрации на незначительных дистанциях до источника. Материалы обработки и анализа акустических сигналов представляют интерес для удаленного контроля движения БПЛА легкого класса.

**Ключевые слова:** воздушно-акустический шум, амплитудный спектр, малые беспилотные летные средства.

### *Acoustic noise of a low flying quadrocopter*

Zaslavsky Yu.M.<sup>1</sup>, Zaslavsky V.Yu.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Leader scientific researcher, Institute of applied physics, Russian academy of science, Nizhny Novgorod, Russia

<sup>1,2</sup>Senior scientific researcher, Institute of applied physics, Russian academy of science, Nizhny Novgorod, Russia

### Abstract

A spectral analysis of the acoustic noise created by a quadrocopter, bartering at a low flight speed at a bird's-eye height over a vast area of flat terrain devoid of vegetation and buildings, was performed. The characteristic features of the spectral composition of noise generated in take-off, horizontal flight with marching speed, descent and landing, obtained from the results of recording at small distances to the source, are investigated. Acoustic signal processing and analysis materials are of interest for remote control of the movement of light class UAVs.

**Key words:** air-acoustic noise, amplitude spectrum, small unmanned aerial vehicles.

### Введение

Удаленный контроль с помощью телекамер наблюдения, устанавливаемых на воздушных движущихся носителях – дронах и квадрокоптерах, востребован во многих сферах деятельности. К ним относится контроль за движением наземного авто и железнодорожного транспорта, съемка посевных площадей и сельскохозяйственных угодий, выявление пожаров в лесных массивах. Пилотирование выполняется оператором с пункта управления по радиоканалу, по которому передается также видеоинформация. Вместе с тем, в ряде случаев оказывается необходимым независимый контроль за

местоположением самого квадрокоптера и его параметрами, в связи с чем, представляет интерес анализ спектрального состава, уровня и особенностей собственного акустического шума, сопровождающего его полет. Акустический шум беспилотных летательных средств подробно и широко исследуется рядом авторов [1-10]. Актуальность проблемы объясняется, в частности тем, что квадрокоптер – малозаметный объект с малым по величине сечением рассеяния при радиолокационной пеленгации. По сравнению с обширными и известными исследованиями акустического шума полномасштабных "винтокрылых" летательных аппаратов и дронов исследования шума квадрокоптера вертолетного типа, проведенные к настоящему времени, представляются далеко не полными.

## 1. Исследование акустического шума квадрокоптера

Характерным признаком акустического шума, порождаемого его винтомоторной группой, является стрекочущий, жужжащий звук низкой интенсивности, обнаруживаемый и регистрируемый на земной поверхности в ограниченной десятками метров окрестности от летящего на незначительной высоте квадрокоптера. По результатам обработки акустического сигнала, регистрируемого микрофоном, вообще говоря, представляет интерес получение данных, обеспечивающих возможность идентификации летательного аппарата данного класса, диагностики выполняемого им маневра, извлечения информации, полезной для контроля за его местоположением и параметрами движения, такими как текущая скорость и ее направление.

В натурном эксперименте по регистрации шума апробирован зарубежный образец квадрокоптера, предлагаемый фирмами-посредниками в коммерческих целях для обслуживания сельскохозяйственных угодий и хозяйств лесничества – для контроля противопожарной обстановки. Его масса имеет порядок 3 кг, маршевая скорость при горизонтальном полете находится в пределах 16-23 м/с, достижимая высота (потолок) – 500 м. Квадрокоптер снабжен четырьмя электромоторами постоянного тока, автономно запитываемыми от аккумуляторов через цепь питания, регулирующую по радиоканалу. Электродвигатели расположены в углах четырехугольника с максимальным габаритом ~ 0,55 м, при этом каждый двигатель приводит во вращение закрепленный на его оси двухлопастной винт с вращением лопастей в горизонтальной плоскости (полный размах лопастей ~ 0,25 м). Для поступательного движения квадрокоптера и выполнения им маневренного движения по вертикали, азимуту и тангажу предусмотрено регулирование скорости вращения каждого винта, которое осуществляется оператором с пульта управления.

Запись звукового сигнала выполнена при неблагоприятных метеоусловиях, не сопутствующих высокому ее качеству, т.е. в зимний период при температуре воздуха 0° – 5°С, скорости порывов ветра, достигающей ~ 6 м/с. Акустический фон в моменты спада "вихревых атмосферных потоков" зафиксирован на уровне ~ 60 – 65 дБ. Следует также отметить некоторые подробности, характеризующие условия регистрации. Так, при старте с поверхности земли и приземлении использовался близко расположенный к пультам участок территории (на удалении не более десятка метров), хорошо обозреваемый как внешней телекамерой, предназначенной для съемки полета и наблюдения за дроном, так и камерой, "встроенной" в дрон-носитель. Регистрация акустического шума выполнена с помощью конденсаторного измерительного микрофона, входящего в комплект внешней видеокамеры наблюдения.

Ниже излагаются характерные или специфические особенности спектра акустического излучения, зарегистрированного экспериментально. Они представляют интерес для пассивной шумопеленгации, т.е. целеуказания, а также могут быть полезны

в исследованиях различных физических механизмов шумоизлучения, проявляющихся, например, при вращении вертолетного винта.

## 2. Результаты спектральной обработки акустического шума

Спектральный анализ акустического шума квадрокоптера выполнен в случаях его регистрации в следующих основных, "предполетных" и "послеполетных" режимах: старт – отрыв от земли и взлет, зависание над местом старта, полет с маршевой скоростью (на удалениях в несколько десятков метров), посадка и приземление. Для анализа, как правило, используются выборки сигнала длительностью  $T = 7...9$  с. Необходимо подчеркнуть, что полезный сигнал лишь незначительно превышает уровень фона в моменты его спада при затихающих порывах ветра.

### 2.1. Старт

На рис. 1 представлена амплитудная спектрограмма акустического шума в полосе частот 0 – 2000 Гц, когда квадрокоптер начинает отрыв от поверхности грунта. В спектре присутствует набор дискретных компонент, которые образуют эквидистантный частотный ряд, характерный для шума, создаваемого каждым винтом. Независимая "запитка" мотора каждого винта, необходимая для маневрирования, обуславливает некоторое различие в скорости их вращения. Поэтому дискретные компоненты одинакового номера, порождаемые разными винтами, несколько сдвинуты по частоте, что приводит к уширению или размытию линий в спектре суммарного акустического поля. Дискретные компоненты спектра следуют с интервалом  $\Delta f \sim 200 - 214$  Гц и соответствуют ряду лопастных частот. Известно, что основная (первая) лопастная частота равна оборотной частоте, умноженной на число лопастей и, поскольку лопастей две, она в два раза выше нее. Оборотная частота, таким образом, близка к  $f_{об} = 100$  Гц. Такое значение удовлетворительно согласуется с таким показателем как номинальная скорость вращения ротора в пределах  $\sim 5000 - 6000$  об/мин, стандартно используемая в миниатюрных электродвигателях (с постоянным напряжением на обмотках).

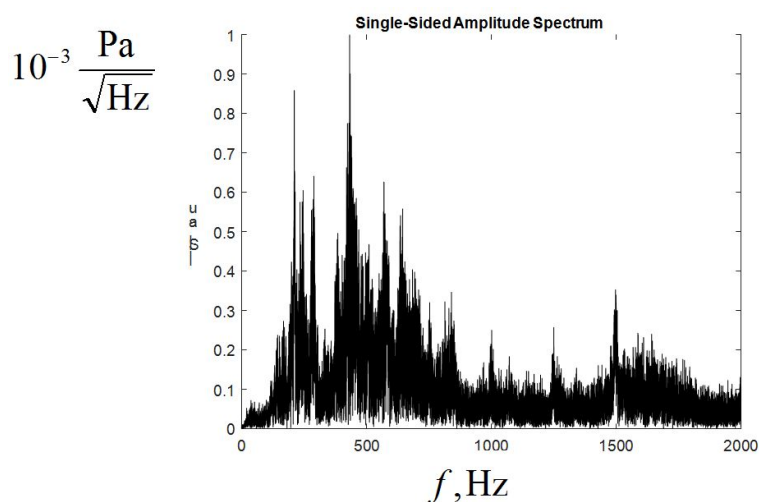


Рис. 1. Амплитудный спектр шума в режиме старта

### 2.2. Режим зависания над местом старта

Последующие секунды после стартового включения винтов квадрокоптера сопровождаются его быстрым отрывом от поверхности, набором незначительной высоты

и некоторым горизонтальным смещением относительно места старта, так что от точки зависания источника до микрофона образуется дистанция порядка двух десятков метров. Несколько опережая изложение, можно отметить, что та же дистанция характерна для режима торможения и зависания при возвращении квадрокоптера оператором в исходный квадрат территории после выполнения полетной программы.

На рис. 2 представлена спектрограмма шума в условиях зависания квадрокоптера. Нетрудно видеть качественное сходство с предыдущим случаем в характере спектра. Вместе с тем, шаг по частоте в последовательности дискрет, оказывается ниже прежнего и составляет  $\Delta f \cong 143$  Гц. Имеет место понижение скорости вращения винтов.

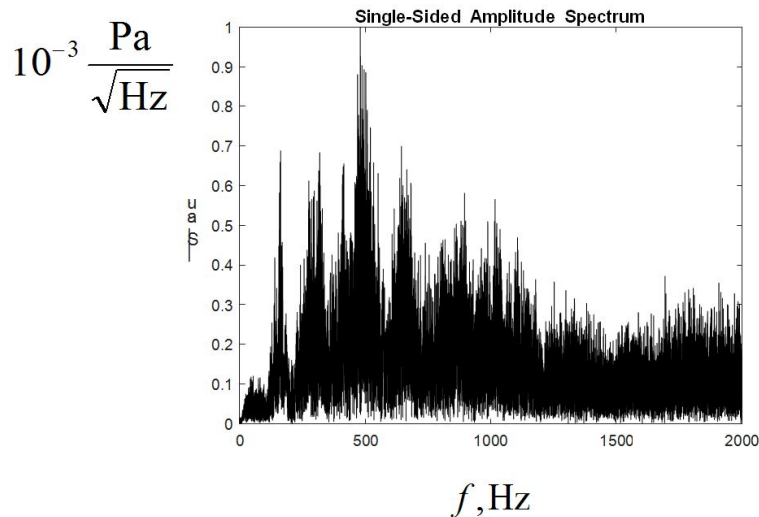


Рис. 2. Амплитудный спектр шума в режиме зависания

### 2.3. Полет с маршевой скоростью

На основном измерительном этапе эксперимента выполнена регистрация полезного сигнала – акустического шума, возникающего при полете квадрокоптера с маршевой скоростью  $\sim 20$  м/с. В процессе проведения нескольких сеансов реализован горизонтальный полет с разными направлениями движения, при этом минимальные удаления квадрокоптера от микрофона на траверзе составляют десятки метров при значении высоты полета того же порядка. Этот этап приходится на завершение демонстрационного пилотирования квадрокоптера по коммерческой программе, в которой выполняется сложное барражирование в высотном коридоре 50...150 м с последующим движением обратным курсом к месту старта.

На рис. 3 демонстрируется соответствующий частотный спектр акустического шума, регистрируемого при горизонтальном полете квадрокоптера с вышеуказанной маршевой скоростью. Шаг периодичности в дискретном спектре составляет  $\Delta f \cong 172$  Гц. Следовательно, скорость вращения винтов несколько выше, чем в предыдущем режиме. Теперь во всей полосе анализа наблюдается достаточно регулярная периодическая модуляция амплитудного спектра с ростом частоты, обусловленная ранее указанной причиной. Заметно повышается вклад более высокочастотных компонент в общий уровень шума. Переход к рассматриваемому режиму движения дрона отличается некоторой вариабельностью, т.е. сопровождается более значительными, чем ранее качественными, а также количественными изменениями, характеризующими спектр шума.

В дальнейших исследованиях рассматриваемого режима, проведение которых



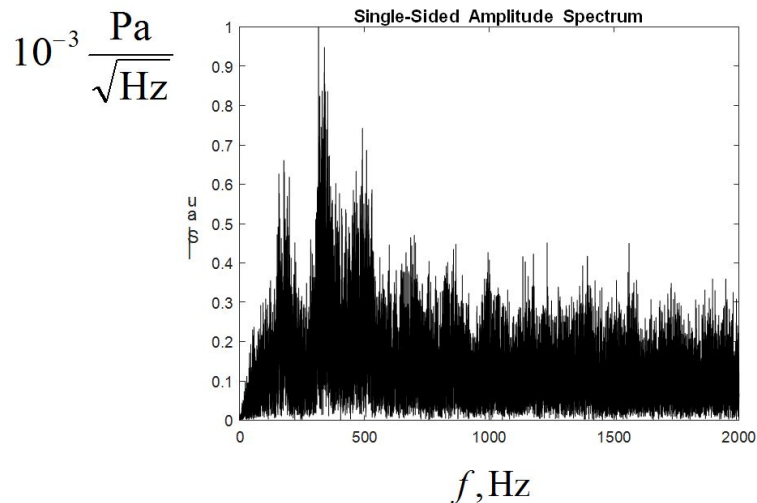


Рис. 3. Амплитудный спектр шума в режиме полета с маршевой скоростью

предполагается при более благоприятных метеоусловиях, т.е. при более низком уровне атмосферного акустического фона, наряду со спектром шума интересно также построить кривые спада общего уровня шума с ростом дистанции от квадрокоптера до места регистрации.

#### 2.4. Приземление – посадка

На заключительном этапе полета, т.е. перед контактом или касанием поверхности посадочными стойками квадрокоптера, оператором с пульта управления обеспечивается режим зависания примерно над исходной стартовой точкой на высоте, не превышающей десятка метров, а затем и его плавное приземление. На рис. 4 представлен амплитудный спектр шума, характерный для режима, соответствующего заключительному этапу. Шаг периодичности спектральных максимумов (дискретных компонент) на оси частот возвращается к исходным значениям  $\Delta f \cong 216$  Гц.

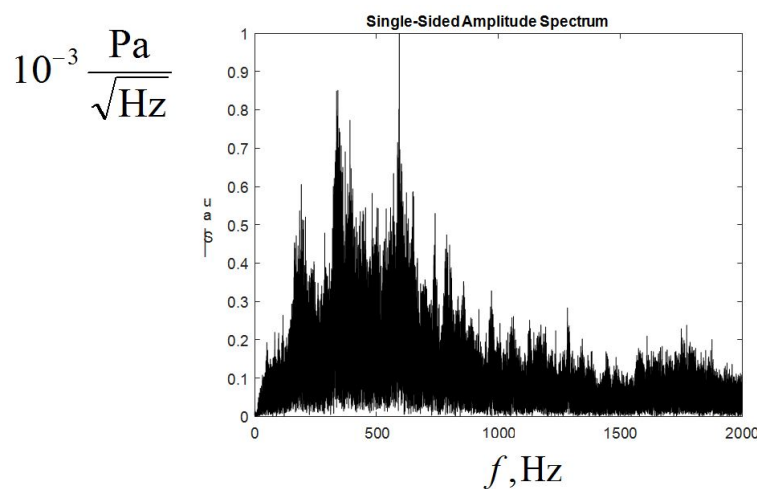


Рис. 4. Амплитудный спектр шума в режиме приземления

#### Заключение

Выполнены обработка и спектральный анализ акустического шума квадрокоптера

при различных режимах движения, включая старт и приземление. Демонстрируется возможность интерпретации специфического вида спектра шума в соответствии с режимами старта, горизонтального полета и приземления. Показано, что для данного типа квадрокоптера характер амплитудного спектра, расположение амплитудных максимумов на оси частот следует рассматривать как информативные признаки, которые целесообразно принять в качестве основы для идентификации или классификации летательного аппарата по данным шумопеленгации. Указанные признаки при всех режимах работы сохраняют подобие, оказываются устойчивыми или слабо переменными.

Таким образом, результаты анализа спектра акустического шума квадрокоптера указывают на принципиальную возможность локализации и идентификации беспилотного летательного аппарата (самого легкого класса) и предварительного прогноза параметров движения при пассивной шумопеленгации с использованием данных о его собственном акустическом шуме, зарегистрированном на поверхности земли. Дальнейшие исследования акустических шумов квадрокоптеров с иными конструктивными особенностями и с другой комплектацией винтомоторной группы безусловно расширят представление об их акустических характеристиках и будут способствовать развитию удаленного контроля за миниатюрными беспилотными летательными аппаратами с вертолетными винтами.

### Список литературы

1. Карташов В.М., Шейко С.А., Олейников В.Н., Бабкин С.И., Корытцев И.В. Информационные характеристики звукового излучения малых беспилотных летательных аппаратов - [oreparchive.nure.ua](http://oreparchive.nure.ua) - 2017
2. Даник Ю.Г., Бугаёв Н.В., Поздняков П.В. Распознавание беспилотных летательных аппаратов по характеру акустического излучения. / Вестник Гродненского государственного университета имени Янки Купалы. Серия 2. Физика (Гродно) ISSN: 2076-4847 Т. 7, № 1, 2017.
3. Мошков П.А. Классификация источников шума легких винтовых самолетов на местности // Научно-технический вестник Поволжья. 2015. № 4. С. 101-106
4. Глазков В.В. Реализация устройства распознавания наземных и воздушных объектов по акустическому сигналу. - Наука и Мир, 2017 - [elibrary.ru](http://elibrary.ru)
5. Кажан В.Г., Мошков П.А., Самохин В.Ф. Природный фон при проведении акустических испытаний самолетов на аэродроме базирования малой авиации // Наука и образование: научное издание МГТУ им. Н.Э. Баумана. 2015. № 7. URL: <http://technomag.bmstu.ru/doc/782827.html> (дата обращения 25.07.2015).
6. Остроухов С.П. Аэродинамика воздушных винтов и винтокольцевых движителей. – М.: Физматлит, 2014. – 328 с.
7. Луценко В.И., Луценко И.В., Соболяк А.В. Пассивные акустические системы разведки, дальность их действия и разрешающая способность. 2014 - [repository.kpi.kharkov.ua](http://repository.kpi.kharkov.ua)
8. Заславский Ю.М., Заславский В.Ю. К анализу воздушно-акустического поля катера на воздушной подушке. Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского 2009, №3, с.61-68.
9. Джанакирам Д.С., Скраггс Б.В. Характеристики обнаруживаемости и шума маломасштабных воздушных винтов беспилотных летательных аппаратов // Аэрокосмическая техника. 1983. Т. 1. № 10. С. 108-117.

10. Barry F.W., Magliozzi B. Noise detectability prediction method for low tip speed propellers // Air Force Aero Propulsion Laboratory (AFAPL). Wright-Patterson AFB. Ohio. Technical Report AFAPL-TR-71-31, June 1971. 192 p.

### References

1. Kartashov V.M., Sheiko S.A., Oleinikov V.N., Babkin S.I., Koryttsev I.V. Information Characteristics of the Sound Emission of Small Unmanned Aerial Vehicles - openarchive.nure.ua - 2017

2. Danik Yu.G., Bugaev N.V., Pozdnyakov P.V. Recognition of unmanned aerial vehicles by the nature of acoustic radiation. / Bulletin of the Grodno State University named after Yanka Kupala. Series 2. Physics (Grodno) ISSN: 2076-4847 T. 7, No. 1, 2017.

3. Moshkov P.A. Classification of noise sources of light propeller-driven aircraft on the ground // Scientific and Technical Bulletin of the Volga Region. 2015. No 4. S. 101-106

4. Glazkov V.V. Implementation of a recognition device for ground and air objects by an acoustic signal. - Science and the World, 2017 - elibrary.ru

5. Kazhan V.G., Moshkov P.A., Samokhin V.F. The natural background when conducting acoustic tests of aircraft at the airfield based on small aircraft // Science and Education: Scientific Edition of MSTU. N.E. Bauman. 2015. No 7. URL: <http://technomag.bmstu.ru/doc/782827.html> (accessed July 25, 2015).

6. Ostroukhov S.P. Aerodynamics of propellers and propellers. - M.: Fizmatlit, 2014 . - 328 p.

7. Lutsenko V.I., Lutsenko I.V., Sobolyak A.V. Passive acoustic intelligence systems, their range and resolution. 2014 - repository.kpi.kharkov.ua

8. Zaslavsky Yu.M., Zaslavsky V.Yu. On the analysis of the air-acoustic field of a hovercraft. Bulletin of the Nizhny Novgorod University. N.I. Lobachevsky 2009, No. 3, p. 61-68.

9. Janakiram D.S., Scruggs B.V. Detectability and noise characteristics of small-scale propellers of unmanned aerial vehicles // Aerospace Engineering. 1983. T. 1. No. 10. S. 108-117.

10. Barry F.W., Magliozzi B. Noise detectability prediction method for low tip speed propellers // Air Force Aero Propulsion Laboratory (AFAPL). Wright-Patterson AFB. Ohio. Technical Report AFAPL-TR-71-31, June 1971. 192 p.

УДК 534.833.534  
OECD 01.03.AA

## Вязкоупругие резонаторы

Казаков Л.И.

К.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник, Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичёва ДВО РАН, г. Владивосток

### Аннотация

Выполнен приближенный расчет акустических характеристик резонаторов в виде вязкоупругих пробок с закрепленными боковыми поверхностями. Рассмотрены 5 основных разновидностей таких резонаторов. Приведены примеры сравнения результатов приближенной и точной теорий и примеры экспериментального подтверждения приближенной теории.

**Ключевые слова:** вязкоупругие материалы, резонаторы, акустическая проводимость, резонансная частота.

### *Viscoelastic resonators*

*Kazakov L.I.*

*K.F.-M.N., leading researcher, Pacific Oceanological Institute  
named after V.I. Il'ichev FEB RAS, Vladivostok*

### **Abstract**

*The approximate calculation of acoustic characteristics of resonators in the form of viscoelastic corks with fixed side surfaces is made. 5 main types of such resonators are considered. Examples of comparison of results of approximate and exact theories and examples of experimental confirmation of the approximate theory are given.*

**Key words:** *viscoelastic materials, resonators, acoustic conductivity, resonance frequency.*

### **Введение**

Ниже получены приближенные расчетные формулы для акустических характеристик вязкоупругих резонаторов, выполненных в виде пробок с закрепленной боковой поверхностью следующих пяти конфигураций: сплошной круглый цилиндр, три разновидности в форме круглого цилиндра с центральным круглым отверстием, крепящиеся либо одной, либо обеими боковыми поверхностями ("внешний", "внутренний" и кольцевой резонаторы, см. рис. 3), прямоугольный в плане резонатор. Состоятельность приближенных формул подтверждена сравнением с результатами точных вычислений и экспериментов.

Любой механический резонатор состоит из массы, упругости и потерь. Всем этим рассматриваемые материалы обладают.

## 1. Приближенная теория резонаторов

### 1.1. Вязкоупругие материалы

Категория вязкоупругих материалов охватывает весьма обширный класс веществ, таких как резины, мягкие пластмассы, очень вязкие жидкости (смолы, битумы и пр.), гели, растительные и животные ткани и т.д. Эти вещества занимают промежуточное место между идеально упругими твердыми телами и вязкими несжимаемыми жидкостями, совмещающая в себе свойства тех и других.

Однородное изотропное вязкоупругое тело, подобно идеально упругому, характеризуют двумя модулями упругости, например, модулем сдвига  $\mu$  (Па) и модулем объемного сжатия  $K$  (Па) [1, с. 22]. При колебаниях в вязкоупругом теле происходит (как и в вязкой жидкости) диссипация механической энергии за счет внутреннего трения. Поэтому его модули упругости при гармонических колебаниях принципиально комплексные и частотно-зависимые величины [2], [3].

Из двух модулей упругости вязкоупругого материала важнейшим является комплексный модуль сдвига:

$$\mu^*(\omega) = \mu(\omega)[1 - i\eta(\omega)], \quad (1)$$

где  $\omega$  – круговая частота звука,  $\mu(\omega)$  – модуль сдвига,  $i$  – мнимая единица,  $\eta(\omega)$  – коэффициент сдвиговых потерь. Он резко отличается от модуля всестороннего сжатия  $K$  следующим. Во-первых, для всех вязкоупругих материалов имеет место соотношение:

$$|\mu^*| \ll K, \quad (2)$$

которое, по-существу, служит определением таких материалов и относит их в разряд "практически несжимаемых", "водоподобных" веществ [4, с. 446]. Во-вторых, частотные зависимости  $\mu(\omega)$  и  $\eta(\omega)$  наиболее ярко проявляются в диапазоне звуковых и ультразвуковых частот, в то время как модуль объемного сжатия  $K$  в этом диапазоне от частоты практически не зависит, а поэтому может считаться действительной упругой константой вещества.

Модули сдвига резин могут отличаться друг от друга в десятки и сотни раз и лежат в пределах  $\mu(\omega) = 10^5 \div 10^8$  Па. Коэффициенты сдвиговых потерь резин обычно порядка  $\eta(\omega) = 0,1 \div 1,0$ . У всех вязкоупругих материалов параметры  $K$  (Па), плотность  $\rho$  (кг/м<sup>3</sup>), скорость волн сжатия  $c_l = (K/\rho)^{1/2}$  (м/с) примерно такие же, как у воды.

На низких частотах, когда высота пробки  $h$  (м) мала в сравнении с длиной волны сжатия, последней можно пренебречь и считать материал пробки несжимаемым. Это допущение позволяет построить приближенную теорию вынужденных колебаний пробки с закрепленной боковой поверхностью.

Общее уравнение движения однородного изотропного упругого тела можно записать в виде [1, с. 23, 26, 125]:

$$\rho \frac{\partial^2 \vec{U}}{\partial t^2} = \mu \Delta \vec{U} - \frac{3}{2(1 + \sigma)} \nabla P, \quad (3)$$

где  $\vec{U}$  – вектор деформации среды (м),  $\sigma$  – её коэффициент Пуассона,

$$P = -\frac{\sigma_l}{3} = -\frac{1}{3} (\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz}) -$$

звуковое давление (Па). В силу предполагаемой несжимаемости среды:

$$\sigma = \frac{3K - 2\mu}{2(3K + \mu)} \approx \frac{1}{2}.$$

Тогда для гармонических колебаний уравнение (3) примет вид:

$$-i\omega\rho\vec{V} = \frac{i\mu^*}{\omega}\Delta\vec{V} - \nabla P. \quad (4)$$

По форме это уравнение совпадает с уравнением Навье – Стокса для малых гармонических колебаний вязкой жидкости [5, с. 73, 350], причем роль вязкости здесь играет величина  $i\mu^*(\omega)/\omega$ . Это указывает на аналогию движений вязкоупругой пробки резонатора и столбика вязкой жидкости в трубе.

Для достаточно высокой пробки можно предположить, что движение происходит только вдоль центральной оси  $z$  и  $V_z = V_z(x, y)$ . Если при этом считать  $P = P(z)$ , то из уравнения (4) следует постоянство  $\nabla P$ . Пренебрегая влиянием воздуха над пробкой и присоединенной массой среды (воды) на входе резонатора, появляющейся из-за неравномерности колебательной скорости по сечению пробки, найдем:

$$\frac{dP(z)}{dz} = -\frac{P}{h},$$

где  $P$  – звуковое давление, действующее снизу на резонатор. В этом случае уравнение (4) примет вид:

$$\Delta V_z + \kappa^2 V_z = \frac{i\omega P}{\mu^* h}, \quad (5)$$

или в цилиндрических координатах:

$$\frac{d^2 V_z}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dV_z}{dr} + \kappa^2 V_z = \frac{i\omega P}{\mu^* h}. \quad (6)$$

Здесь

$$\kappa = \sqrt{\frac{\rho\omega^2}{\mu^*(\omega)}} \quad (7)$$

комплексное волновое число сдвиговой волны.

## 1.2. Цилиндрический резонатор

Для цилиндрического резонатора круглого сечения радиуса  $a$  уравнение (6) имеет решением:

$$V_z(r) = \frac{P}{i\omega\rho h} \left[ \frac{J_0(\kappa r)}{J_0(\kappa a)} - 1 \right], \quad (8)$$

откуда найдем среднюю по сечению пробки продольную скорость:

$$\overline{V_z(r)} = \frac{P}{i\omega\rho h} \left[ \frac{2J_1(\kappa a)}{\kappa a J_0(\kappa a)} - 1 \right] = \frac{P}{i\omega\rho h} \frac{J_2(\kappa a)}{J_0(\kappa a)},$$

где  $J_n(\kappa a)$  – функции Бесселя. Поэтому для приведенной к воде проводимости цилиндрических резонаторов радиуса  $a$  (в предположении аддитивности их проводимостей) получим:



$$Y = \frac{\varepsilon \rho_0 c_0 J_2(\kappa a)}{i \omega \rho h J_0(\kappa a)}, \quad (9)$$

где  $\varepsilon$  – доля площади поверхности, занимаемая этими резонаторами;  $\rho_0$  – плотность воды,  $c_0$  – скорость звука в воде.

Если в разложении

$$\frac{J_0(x)}{J_2(x)} = \frac{8}{x^2} - \frac{4}{3} - \frac{x^2}{144} - \frac{x^4}{4320} - \dots$$

оставить только два первых члена, то учитывая (1) и (7), представим (9) в приближенном виде:

$$Y(\omega) \approx \frac{\varepsilon \rho_0 c_0 \omega a^2}{8 \mu(\omega) h} \frac{-i}{1 - \frac{\omega^2 \mu(\omega_p)}{\omega_p^2 \mu(\omega)} - i \eta(\omega)}, \quad (10)$$

где

$$\omega_p = \frac{2,45}{a} \sqrt{\frac{\mu(\omega_p)}{\rho}} \quad (11)$$

собственная круговая частота цилиндрического резонатора. Значение численного коэффициента здесь можно уточнить, заметив, что при  $\eta \ll 1$  собственная частота основного резонанса в формуле (9) будет определяться первым корнем функции  $J_0(\kappa a)$ , равным 2,405.

Второе приближение к точному значению  $\omega_p$  получим, если в предыдущем разложении приравняем нулю сумму первых трёх слагаемых:  $\frac{8}{(\kappa_p a)^2} - \frac{4}{3} - \frac{(\kappa_p a)^2}{144} = 0$ . Решение этого квадратного относительно  $(\kappa_p a)^2$  уравнения приведет к формуле (11) с численным коэффициентом 2,413, что превышает точное значение 2,405 всего на 0,34%, т.е. в 5,5 раза точнее начального приближения.

На рис. 1 для цилиндрического резонатора представлены результаты расчета проводимостей по "точной" (9) и приближенной (10) формулам, а также данные измерений на гидроакустической трубе диаметром 41 мм при температуре 30°C. Параметры резонатора: материал – строительный битум;  $\varepsilon = 0,859$ ,  $2a = 3,8$  см,  $h = 4,35$  см;  $\rho_0 = 995,7$  кг/м<sup>3</sup>,  $c_0 = 1509,4$  м/с;  $\rho = 1200$  кг/м<sup>3</sup>,  $\mu = 0,63 \cdot 10^8$  Па,  $\eta = 0,4$ . Для собственной частоты (11) принят множитель 2,405. Все расчеты и построение графиков на рис. 1 (и далее, на рис. 4 и 5) выполнены на компьютере с помощью Mathcad 15.

Из рисунка следует, что приближенная формула (10) достаточно хороша для частот  $\omega \leq \omega_p$ .

При не слишком малых значениях  $\eta$  последующие сдвиговые резонансы в выражении (9) не существенны, и можно считать формулу (10) применимой также и на частотах  $\omega > \omega_p$ . Но в данном случае на этих частотах вклад в проводимость вносит еще и отдаленный (на частоте 19,5 кГц) полуволновой резонанс продольной волны, распространяющейся в пробке со скоростью  $c_l = 1697$  м/с. В этом причина расхождения расчетных и экспериментальных данных на частотах  $\omega > \omega_p$ , поскольку продольной волной мы изначально пренебрегли, посчитав материал пробки несжимаемым.

Из формул (9), (10) и (11) видно, что проводимость цилиндрического резонатора обратно пропорциональна высоте пробки  $h$ , а собственная частота обратно

пропорциональна её радиусу  $a$  и не зависит от  $h$ . Последнее обстоятельство для  $h \geq 2a$  подтверждают измерения автора (1976 г.), представленные на рис. 2. Слабый рост  $\omega_p$  с увеличением  $h$  обязан (не учитываемой здесь) малой присоединенной массе на входе.

При  $\omega \rightarrow 0$  из формулы (8) легко найти смещение пробки цилиндрического резонатора под действием гидростатического давления  $P_0$  (Па):

$$U_0(r) = \frac{P_0}{4\mu(0)h}(a^2 - r^2)(\text{м}), \quad (12)$$

откуда максимальный прогиб в центре пробки  $U_0(0) = P_0 a^2 / 4\mu(0)h$  (м), а средний по сечению прогиб  $\overline{U_0(r)} = \frac{P_0 a^2}{8\mu(0)h}$  (м). Если определить значение  $\omega_p$  методом Рэля, взяв в качестве формы колебаний статическое смещение (12) [6, с. 189, 323], то снова придем к формуле (11).

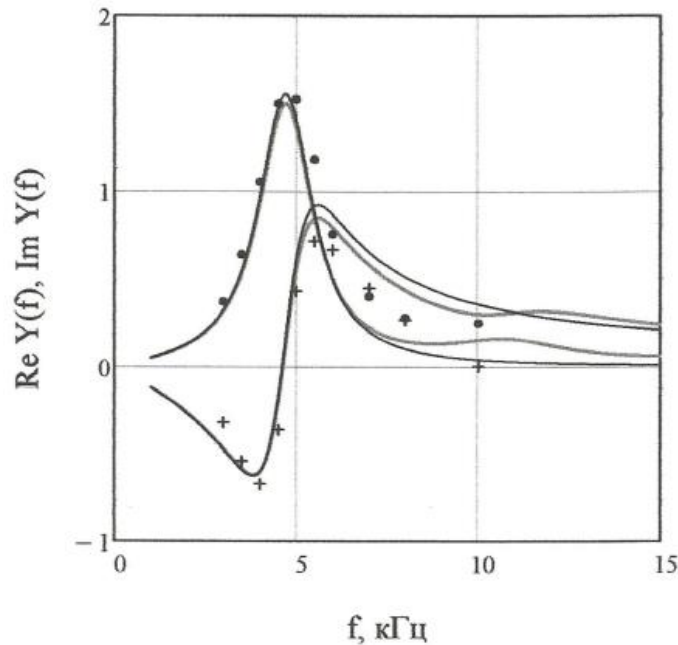


Рис. 1. Компоненты комплексной проводимости  $Y(f)$  цилиндрического резонатора:  
— — "точный" расчет (9); — — приближенный расчет (10); •, + — измерения

### 1.3. "Внешний" резонатор

Для цилиндрических резонаторов с центральным круглым отверстием (рис. 3) общие решения уравнения (6) содержат наряду с функцией Бесселя  $J_0(\kappa r)$  также функцию Неймана  $N_0(\kappa r)$ , а определение частных решений требует учета граничных условий на обеих боковых поверхностях пробки.

"Внешний" резонатор закреплен только своей внутренней боковой поверхностью радиуса  $a$ , как показано на рис. 3, а. Это дает первое граничное условие:

$$V_z(a) = 0. \quad (13)$$

Внешнюю боковую поверхность радиуса  $b$  считаем свободной от касательных напряжений, т.е. на ней  $\sigma_{rz}(b) = \mu \left( \frac{\partial U_r}{\partial z} + \frac{\partial U_z}{\partial r} \right) \Big|_{r=b} = 0$ , что для достаточно высоких

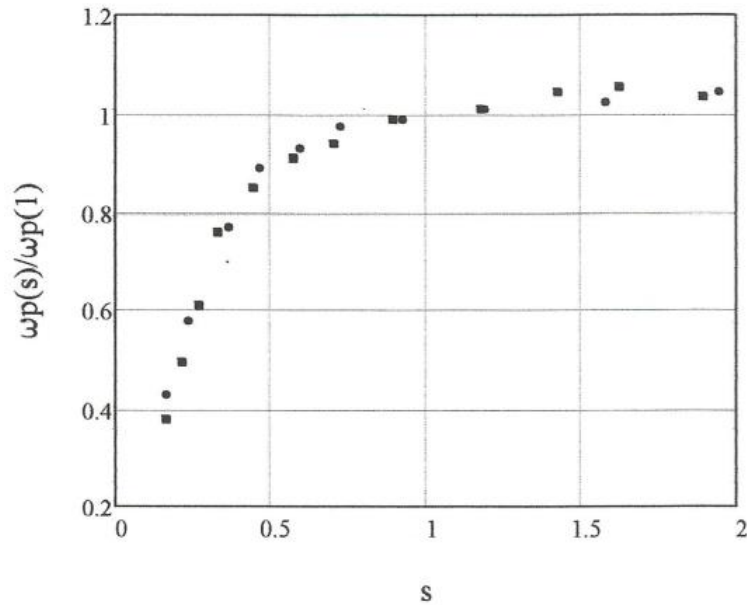


Рис. 2. Зависимость собственной частоты резонатора от его относительной высоты  $s$ :  
 • – цилиндрический резонатор,  $s = h/2a$ ;  
 ■ – квадратный в сечении резонатор,  $s = h/l$ ,  $l$  – сторона квадрата

пробок эквивалентно условию

$$\left. \frac{dV_z}{dr} \right|_{r=b} = 0. \tag{14}$$

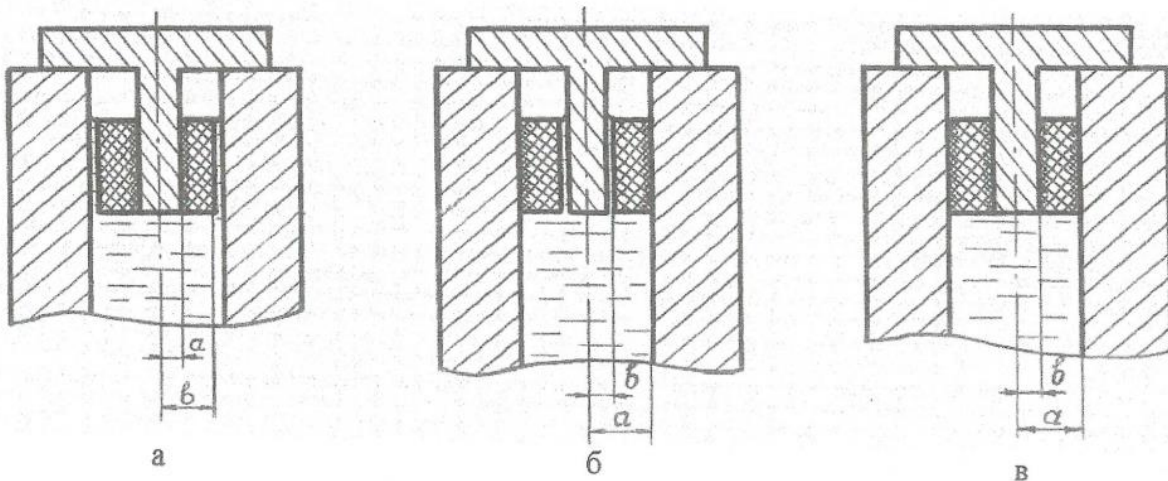


Рис. 3. Резонаторы с двумя боковыми поверхностями и способы их крепления в гидроакустической трубе: а – "внешний" резонатор; б – "внутренний" резонатор; в – кольцевой резонатор

Это второе граничное условие.

Решением уравнения (6) для "внешнего" резонатора, удовлетворяющем граничным условиям (13), (14), будет:

$$V_z(r) = \frac{P}{i\omega\rho h} \left\{ \frac{J_0(\kappa r)N_1(\kappa b) - J_1(\kappa b)N_0(\kappa r)}{J_0(\kappa a)N_1(\kappa b) - J_1(\kappa b)N_0(\kappa a)} - 1 \right\}. \tag{15}$$

Вычислив среднюю по сечению пробки продольную скорость по формуле:

$$\overline{V_z(r)} = \frac{2}{b^2 - a^2} \int_a^b V_z(r) r dr,$$

найдем затем приведенную проводимость "внешних" резонаторов, распределенных по площади с поверхностной концентрацией  $\varepsilon$ :

$$Y = \frac{\varepsilon \rho_0 c_0}{i \omega \rho h} \left\{ \frac{2 \kappa a}{\kappa^2 (b^2 - a^2)} \cdot \frac{J_1(\kappa b) N_1(\kappa a) - J_1(\kappa a) N_1(\kappa b)}{J_0(\kappa a) N_1(\kappa b) - J_1(\kappa b) N_0(\kappa a)} - 1 \right\}. \quad (16)$$

Воспользовавшись известными разложениями для цилиндрических функций [7, с. 413, 428], фигурную скобку выражения (16) можно представить в виде:

$$\{\dots\} = \frac{\Psi(c) x^2}{2[1 - A(c) x^2 + B(c) x^4 - D(c) x^6 + \dots]}, \quad (17)$$

где

$$x = \frac{\kappa a}{2}, \quad (18)$$

$$c = \frac{b^2}{a^2},$$

$$\Psi(c) = \frac{2c^2}{c-1} \ln c - 3c + 1, \quad (19)$$

$$A(c) = c \ln c - c + 1 - \frac{1}{\Psi(c)} \left( \frac{c^3 + 2c^2 - c}{c-1} \ln c - \frac{8}{3} c^2 + \frac{c+1}{3} \right). \quad (20)$$

Оставив в знаменателе выражения (17) только два первых слагаемых, запишем:

$$\{\dots\} \approx \frac{\Psi(c) x^2}{2[1 - A(c) x^2]}, \quad (21)$$

Подставив это в формулу (16) и учитывая (1), (7), (18), найдем:

$$Y(\omega) \approx \frac{\varepsilon \rho_0 c_0 \omega a^2 \Psi(c)}{8 \mu(\omega) h} \cdot \frac{-i}{1 - \frac{\omega^2 \mu(\omega_p)}{\omega_p^2 \mu(\omega)} - i \eta(\omega)}, \quad (22)$$

где

$$\omega_p = \frac{2}{a} \sqrt{\frac{\mu(\omega_p)}{\rho A(c)}}. \quad (23)$$

С другой стороны, из формулы (16) следует, что при  $\eta \ll 1$  собственную частоту основного резонанса должен определять первый корень уравнения:

$$J_0(\kappa a) N_1(\kappa b) = J_1(\kappa b) N_0(\kappa a),$$

который согласно справочнику [8, с. 238] равен:

$$\kappa_p a = \pi \frac{[1 + \alpha(c)]}{2(\sqrt{c} - 1)},$$

где функция  $1 + \alpha(c)$  представлена в [8] графиком на рис. 136. Поэтому для  $\omega_p$  также получим:

$$\omega_p = \frac{\pi[1 + \alpha(c)]}{2a(\sqrt{c} - 1)} \sqrt{\frac{\mu(\omega_p)}{\rho}}. \quad (24)$$

Сравнив это с выражением (23), найдем:

$$A(c) = \left\{ \frac{4(\sqrt{c} - 1)}{\pi[1 + \alpha(c)]} \right\}^2.$$

Аппроксимируя функцию  $1 + \alpha(c)$  в диапазоне  $c = 1 \dots 4$  зависимостью  $1 + \alpha(c) = \frac{3\sqrt{c} + 1}{4\sqrt{c}}$ , получим

$$\omega_p = \frac{\pi(3b + a)}{8b(b - a)} \sqrt{\frac{\mu(\omega_p)}{\rho}}, \quad (25)$$

$$A(c) = 2,882c \left( \frac{\sqrt{c} - 1}{\sqrt{c} + \frac{1}{3}} \right)^2. \quad (26)$$

Для  $c = 1 \dots 4$  значения  $A(c)$ , вычисленные по формулам (20) и (26) разнятся менее чем на 2%, что служит лишним доводом справедливости перехода (17)  $\rightarrow$  (21).

Но, видимо, лучший вариант – это найти (как в п. 1.2) для  $\omega_p$  второе приближение, используя решение уравнения  $1 - A(c)x^2 + B(c)x^4 = 0$ .

При  $c \rightarrow 1$  для функций (19), (20) имеют место разложения:

$$\Psi(c) = \frac{2}{3}(c - 1)^2 \left[ 1 + \frac{1}{4}(c - 1) + \frac{1}{10}(c - 1)^2 + \frac{1}{20}(c - 1)^3 + \dots \right], \quad (27)$$

$$A(c) = \frac{2}{5}(c - 1)^2 \left[ 1 + \frac{7}{24}(c - 1) + \frac{439}{3360}(c - 1)^2 + \frac{319}{4480}(c - 1)^3 + \dots \right]. \quad (28)$$

Случай  $c = b^2/a^2 \rightarrow 1$  соответствует "внешнему" резонатору в виде длинной полосы шириною  $d/2 = b - a$ , одна боковая поверхность которой закреплена, а другая свободна. Собственная частота такого резонатора согласно формул (24), (25) равна:

$$\omega_p = \frac{\pi}{d} \sqrt{\frac{\mu(\omega_p)}{\rho}}, \quad (29)$$

Почти то же самое получается и из формулы (23) с учетом разложения (28):

$$\omega_p = \frac{\sqrt{10}}{d} \sqrt{\frac{\mu(\omega_p)}{\rho}}. \quad (30)$$

Из соображений симметрии ясно, что такую же собственную частоту будет иметь и полосовой резонатор удвоенной ширины, у которого обе боковые поверхности закреплены, т.к. он может быть составлен из двух "внешних" резонаторов, примыкающих друг к другу свободными краями. Проводимость полосовых резонаторов найдем по формуле (22) с учетом разложения (27):

$$Y(\omega) = \frac{\varepsilon\rho_0c_0\omega d^2}{12\mu(\omega)h} \cdot \frac{-i}{1 - \frac{\omega^2\mu(\omega_p)}{\omega_p^2\mu(\omega)} - i\eta(\omega)}. \quad (31)$$

Формулы (29), (31) будут получены ниже другим способом при рассмотрении резонаторов, прямоугольных в плане.

При  $c \gg 1$  из выражений (19), (20) следует:

$$\Psi(c) \approx c(2 \ln c - 3),$$

$$A(c) \approx \frac{\Psi(c)}{2} \left[ 1 + \frac{7c^2}{3\Psi(c)^2} \right].$$

Эти функции обеспечивают верные значения  $\omega_p$  и  $Y(\omega)$  в пределе при  $a \rightarrow 0$ ,  $c \rightarrow \infty$ :

$$\omega_p \approx \frac{2}{b} \sqrt{\frac{\mu(\omega_p)}{\rho \ln c}} \rightarrow 0,$$

$$Y(\omega) \approx \frac{\varepsilon\rho_0c_0}{-i\omega\rho h} \cdot \frac{\Psi(c)}{2A(c)} \rightarrow \frac{\varepsilon\rho_0c_0}{-i\omega\rho h}.$$

Действительно, упругая энергия резонатора, концентрирующаяся вблизи его места закрепления, стремится к нулю вместе с  $a \rightarrow 0$ , что обеспечивает  $\omega_p \rightarrow 0$  и совпадение проводимости резонатора с массовой проводимостью его пробки.

Таким образом, функции  $\Psi(c)$  (19) и  $A(c)$  (20) хорошо описывают поведение "внешнего" резонатора при всех значениях  $c = b^2/a^2 > 1$ . Это оправдывает представление фигурной скобки выражения (16) в резонансном виде (21), где  $A(c)x^2$  при малых  $|x^2|$  играет роль рэлеевской поправки [9]. Квасистатическое решение, дополненное "динамической" рэлеевской поправкой, оказывается справедливым в гораздо более широкой полосе частот, чем, казалось бы, можно было предположить.

Средний по сечению прогиб "внешнего" резонатора под действием гидростатического давления  $P_0$  равен:

$$\overline{U}_0 = \frac{a^2\Psi(c)}{8\mu(0)h} P_0(\text{м}).$$

#### 1.4. "Внутренний" резонатор

У "внутреннего" резонатора закреплена внешняя боковая поверхность, а внутренняя поверхность остается свободной от касательных напряжений (рис. 3, б). Если использовать обратные по сравнению с рис. 3, (а) обозначения радиусов, а именно, через  $a$  обозначить внешний, а через  $b$  – внутренний радиусы пробки, то легко установить, что для расчета "внутреннего" резонатора получим те же формулы, что и для "внешнего", с той лишь разницей, что теперь в них будет  $c = b^2/a^2 < 1$ . Действительно, при принятом обозначении радиусов пробки граничные условия для её сдвиговых колебаний также запишутся в виде (13), (14), а решением уравнения (6) будет выражение (15).

При вычислении собственной круговой частоты "внутреннего" резонатора по формуле (24) значения функции  $1 + \alpha(c)$  следует брать из левой половины графика на рис. 136 справочника [8]. Но проще и точнее найти для  $(\omega_p)$  второе приближение.



При  $c \rightarrow 0$  "внутренний" резонатор переходит в цилиндрический пункта 1.2. Поскольку в этом случае  $\Psi(c) \rightarrow 1, A(c) \rightarrow 2/3$ , то для проводимости и собственной частоты резонатора снова получаем соответственно формулы (10) и (11).

### 1.5. Кольцевой резонатор

Обе боковые поверхности этого резонатора – внешняя радиуса  $a$  и внутренняя радиуса  $b$  – закреплены, как показано на рис. 3, в. Поэтому граничными условиями уравнения (6) для кольцевого резонатора будут:

$$V_z(a) = 0, V_z(b) = 0,$$

а его решением –

$$V_z(r) = \frac{P}{i\omega\rho h} \left\{ \frac{[J_0(\kappa a) - J_0(\kappa b)]N_0(\kappa r) - [N_0(\kappa a) - N_0(\kappa b)]J_0(\kappa r)}{J_0(\kappa a)N_0(\kappa b) - J_0(\kappa b)N_0(\kappa a)} - 1 \right\}. \quad (32)$$

Поступая так же, как в п. 1.3, получим для расчета кольцевого резонатора формулы, аналогичные выражениям (22), (23), где роль  $\Psi(c)$  и  $A(c)$  будут играть, соответственно, функции:

$$\Psi_0(c) = \frac{2(1-c)}{\ln c} + 1 + c, \quad c = \frac{b^2}{a^2} < 1, \quad (33)$$

$$A_0(c) = \Psi_0(c) - \frac{1}{\Psi_0(c)} \left( \frac{1-c^2}{\ln c} + \frac{1+4c+c^2}{3} \right). \quad (34)$$

Также понадобится:

$$B_0(c) = [\Psi_0(c) - A_0(c)] \left[ \frac{3}{4}\Psi_0(c) - A_0(c) \right] - \frac{1}{72} \frac{\varphi(c)}{\Psi_0(c) \ln c},$$

где

$$\varphi(c) = (1-c)(11 + 38c + 11c^2) + 3(1 + 9c + 9c^2 + c^3) \ln c.$$

При  $c \rightarrow 1$  кольцевой резонатор переходит в полосовой шириною  $d = a - b$ . Для этого случая справедливы разложения:

$$\Psi_0(c) = \frac{1}{6}(1-c)^2 \left[ 1 + \frac{1}{2}(1-c) + \frac{19}{60}(1-c)^2 + \frac{9}{40}(1-c)^3 + \dots \right],$$

$$A_0(c) = \frac{1}{10}(1-c)^2 \left[ 1 + \frac{1}{2}(1-c) + \dots \right],$$

использование которых приводит к уже известным формулам (30) и (31).

Интересно также отметить, что при  $c \rightarrow 0$  кольцевой резонатор, несмотря на то, что его центральная часть закреплена по осевой линии, ведет себя как цилиндрический резонатор, поскольку из формул (33), (34) при  $c \rightarrow 0$  следует:  $\Psi_0(c) \rightarrow 1, A_0(c) \rightarrow 2/3$ . Это, по-существу, тот же "вырожденный" эффект, что и для "внешнего" резонатора, закрепленного по осевой линии.

Из выражения (32) видно, что собственную частоту кольцевого резонатора можно также определить по первому корню  $\kappa_p b$  уравнения

$$J_0(\kappa b \cdot \frac{a}{b})N_0(\kappa b) - J_0(\kappa b)N_0(\kappa b \cdot \frac{a}{b}) = 0,$$

который согласно справочнику [8, с. 237, рис. 134; с. 242, табл. 52] можно представить в виде:

$$\kappa_p b = \frac{S(k)}{k-1},$$

где  $k = \frac{a}{b}$ ,  $S(k)$  – функция, график которой показан на рис. 134. С учетом (7) это дает очень простую и удобную формулу для определения собственной частоты кольцевого резонатора:

$$\omega_p = \frac{S(k)}{a-b} \sqrt{\frac{\mu(\omega_p)}{\rho}}. \quad (35)$$

Приближенное значение этой величины получим, заменив в (35)  $S(k)$  на функцию:

$$S_0(k) = \frac{2 \left(1 - \frac{1}{k}\right)}{\sqrt{A_0(k)}}. \quad (36)$$

Функции  $S(k)$  и  $S_0(k)$  представлены на рис. 4. Налицо систематическое небольшое превышение приближенных значений над точными в пределах 0,66...1,23% (как и при определении наименьшей собственной частоты конструкции по методу Рэлея [9]).

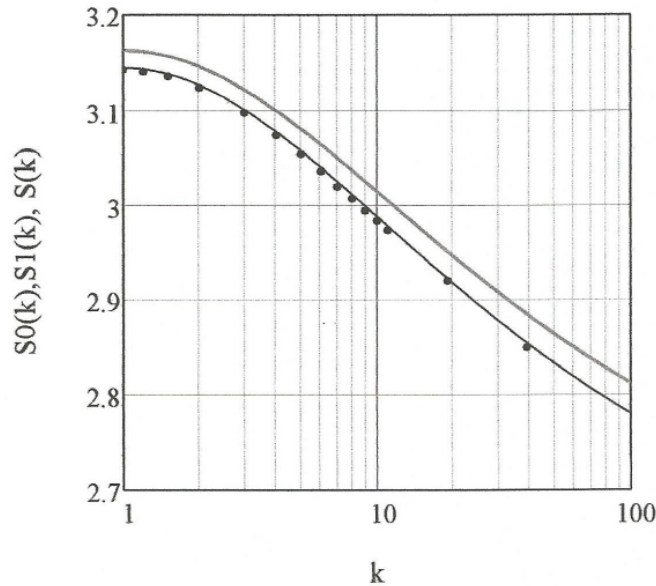


Рис. 4. Графики функций:  
— —  $S_0(k)$ , (36); - -  $S_1(k)$ ; • —  $S(k)$ , [8, табл. 52]

На рис. 4 также показана кривая  $S_1(k)$  для второго приближения  $\omega_p$  по п. 1.2 и п. 1.3, полученная заменой в (36)  $A_0(c) \rightarrow A_1(c)$ , где

$$A_1(c) = \frac{2B_0(c)}{A_0(c) - \sqrt{A_0(c)^2 - 4B_0(c)}},$$

что следует подставить в (23) вместо первого приближения  $A_0(c)$ . Из рисунка видно, что второе приближение существенно (примерно в 7...9 раз) точнее первого: превышение  $S_1(k)$  над  $S(k)$  составляет всего 0,07...0,18%.

### 1.6. Прямоугольный в плане резонатор

Рассмотрим теперь резонатор с прямоугольной в плане пробкой, ограниченной в сечении осями координат и прямыми  $x = d, y = l$ . В самом общем случае аксиальные смещения достаточно высокой пробки с закрепленной боковой поверхностью можно задать в виде двойного ряда:

$$U_z(x, y, t) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} a_{mn}(t) \sin \frac{\pi m x}{d} \sin \frac{\pi n y}{l}.$$

Считая величины  $a_{mn}(t)$  обобщенными координатами, применим для их определения принцип наименьшего действия, как это сделано в книге [10] при изучении вынужденных колебаний прямоугольной мембраны. Опуская выкладки, приведем конечные результаты:

$$Y(\omega) = \frac{64\varepsilon\rho_0c_0}{\pi^6\mu(\omega)h} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{-i\omega}{m^2n^2 \left( \frac{m^2}{d^2} + \frac{n^2}{l^2} \right) \left[ 1 - \frac{\omega^2\mu(\omega_{mn})}{\omega_{mn}^2\mu(\omega)} - i\eta(\omega) \right]} \quad (37)$$

комплексная проводимость резонаторов прямоугольного сечения, где

$$\omega_{mn} = \pi \sqrt{\frac{\mu(\omega_{mn})}{\rho} \left( \frac{m^2}{d^2} + \frac{n^2}{l^2} \right)}$$

собственные частоты разных мод сдвиговых колебаний пробки;

$$\bar{U}_0 = \frac{64P_0}{\pi^6\mu(0)h} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{m^2n^2 \left( \frac{m^2}{d^2} + \frac{n^2}{l^2} \right)} \quad (38)$$

средний по сечению прогиб пробки резонатора под действием гидростатического давления  $P_0$ .

В этих формулах штрихи у знаков суммирования указывают на то, что числа  $m$  и  $n$  должны принимать только нечетные значения.

Ввиду быстрой сходимости рядов в выражении (37) основной вклад в проводимость вносит низшая мода сдвиговых колебаний ( $m = n = 1$ ), имеющая собственную частоту:

$$\omega_p = \pi \sqrt{\frac{\mu(\omega_p)}{\rho} \left( \frac{1}{d^2} + \frac{1}{l^2} \right)}. \quad (39)$$

В подтверждение сказанного на рис. 5 приведен пример сравнения частотных зависимостей полной проводимости  $Y(\omega)$  (37) и её низшей моды  $Y_1(\omega)$  ( $m = n = 1$ ) для следующих значений параметров:  $\varepsilon = 1$ ;  $d = 4$  см,  $l = 6,5$  см,  $h = 8$  см;  $\rho_0 = 1000$  кг/м<sup>3</sup>,  $c_0 = 1500$  м/с,  $\mu = 1,25 \cdot 10^7$  Па,  $\rho = 1200$  кг/м<sup>3</sup>,  $\eta = 0,3$ .

При  $l \rightarrow \infty$  получим полосовой резонатор шириною  $d$ . В этом случае формула (39) переходит в (29), а из выражения (37) практически следует (31). Действительно,

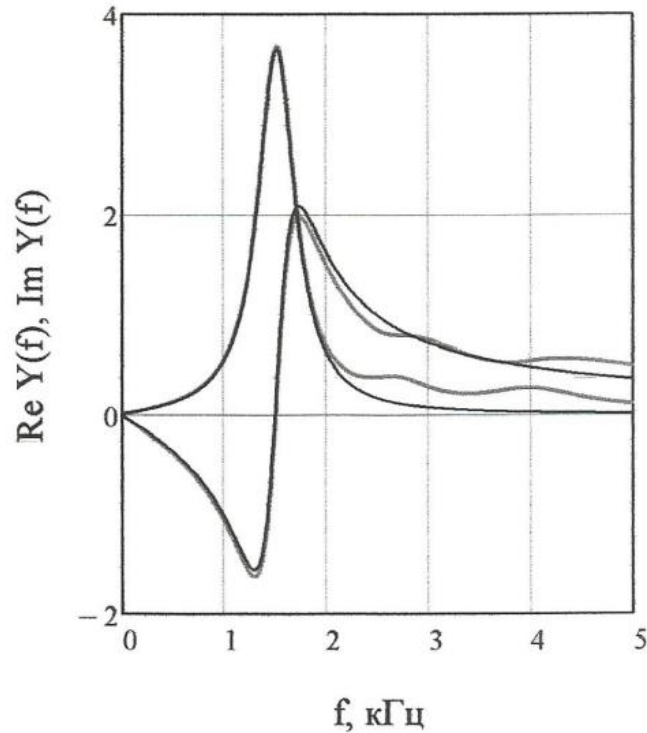


Рис. 5. Проводимости прямоугольного в сечении резонатора:

— — полная проводимость  $Y(f)$  (37)  
 - - проводимость низшей моды  $Y_1(f)$  ( $m = n = 1$ )

если при суммировании по  $m$  ограничиться лишь первым членом с  $m = 1$  и учесть, что  $\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} = \frac{\pi^2}{8}$  [11, с. 16], то числовой множитель в правой части выражения (37) для  $Y(\omega)$  окажется равным  $\frac{8}{\pi^4} = \frac{1}{12,18}$ , что почти совпадает с числовым множителем  $\frac{1}{12}$  в формуле (31).

Учитывая также, что  $\sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m^4} = \frac{\pi^4}{96}$ , [11 с. 17], из выражения (38) найдем величину среднего прогиба полосы:

$$\bar{U}_0 = \frac{P_0 d^2}{12\mu(0)h} (\text{м}).$$

### Заключение

Получены приближенные формулы для расчета приведенных комплексных проводимостей  $Y(\omega)$  и собственных частот  $\omega_p$  вязкоупругих резонаторов. Формулы основаны на предположениях:

- высота пробки резонатора сравнима или больше её поперечных размеров, что позволяет считать смещения в ней преимущественно аксиальными;
- материал пробки практически несжимаем, т.е. хорошо выполняется соотношение (2), и продольные резонансы в пробке имеют место на частотах, намного превышающих сдвиговую собственную частоту  $\omega_p$ ;
- в разложении полученного в этих предположениях "точного" решения допустимо оставить только два слагаемых, что приводит (переходом типа (17)  $\rightarrow$  (21)) к

вычленению низшей сдвиговой моды колебаний в виде резонансного выражения;

– собственной частотой  $\omega_p$  резонатора следует считать её точное значение для низшей моды.

Найден простой, но очень точный способ определения второго приближения для  $\omega_p$ , основанный на приравнении нулю суммы первых трёх слагаемых в знаменателе формулы (17).

Низшая мода хорошо аппроксимирует "точное" значение проводимости на частотах  $\omega \leq \omega_p$ , а также при  $\omega > \omega_p$ , если значения  $\eta$  не слишком малы, когда ролью последующих сдвиговых резонансов в пробке можно пренебречь.

Рассмотренные здесь вязкоупругие резонаторы могут найти применение в разного рода звуко- и виброгасящих устройствах, а также при измерении комплексных модулей сдвига (и модулей всестороннего сжатия) вязкоупругих материалов [12].

### Список литературы

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. 4-е изд., испр. и дополн. М.: Наука, 1987. 248 с.
2. Гинзбург В.Л. Об общей связи между поглощением и дисперсией звуковых волн // Акуст. журн. 1955. Т. 1. № 1. С. 31–39.
3. Нуссенцвейг Х.М. Причинность и дисперсионные соотношения. / Пер. с англ. М.: Мир, 1976. 461 с.
4. Исакович М.А. Общая акустика. Учебное пособие. М.: Наука, 1973. 495 с.
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. 3-е изд., перераб. М.: Наука, 1986. 736 с.
6. Бабаков И.М. Теория колебаний. 2-е изд. перераб. М.: Наука, 1965. 560 с.
7. Арфкен Г. Математические методы в физике. / Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1970. 712 с.
8. Янке Е., Эмде Ф., Лёш Ф. Специальные функции (формулы, графики, таблицы). 2-е изд. стереотипн. / Пер. с нем. М.: Наука, 1968. 344 с.
9. Стретт Дж.В. (Лорд Рэлей). Теория звука. Т. 1. 2-е изд. / Пер. с англ. М.: ГИТТЛ, 1955. 504 с.
10. Тимошенко С.П. Колебания в инженерном деле. 2-е изд. / Пер. с англ. М.: Наука, 1967. 444 с.
11. Двайт Г.Б. Таблицы интегралов и другие математические формулы. / Пер. с англ. М.: Наука, 1964. 228 с.
12. Казаков Л.И. Способ определения динамических модулей упругости вязкоупругих материалов. Авт. свид. № 514225. БИ № 18, 1976 г.

### References

1. Landau L.D., Lifshitz E.M. Theory of elasticity. 4 ed., revised and enlarged. M.: Science, 1987. 248 P. [in Russian]
2. Ginzburg V.L. On the General Relationship between Absorption and Dispersion of Sound Waves // Acoust. Phys. 1955. Vol. 1. No. 1. P. 31-39.
3. Nussenzveig H.M. Causality and Dispersion Relations. / Translated from English. M.: Mir, 1976. 461 P. [in Russian]

4. Isakovich M.A. General Acoustics. Textbook. M.: Science, 1973. 495 P. [in Russian]
5. Landau L.D., Lifshitz E.M. Hydrodynamics. 3 ed., revised, Moscow: Nauka, 1986. 736 P. [in Russian]
6. Babakov I.M. Theory of Oscillations. 2 ed., revised., Moscow: Nauka, 1965. 560 P. [in Russian]
7. Arfken G. Mathematical Methods in Physics. / Translated from English. M.: Atomizdat, 1970. 712 P. [in Russian]
8. Janke E., Emde F., Lesh F. Special Functions (Formulas, Graphs, Tables). 2 ed. stereotype. / Translation from German. M.: Science, 1968. 344 P. [in Russian]
9. Strutt. J.V. (Lord Rayleigh). Sound Theory. Vol. 1. 2 ed. / Translated from English. M.: GITTL, 1955. 504 P. [in Russian]
10. Timoshenko S.P. Oscillations in Engineering. 2 ed. / Translated from English. M.: Science, 1967. 444 P. [in Russian]
11. Dwight H.B. Tables of Integrals and Other Mathematical Formulas. / Translated from English. M.: Science, 1964. 228 P. [in Russian]
12. Kazakov L.I. A Method of Determining Dynamic Elastic Moduli of Viscoelastic Materials. Inventor's certificate No. 514225. BI No. 18, 1976.

УДК 534.6.08  
OECD 01.03 AA

## Restoring the distribution of pulse signal in space using methods of near-field acoustic holography

Kosteev D.A.<sup>1</sup>, Salin M.B.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Assistant researcher, Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences.  
Nizhny Novgorod, Russia

<sup>2</sup>Head of laboratory, Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences. Nizhny  
Novgorod, Russia

### Abstract

The development of acoustic measurement technology gives opportunity to measure noise levels at a convenient distance from the object, with respect to its the geometry and signal-to-noise ratio, and then to calculate signal levels at the desired distance. The methods of acoustic holography is widely used here. To do so, the amplitude and phase of the signal must be measured in a sufficient number of points. Of great interest is the measurement of the characteristics of broadband signal sources is of great interest. When solving such a problem, two parameters are most important: the form of temporary realization and the average level of the pressure field. The calculated waveform as a function of time is best illustrated by the example of pulse signals. In the present work, describe the corresponding laboratory experiment conducted in an anechoic chamber. The technique for reconstructing the far field is given, followed by the results of calculations and comparison with experimental data.

**Key words:** nearfield acoustic holography, far field, pulse signal.

### Восстановление распределения импульсных сигналов в пространстве методами ближнепольной акустической голографии

Костеев Д.А.<sup>1</sup>, Салин М.Б.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Ст. лаб.-исследователь, ИПФ РАН, Н. Новгород, ул. Ульянова, д. 46

<sup>2</sup>Зав. лаб. виброакустики, ИПФ РАН, Н. Новгород, ул. Ульянова, д. 46

### Аннотация

Одно из направлений развития методов акустических измерений - это переход к измерению уровней шума на том расстоянии от объекта, где это удобно исходя из геометрии и соотношения сигнал-шум, с последующим расчетом уровня сигнала на интересующей дистанции, с применением методов акустической голографии. При этом амплитуда и фаза сигнала должна быть измерена в достаточном количестве точек. Большой интерес представляет измерение характеристик источников широкополосных сигналов. При решении подобной задачи, если речь идет об акустике, наиболее важными являются два параметра: форма временной реализации и средний уровень поля давления. Форму временной реализации нагляднее всего исследовать на примере импульсных сигналов. В настоящей работе описан соответствующий лабораторный эксперимент, проведенный в безэховой камере, методика восстановления дальнего поля, а так же результаты расчетов и сравнение с экспериментальными данными.

**Ключевые слова:** ближнепольная акустическая голография, дальнее поле, импульсные сигналы.

## Introduction

The use of near-field holographic methods opens up possibilities for measuring characteristics of sources under complex external conditions. For example, near-field methods are used if it is necessary to measure the source field in the far zone, and this is not possible, due to the limited size of the laboratory setup on which the experiment is being conducted. For example, one can place a large-aperture sonar can in an anechoic pool to measure the parameters of its signal in the near zone. Then a specific procedure is available to calculate the radiation pattern in the Fraunhofer zone [1], while the size of the basin does not allow direct measurements of the far field.

In the previous work [4], we described a number of methods for converting the results of near-field measurements to the far zone. Continuous signals were considered in that work, but the methods described above can be generalized to the case of broadband signals, which is going to be done in this work. The application of near-field methods to the analysis of sources of broadband signals is of particular interest to researchers [2, 3] in view of the great practical importance of this issue.

When reconstructing the field of a broadband source in space, two aspects are of interest: the average signal level and its waveform. Proper reconstruction of a waveform is best illustrated by the example of pulsed signals. Methods for calculating the field in the far zone are verified in the present work with the use of the results of near-field measurements for pulsed signals.

### 1. Experimental installation

Similar to the previous work [4], the experiment was carried out in an anechoic chamber. The installation diagram is shown in Fig. 1. The installation consisted of a loudspeaker without an enclosure and a microphone. The measurements were carried out in a plane where a system of thin metal cables was stretched, allowing the microphone to be fixed at the nodes of a rectangular grid. The microphone was alternately installed in the grid nodes, the speaker remained stationary. At each point, the same realization of the pulse signal was played, the start time of the playback and the start time of the recording were synchronized. After combining all the records, a general picture of the field in a plane was obtained. Records were made at two heights of the speaker anchorage, which corresponded to the near and far zone. In the first series of measurements, the speaker was located at a distance of  $z_{near} = 18$  cm from the measurement zone above its center and emitted a sequence of pulses, each of which had a frequency of 1 kHz, a duration of 4 ms, and the time between pulses was 5 s. The estimate of the Fresnel parameter is:  $F_r = 1,53$  ( $F_r = \lambda z_{near}/D^2$ , here:  $\lambda$  is the wavelength,  $D$  is the size of the aperture of the loudspeaker). The measurement zone was a rectangle with sides of 192 cm and 131 cm. The distance between the nodes in both coordinates was variable and averaged 12 cm. In the second case, the source was located at a distance  $z_{far} = 215$  cm from the measurement zone, which corresponds to the Fraunhofer zone ( $F_r = 18,27$ ). In Fig. 2 a wave front is constructed along the line of sensors  $y = -84$  cm,  $z = z_{near}$ .



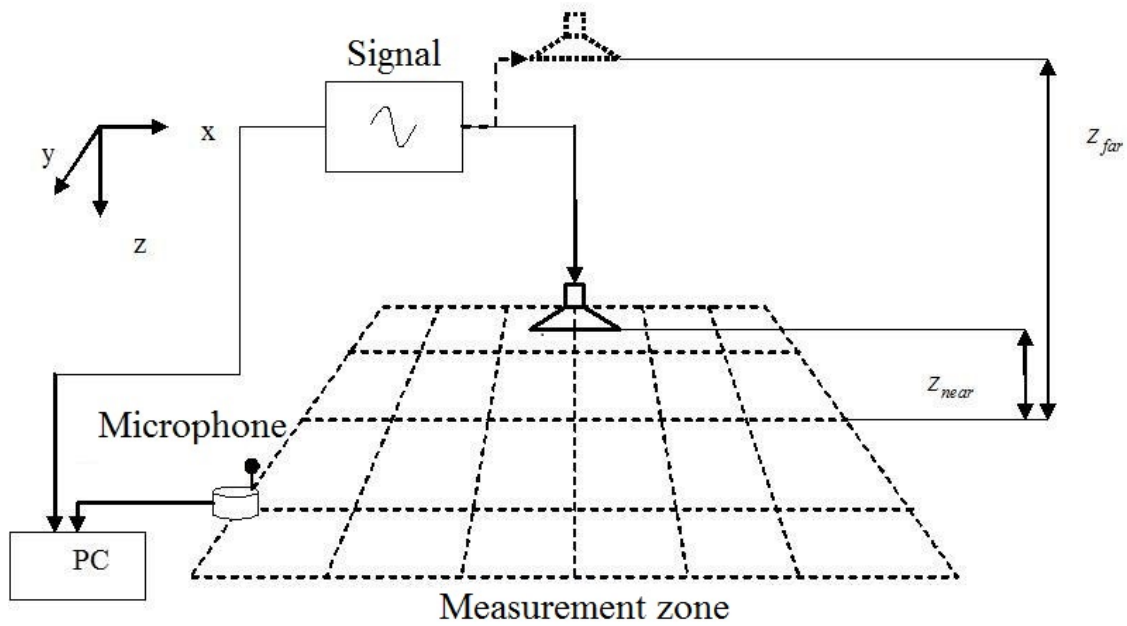


Fig. 1. Experimental installation

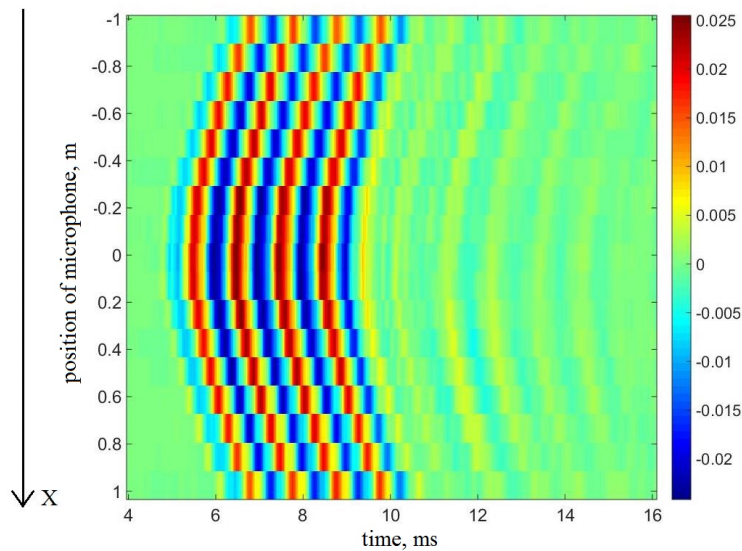


Fig. 2. Temporal scan of the signal at several points along the line at the boundary of the measuring zone

## 2. Analysis of the results

### 2.1. Signal processing of the synthesized planar antenna

To calculate the field, we use the reasoning given in [4,5]. Write the Kirchhoff – Helmholtz integral, for this use the green function for the soft boundary and the fact that the size of the measuring section of the plane in the near zone was taken large enough so that the source field would fall along the edges and no stationary phase points appeared on the areas outside it [6].

$$p(\mathbf{R}) = -\frac{1}{2\pi} \iint_S p(x,y) \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{e^{ikR}}{R} \right) dS \quad (1)$$

where  $i$  – imaginary unit,  $p$  is the complex pressure amplitude [usually Pa, but conventional units are used in this article - V], single frequency is considered here, the transition to a wide spectrum will be made below,  $k$  is the wave vector [ $\text{m}^{-1}$ ],  $S$  – zone in the plane ( $z = z_{near}$ ) where pressure was measured,  $\mathbf{R}$  set of vectors from nodes in near zone ( $x, y, z_{near}$ ) to the required observation point [m],  $n$  is the normal to the measurement plane. Formula (1) is called Huygens second integral formula. It determines the value of sound pressure in a half-space based on the known value of sound pressure on the plane. If the distance to the observation point is much longer than the wavelength, then formula (1) can be converted as follows:

$$p(\mathbf{R}) \approx -\frac{ik \cos(\alpha)}{2\pi R} \iint_S p(x,y) e^{ikRr} dS \quad (2)$$

where  $r$  - set of vectors from the origin to the nodes of the measuring zone ( $x, y, z_{near}$ ) [m],  $\alpha$  is the angle [rad] between the normal to the measurement plane and  $\mathbf{R}$ . Since we made an assumption the  $R \gg r$ , now  $\mathbf{R}$  can be understood as the radius vector from the center of the plane to the required observation point in the far zone. This approach for calculating the far field was called FPK (Far Plane Kirchhoff). Expression (2) can be generalized to the case of wideband signals, and in particular for pulsed signals, by carrying out the standard procedure of transition from the spectral to the temporal representation [7]. Then (2) takes the form:

$$p(\mathbf{R},t)R = \frac{\Delta s \cos \alpha}{2\pi c} \cdot \frac{\partial}{\partial t} \sum_j p \left( \mathbf{r}_{j,t} - \frac{\mathbf{R}\mathbf{r}_j}{Rc} \right) \quad (3)$$

where  $c$  is the speed of sound [m/s],  $\Delta s$  is the area of the cell [ $\text{m}^2$ ],  $\mathbf{r}_j$  is the vector at the  $j$ -th measurement point in the near zone [m].

The values obtained by formula (3) were compared with the signals recorded at this point in the far zone. Fig. 3 shows the results for several positions of the receiving microphone. The calculated signals on these graphs are represented by a blue curve, the red line corresponds to the measured signal at this point.

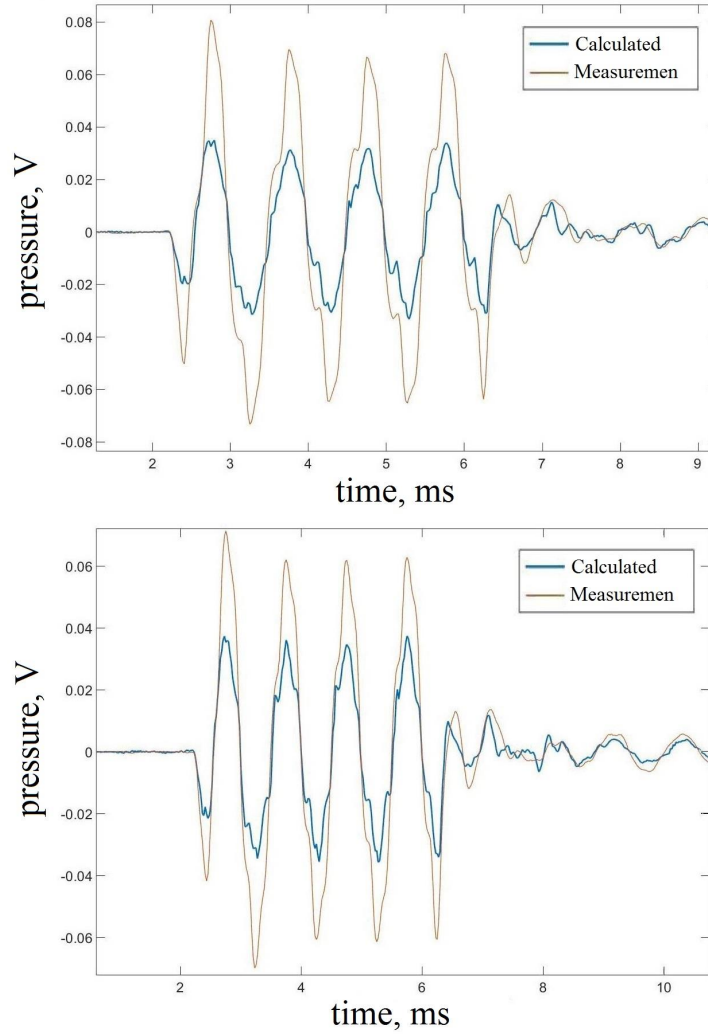


Fig. 3. Comparison of the results of direct measurements in the far zone and calculations based on near-field measurements. Microphone position: top plot:  $x = 0$  cm,  $y = 0$  cm,  $z = z_{far} = 215$  cm, bottom plot  $x = 24$  cm,  $y = 24$  cm,  $z = z_{far}$ . FPK method. Acoustic pressure is plotted in relative units over the vertical axis.

It can be seen from the graphs that this method, although quite simple, allows for sufficient accuracy in restoring the signal in the far zone from near-field measurements, which was demonstrated by comparison with the control signals recorded in the far zone.

The obtained results demonstrate that this method, with its simplicity, allows one to restore the waveform and phase center of a signal in the far zone with sufficient accuracy. The difference in amplitude is associated with the instability of the method, because the integral in formula (2) can diverge in the general case. To show this, let us assume that the section  $S$  is infinitely large and substitute the spherical wave as  $p$ . The origin of the spherical wave is  $(0, 0, z_0)$ . To reduce the calculations, assume  $\alpha = 0$ , i.e.  $\mathbf{R}$  is aligned with the  $z$  axis. After the substitutions made and also assuming  $r \gg z_0$ , we can rewrite expression (2) in the following form:

$$p(\mathbf{R}) \approx -\frac{ik}{R} \left( \int_0^r \cos(2kr)dr + i \int_0^r \sin(2kr)dr \right)$$

where  $\lambda$  – wavelength [m].

Considering the integration zone as a set of rings of  $\lambda/4$  width, one can notice that both integrals turn into alternating series whose members do not decrease by absolute values:

$$p(\mathbf{R}) \approx -\frac{ik \cos(\alpha)}{R} \left( \int_0^{\lambda/8} \cos(2kr)dr + \sum_n \int_{\lambda/8+n\lambda/4}^{3\lambda/8+n\lambda/4} \cos(2kr)dr + i \sum_n \int_{n\lambda/4}^{\lambda/4+n\lambda/4} \sin(2kr)dr \right)$$

Therefore, equation (2) contains a diverging integral.

However the discussed integral is convergent for sources with a higher multipole order. Coming back to the practical task of processing the measurement results, we note that the calculation by formula (3) will result in a finite value due to the finite area of  $S$  and due to the introduced apodizing factor. But the increase of the measuring section of the plane may not lead to the expected result of increasing the accuracy. Therefore, the method is workable, and in a number of tasks the achieved accuracy is sufficient.

## 2.2. Signal processing of the synthesized linear antenna

Next, consider the technique described in [5], and tested in [4], where it was called Far Line Transfer (FLT). This technique allows to restore the field in the far zone, according to the results of a linear antenna [7]. Here, this is simulated by sampling for processing data from sensors located on one straight line in the plane of the source and the point at which the field is restored, in this case the straight line is  $y = 0, z = 0$ .

Introduce a cylindrical coordinate system with the  $x$  axis,  $\varphi$  is the angle between the  $z$  axis and the axis of the receiving antenna [rad], radius  $\rho = \sqrt{y^2 + z^2}$  [m]. The acoustic field can be expanded in cylindrical waves:

$$p(x, \varphi, \rho) = \sum_l \sum_m [b_{lm} H_l(\kappa_m \rho) \cos(l\varphi) + c_{lm} H_l(\kappa_m \rho) \sin(l\varphi)] e^{(ik_{xm}x)} \quad (4)$$

where  $b_{lm}, c_{lm}$  - coefficient,  $H_l$  – Hankel function of the  $l$ -th order, 1-st kind (sets the diverging wave in the time dependence  $e^{-i\omega t}$ ), wave number  $\kappa_m = \sqrt{k^2 - k_{xm}^2}$  [m<sup>-1</sup>], if a  $k^2 \geq k_x^2$ , otherwise  $\kappa_m = i\sqrt{k_{xm}^2 - k^2}$  and  $H_l(\kappa_m \rho)$  attenuates with increasing  $\rho$ .

The main idea of the proposed method is to eliminate the summation over  $l$  in formula (4). To do this, specify the following limitation of the measurement method.

1. the length of the antenna must exceed the length of the source plus two radii of the 1-st Fresnel zone,

2. it is required to calculate the field in the floor of the plane formed by the axis of the source and the axis of the antenna, here is the half-plane  $y = y_0 = 0, z > 0 (\varphi = 0)$ .

3. the source should not have an overly complex radiation pattern in the  $y, z$  plane. The expansion (4) of the source field can be limited in azimuthal indices to  $l \leq l_{max}$ , and the restored distribution in  $x$  in the far zone can be limited to harmonics  $k_{xm} \leq k_{x,max} = \sqrt{k^2 + \kappa_{min}^2}$ , where  $\kappa_{min} z_{near} \gg \sqrt{l_{max} + 1}$

The FLT method was described in [5]. According to the indicated work, it is possible to calculate the field in the far zone at the point  $(R \sin \alpha, y_0, R \cos \alpha)$  in the following way:

$$p(\alpha, R) = \frac{b_{m^*} N \Delta x}{R} \sqrt{\frac{\omega z_{near} \cos \alpha}{2\pi c}} \quad (5)$$

where  $\alpha$  – the angle between the direction perpendicular to the axis of the antenna and the vector to a point in the far zone [rad],  $N$  is the number of measuring points, the coefficient  $b_{m^*}$  be according to the formulas (6):

$$b_{m^*} = \int b_m e^{ik\omega} d\omega \quad (6)$$

$$b_m = \frac{1}{N} \sum_{n=-N/2}^{N/2} h_1(x_n) p(x_n, y_0, z_{near}) e^{-ik_{xm} x_n}$$

where  $m^*$  (coefficient index  $b_{m^*}$ ) is chosen so that  $k_{xm^*}/k = \sin \alpha$ .

$h_1$  – Hanning function, defined by the following formula (7):

$$h_1(x_n) = \frac{1}{W} \left( 1 - \cos \frac{2\pi(x_n - x_1 + \Delta x/2)}{x_N - x_1 + \Delta x} \right). \quad (7)$$

$W$  be out of the normalization condition  $\sum_{n=1}^N h_1^2(x_n) = N$ .

The signal calculated using equation (5) is presented на Fig. 4

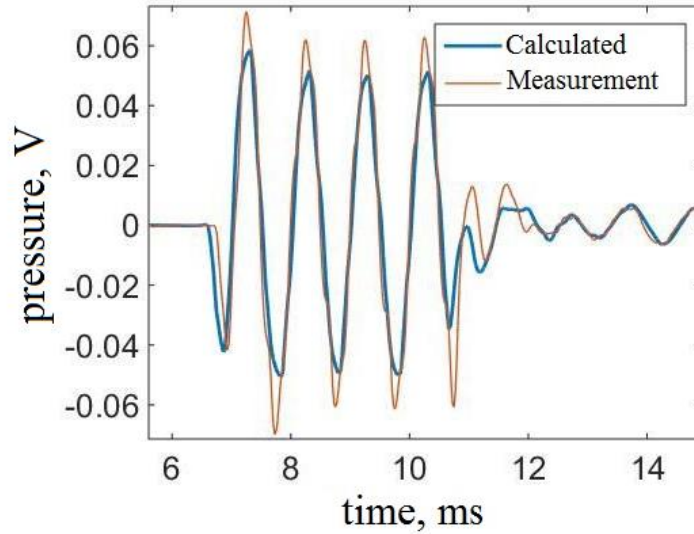


Fig. 4. Restore a field at a point  $(0, 0, z_{far})$  using a linear antenna method «FLT». The ordinate axis represents acoustic pressure in relative units

This method with good accuracy allows you to calculate the field in the far zone, using a single measurement of a linear antenna.

## Conclusion

The paper is devoted to comparing methods of near-field acoustic holography, applied to pulsed signals. The restoration of the field in the far zone from the nearfield measurements is in good agreement with the control measurements by the phase and the waveform. Using the “linear antenna” method, the amplitude is also restored with high accuracy. The proposed methods allow, for example, to measure the pulse transfer function of the speaker system

without using an anechoic chamber, provided that the duration of the generated pulse allows one to suppress the reflection from the walls by the gating method.

The authors are grateful to Prof. Huancai Lu for useful discussions.

## References

1. W.-Q. Jing, Y.-B. Zhang, C.-X. Bi, Nearfield acoustic holography-based method for measuring the sensitivity of a particle velocity sensor // *Acta Acustica*. 2015. Vol. 101, №.5. p. 855-858.
2. J.-M. Attendu, A. Ross. Time domain nearfield acoustical holography without wrap-around error and spectral leakage for forward propagation // *J. Acoust. Soc. Am.* 2017. Vol. 141, №.2, p. 1039
3. G.Yu Godziashvili. Determination of reflection fields from measurements in the near zone // *Proceedings of the 10th All-Russian Conference "Applied technologies of hydroacoustics and hydrophysics"*. Spb.: "Science", 2010. pp.386-389. [in Russian]
4. M.B. Salin, D.A. Kosteev. Examples of usage of nearfield acoustic holography methods for far field estimations: Part 1. CW signals // arXiv:1812.03826 (2018) (<https://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/1812/1812.03826.pdf>).
5. M.B. Emelyanov, B.M. Salin, M.B. Salin, A.V. Tsiberev, Reconstruction of the time dependence and signal parameters of far-field extended wideband sources: Part 1. Reconstruction techniques and technical instruments, *Acoustical physics* 2014. Vol. 60, №5. pp. 608-616.
6. E. Skudrzyk. *The foundation of acoustics. Basic mathematics and basic acoustics.* Springer - Verlag, Wien, New York, 1971
7. B.M. Salin, V.I. Turchin. Golograficheskoe vosproizvedenie volnovykh polej s proizvol'noj zavisimost'yu ot vremeni // *Akust. zhurn.* 1992 Vol. 38, № 1. pp. 150-155.

## Список литературы

1. W.-Q. Jing, Y.-B. Zhang, C.-X. Bi, Nearfield acoustic holography-based method for measuring the sensitivity of a particle velocity sensor // *Acta Acustica*. 2015. Vol. 101, №.5. p. 855-858.
2. J.-M. Attendu, A. Ross. Time domain nearfield acoustical holography without wrap-around error and spectral leakage for forward propagation // *J. Acoust. Soc. Am.* 2017. Vol. 141, №.2, p. 1039
3. Г.Ю. Годзиашвили. Определение полей отражений по измерениям в ближней зоне // *Тр. X всерос. Конф. «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики»*. Спб.: «Наука», 2010. С. 386-389.
4. M.B. Salin, D.A. Kosteev. Examples of usage of nearfield acoustic holography methods for far field estimations: Part 1. CW signals // arXiv:1812.03826 (2018) (<https://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/1812/1812.03826.pdf>).
5. М.Б. Емельянов, Б.М. Салин, М.Б. Салин, А.В. Цибереv. Восстановление временной зависимости и параметров сигнала широкополосных протяженных акустических источников в дальней зоне. Часть 1. Методы восстановления и технические средства // *Акуст. журн.* 2014. Т. 60, №5. С. 608-616.
6. Е. Скучик. *Основы акустики*. Т. 2. Мир. М., 1976.

7. Б.М. Салин, В.И. Турчин. Голографическое воспроизведение волновых полей с произвольной зависимостью от времени // Акуст. журн. 1992. Т. 38. № 1. С. 150-155.

УДК 534.614-16:[641.51/.54:635-1/-2]  
OECD 02.11.JY

## Исследование волн упругих деформаций в пищевом продукте

Пильненко А.К.<sup>1</sup>, Заплетников И.Н.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Доцент кафедры оборудования пищевых производств,

<sup>2</sup>Заведующий кафедрой оборудования пищевых производств,

<sup>1,2</sup>Донецкий национальный университет экономики и торговли  
имени Михаила Туган-Барановского, г. Донецк, Украина

### Аннотация

Излучение виброакустической характеристики оборудования зависит от обрабатываемого пищевого продукта. Скорость распространения волн упругих деформаций в пищевых продуктах является одним из основным параметром формирования виброакустического процесса излучения звуковых волн оборудованием.

В работе рассмотрены особенности распространения волн упругих деформаций в пищевом продукте. Получены аппроксимирующие выражения для определения величины скорости и ускорения ударных волн в пищевом продукте в зависимости от расстояния, физико-механических свойств продукта и от скорости и ускорения входящего удара груза с хорошей степенью статистической связи. Прохождение вибрационных волн через пищевой продукт специфичны для каждого продукта. Физико-механические свойства существенно влияют на скорость и ускорение прохождения ударной волны. Увеличение модуля упругости, удельной силы резания и плотности продукта приводит к повышению скорости и ускорению распространения ударной волны.

**Ключевые слова:** физико-механические свойства, волна упругих деформаций, пищевой продукт, скорость и ускорение, модуль упругости.

### *Study the waves elastic deformations in food product*

*Pilnenko A.K.<sup>1</sup>, Zapletnikov I.N.<sup>2</sup>*

*<sup>1</sup>Assistant professor,*

*<sup>2</sup>Professor,*

*<sup>1,2</sup>Donetsk National University of Economics and Trade  
named after Mikhail Tugan-Baranovsky, Donetsk, Ukraine*

### **Abstract**

*Vibroacoustic characteristic of equipment depends on the processed food product. Elastic strain wave velocity in food is one of the main parameters of the formation of the vibra-acoustic process equipment.*

*Received approximating expressions for determining magnitude of velocity and acceleration of shock waves in a food product depending on the distance, physical and mechanical properties of the product. Physical and mechanical properties significantly affect on the speed and acceleration of the passage of the shock wave. Increase modulus of elasticity, specific cutting force and product density leads to an increase in speed and acceleration of the propagation of a shock wave.*

**Key words:** *physical and mechanical properties, wave of elastic deformations, food product, speed and acceleration, elastic modulus.*



## Введение

Механическая обработка пищевых продуктов происходит под давлением статистических (сжимающих) и динамических (ударных) нагрузках. Но наибольшее количество взаимодействий продукта и оборудования проходит под динамическими нагрузками - соударение с рабочими органами и т.д.

При литературном поиске по вопросу измельчения пищевых продуктов рассматриваются вопросы: - кинематики и динамики взаимодействия рабочих органов с продуктом, - влияния физико-механических свойств продуктов, трения, энергетические вопросы и др. Однако вопросами формирования, воздействия и излучения виброакустической характеристики (ВАХ), а именно вибрационной характеристики пищевых продуктов остаются без внимания.

При проектировании оборудования пищевых производств и моделировании процессов обработки пищевых продуктов используются данные основного параметра - механические характеристики пищевых продуктов. Скорость распространения волн упругих деформаций в пищевых продуктах является одним из основным параметром формирования виброакустического процесса излучения звуковых волн оборудованием.

Предварительные исследования излучения звука при резании пищевых продуктов показали [2, 3], что значения уровня звука по шкале А изменяются в пределах от 23 до 40 дБА, а уровни звукового давления в октавных полосах частот 63-8000 Гц в диапазоне от 15 до 45 дБ. На излучение звука существенно влияет толщина ножа и модуль упругости продукта [1, 2].

С точки зрения снижения уровня шума, излучаемого режущим оборудованием в производственных цехах пищевых производств, общественного питания это явление заслуживает основательного исследования как с технической, так и с экологической стороны.

Виброакустические характеристики ряда измельчительного (режущего) оборудования пищевых производств напрямую взаимосвязаны, зависят от вида продукта обработки.

Исследованиями установлено, что уровень шума, излучаемый оборудованием, зависит от физико-механических свойств обрабатываемого продукта, его модуля упругости, структуры, плотности, конструкции рабочего органа и др. [3, 4].

В таблице 1 приведены шумовая характеристика (ШХ) измельчительного оборудования предприятий питания только по характеристике А [3]. Это подтверждается расхождением ШХ при работе измельчительного оборудования пищевых производств при обработке продукта и без него. Величина расхождения колеблется от 2 до 13 дБА. Такие величины расхождения могут отрицательно влиять при заявлении ШХ заводом-изготовителем машин и контролем их в процессе эксплуатации санитарными службами.

Таблица 1

Шумовые характеристики измельчительного оборудования

Наименование оборудования, обрабатываемый продукт, страна-производитель	Уровень звуковой мощности, дБА		
	без нагрузки	под нагрузкой	отклонение
Машины измельчения сырых овощей			
МРО 50-200 (морковь, Беларусь)	70	78	+8
МРО-350 (морковь, Беларусь)	79	86	+7
"Гамма 5А" (капуста, Россия)	74	87	+13

Наименование оборудования, обрабатываемый продукт, страна-производитель	Уровень звуковой мощности, дБА		
	без нагрузки	под нагрузкой	отклонение
МРО 400-1000 (свекла, Беларусь)	84	89	+5
Robot Coupe CL-30(морковь, Франция)	77	79	+2
УКМ (картофель, Россия)	77	83	+5
МПР-350 (морковь, Беларусь)	76	89	+13
Протирочные машины:			
МП-800 (морковь вареная, Беларусь)	74	76	+2
МП-1000 (свекла вареная, Беларусь)	71	78	+7

В связи с тем, что процесс формирования ШХ машин является многофакторным, и первоисточником шума в машинах служат вибрационные процессы, целью работы является установление зависимостей уровня виброскорости и виброускорения от физико-механических свойств пищевых продуктов.

### 1. Методика проведения исследования

Все экспериментальные исследования были проведены в лаборатории виброакустики кафедры оборудования пищевых производств ГО ВПО "ДонНУЭТ", в реверберационной камере, в соответствии со стандартом [5]. Реверберационная камера соответствует IV типу. Объем реверберационной камеры 100 м<sup>3</sup>.

Для исследований прохождения волн упругих деформаций в пищевом продукте (картофель, свекла, морковь и т.д.) был применен маятниковый копер, который позволяет исследовать скорость и ускорение прохождения упругих волн деформации в пищевом продукте. Ось подвеса маятника посажена на подшипники скольжения. На палец надета стрелка, позволяющая отсчитывать по шкале угол подъема маятника. На этом же пальце имеется приспособление, которое дает возможность устанавливать маятник с отклонением под углами 30, 45 и 90 градусов от вертикали.

Скорость маятника в момент удара:

$$V_{\text{вх}} = \sqrt{2gh}, \text{ м/с} \quad (1)$$

где  $g$  - ускорение свободного падения, м/с<sup>2</sup>;  $h$  - высота центра массы маятника, м.

Закон сохранения импульса:

$$M \cdot V_{\text{вх}} = m \cdot u \rightarrow u = \frac{M \cdot V_{\text{вх}}}{m} = \frac{M\sqrt{2gh}}{m} \quad (2)$$

где  $m$  - масса тела, кг,  $M$  - масса груза, кг,  $V_{\text{вх}}$  - скорость маятника, м/с,  $u$  - скорость тела, м/с.

Скорость удара, в зависимости от угла отклонения маятника, колеблется в пределах от 1,15 до 3,13 м/с и определяется по формуле:

$$V_{\text{вх}} = \sqrt{2gl(1 - \cos \gamma)}, \text{ м/с}, \quad (3)$$

где  $\gamma$  - угол отклонения груза, градусы.

Центростремительное ускорение маятника:  $a = V^2/l$ , м/с<sup>2</sup>. Теоретические значения кинематических параметров установки приведены в таблице 2.

Таблица 2

Кинематические параметры маятника

№	Длина $l$ , м	Масса $Q$ , кг	Угол отклонения $\gamma$ , град	Скорость груза $V$ , м/с	Ускорение груза, м/с <sup>2</sup>
1	0,5	0,1	30	1,15	2,63
2	0,5	0,1	45	1,7	5,75
3	0,5	0,1	90	3,13	19,6

Исходными пищевыми продуктами были выбраны свежие свекла ( $E = 8,0$  мПа), картофель ( $E = 7,1$  мПа), морковь ( $E = 5,8$ ), кабачок ( $E = 3,4$ ) и огурец ( $E = 2,7$ ) (табл. 3). Максимальное значение удельного усилия резания имеет свекла  $q = 880$  Н/м, а минимальное значение огурец  $q = 270$  Н/м. Расстояние от места крепления вибропреобразователя АР38 в продукте (длина продукта) до поверхности входящей ударной волны было  $L_{min} = 0,03$  м и  $L_{max} = 0,21$  м (табл. 1, 2). Продукт фиксировался в зажимном устройстве через вибродемпфирующую изоляцию.

Таблица 3

Механические свойства исследуемых продуктов

№	Продукт	Модуль упругости продукта, $E$ , мПа	Удельная сила резания, $q$ , Н/м	Плотность продукта, $\rho$ , кг/м <sup>3</sup>
1	огурец	2,7	270	350
2	кабачок	3,4	350	580
3	морковь	5,8	590	600
4	картофель	7,1	740	700
5	свекла	8,0	880	800

В качестве целевой функции, характеризующей воздействие вибрационной волны на продукт, принимается уровень виброскорости  $V_{вых}$  и виброускорения  $a_{вых}$ .

## 2. Экспериментальная часть

Запись значений производилась на шумомере "Ассистент" 1-го класса точности. Определение значения скорректированного уровня виброускорения  $a_{вых}$  по коррекции  $W_h$  производилось по оси  $O_z$ . Результаты экспериментальных исследований изменения вибрационных характеристик (ВХ) при резании пищевых продуктов представлены в таблицах 4 и 5.

Увеличение модуля упругости пищевого продукта (овощей) приводит к повышению скорости и ускорению распространения ударной волны. Скорость волны возрастает с  $V_{вх} = 0,1$  м/с до  $V_{вых} = 0,16$  м/с, ускорение волны с  $a_{вх} = 2,07$  м/с<sup>2</sup> до  $a_{вых} = 3,19$  м/с<sup>2</sup>. Разница скорости волны на входе в продукт уменьшается с увеличением модуля упругости продукта. Отклонение скорости волны при модуле упругости  $E = 2,7$  мПа равно  $\Delta V = 1,6$  м/с, а при  $E = 8,0$  мПа разница скоростей  $\Delta V = 1,54$  м/с. На единицу длины продукта ( $L = 1$  см) скорость волны возрастает вместе с модулем упругости. Скорость на единицу длины продукта с  $\Delta V/L = 7,56$  (м/с)/м до  $\Delta V/L = 17,1$  (м/с)/м. На единицу длины продукта ( $L = 1$  см) ускорение волны возрастает вместе с модулем упругости. Ускорение на единицу длины продукта с  $\Delta a/L = 0,16$  (м/с<sup>2</sup>)/м до  $\Delta a/L = 0,28$  (м/с<sup>2</sup>)/м.

Таблица 4

Значения скорости ударной волны в пищевых продуктах

№	Модуль упругости продукта, $E$ , МПа	Длина продукта, $L$ , м	Скорость на входе в продукт, $V_{вх}$ , м/с	Скорость на выходе из продукта, $V_{вых}$ , м/с	Отклонение скорости волны, $\Delta V$ , м/с	Скорость на единицу длины продукта, $\Delta V/L$ , (м/с)/м
1	2,7	0,11	1,7	0,103	1,597	14,52
2	3,4	0,21	1,7	0,113	1,587	7,56
		0,05		0,095	1,605	32,1
3	5,8	0,16	1,7	0,149	1,551	9,7
		0,035		0,136	1,564	44,7
4	7,1	0,16	1,7	0,133	1,567	9,8
		0,06		0,087	1,613	26,9
5	8,0	0,09	1,7	0,16	1,54	17,1
		0,03		0,091	1,609	53,6

Графическая интерпретация результатов проведенных экспериментов представлена на рисунках 1-2.

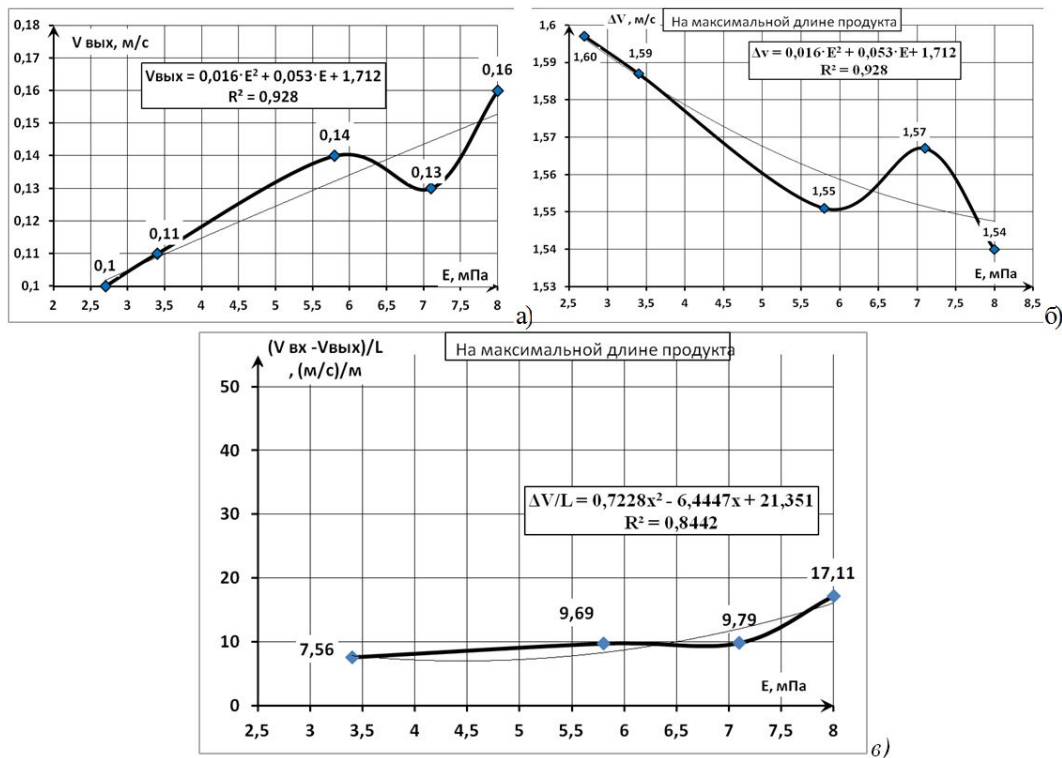


Рис. 1. Графики зависимостей скорости ударных волн: а) от физико-механических свойств пищевых продуктов; б) уменьшение скорости волны; в) удельное сопротивление ударной волны на единицу длины продукта

Таблица 5  
Значения ускорения ударной волны в пищевых продуктах

№	Модуль упругости продукта, $E$ , мПа	Длина продукта, $L$ , м	Ускорение на входе в продукт, $a_{вх}$ , м/с <sup>2</sup>	Ускорение на выходе из продукта, $a_{вых}$ , м/с <sup>2</sup>	Отклонение ускорения волны, $\Delta a$ , м/с <sup>2</sup>	Ускорение волны на единицу длины продукта, $\Delta/L$ , (м/с <sup>2</sup> )/м
1	2,7	0,11	5,7	2,065	3,635	0,33
2	3,4	0,21	5,7	2,265	3,435	0,16
		0,05		1,905	3,795	
3	5,8	0,16	5,7	2,985	2,715	0,17
		0,035		2,723	2,977	
4	7,1	0,16	5,7	2,661	3,039	0,19
		0,06		1,738	3,962	
5	8,0	0,09	5,7	3,19	2,51	0,28
		0,03		1,82	3,88	

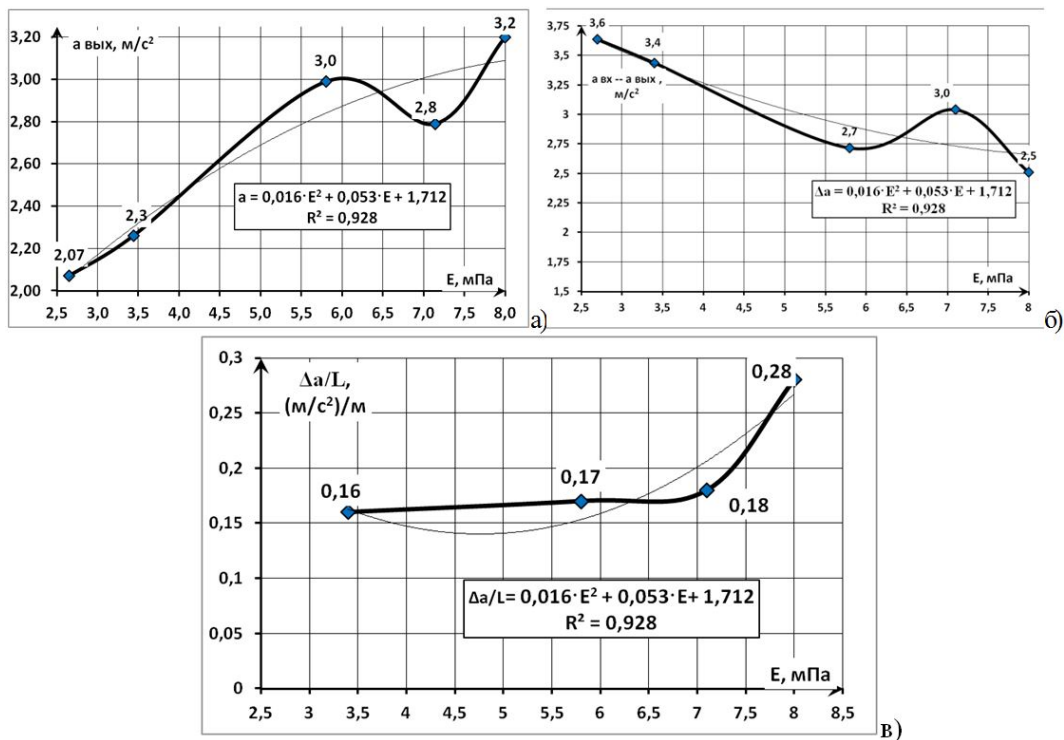


Рис. 2. Графики зависимости ускорения ударной волны а) от физико-механических свойств пищевых продуктов; б) уменьшение скорости волны; в) удельное сопротивление ударной волны на единицу длины продукта

### Заключение

Закономерности прохождения вибрационных волн через пищевой продукт специфичны для каждого продукта, что создает предпосылки для диагностики продуктов.

В работе получены аппроксимирующие выражения для определения величины скорости и ускорения ударных волн в пищевом продукте в зависимости от расстояния, физико-механических свойств продукта и от скорости и ускорения входящего удара груза

с хорошей степенью статистической связи.

Анализ полученных результатов показывает, что скорость и ускорение прохождения упругих волн через продукт возрастает в более упругих продуктах.

### Список литературы

1. Заплетников И.Н. Исследование шумовых характеристик процесса резания пищевых продуктов / И.Н. Заплетников, А.К. Пильненко // Оборудование и технологии пищевых производств: темат. сб. науч. трудов. – Донецк: ДонНУЭТ, – 2016. - Вып. 33. – С. 92-100.
2. Пильненко А.К. Виброакустические свойства пищевых продуктов / А.К. Пильненко, И.Н. Заплетников, Н.И. Владыченко // Noise Theory and practice: Научный журнал ООО «Институт акустических конструкций» – СПб: ООО «Институт акустических конструкций», 2017. – Вып. 3. – № 4. – С. 14-20.
3. Заплетников И.Н. Виброакустика оборудования пищевых производств: монография. – Харьков: Изд-во НТМТ, 2015. – 542 с.
4. Иванов Н.И. Инженерная акустика. Теория и практика борьбы с шумом: учебник. – 3-е изд. Переаб. – М.: Лотос, 2013. – 432 с.
5. ГОСТ Р 51400-99 (ИСО 3743-1-94, ИСО 3743-2-94). Шум машин. Определение уровней звуковой мощности источников шума по звуковому давлению. Технические методы для малых переносных источников шума в реверберационных полях в помещениях с жесткими стенами и в специальных реверберационных камерах.

### References

1. Zapletnikov I.N. Issledovanie shumovyyih harakteristik protsessa rezaniya pischevyyih produktov / I.N. Zapletnikov, A.K. Pilnenko // Oborudovanie i tehnologii pischevyyih proizvodstv: temat. sb. nauch. trudov. – Donetsk: DonNUET, – 2016. - Vol. 33. – pp. 92-100.
2. Pilnenko A.K. Vibroakusticheskie svoystva pischevyyih produktov / A.K. Pilnenko, I.N. Zapletnikov, N.I. Vladyichenko // Noise Theory and Practice: Scientific Journal «Institute of Acoustic Structures» - St.Petersburg: «Institute of Acoustic Structures», 2017. – Tom. 3.–№ 4. – pp. 14-20.
3. Zapletnikov I.N. Vibroakustika oborudovaniya pischevyyih proizvodstv: monograph. – Kharkov: Publishing House of NTMT, 2015. – 542 p.
4. Ivanov N.I. Inzhenernaya akustika. Teoriya i praktika borbyi s shumom: textbook. - 3rd ed. Pereab. - M .: Lotus, 2013. – 432 p.
5. GOST R 51400-99 (ISO 3743-1-94, ISO 3743-2-94). Shum mashin. Opredelenie urovney zvukovoy moschnosti istochnikov shuma po zvukovomu davleniyu. Tehnicheskie metodyi dlya malyih perenosnyih istochnikov shuma v reverberatsionnyih polyah v pomescheniyah s zhestkimi stenami i v spetsialnyih reverberatsionnyih kamerah.

УДК 534.84  
OECD 01.03.AA

## Генерирование аэродинамического шума воздушной прослойкой

Мурзинов В.Л.<sup>1\*</sup>, Мурзинов П.В.<sup>2</sup>, Мурзинов Ю.В.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Д.т.н., профессор кафедры «Техносферная и пожарная безопасность»

<sup>2</sup>к.т.н., заведующий лабораторией «Исследование акустических процессов»

<sup>3</sup>к.т.н., ведущий инженер лаборатории «Исследование акустических процессов»

<sup>1,2,3</sup>Воронежский государственный технический университет,

г. Воронеж, ул. 20-летия Октября, 84

### Аннотация

Разработана модель потенциала скорости малых перемещений в воздушных потоках применительно к пневмоконвейерам. В качестве воздушных потоков рассмотрено течение воздуха в узком зазоре между параллельными плоскостями. На основании потенциала скорости малых перемещений получена инженерная формула для вычисления уровня шума, возникающего в воздушной прослойке. В работе рассмотрен фрагмент пневмоконвейера, использующего щелевые отверстия для питания воздушной прослойки.

**Ключевые слова:** шум аэродинамического происхождения, воздушная прослойка, волновое уравнение, турбулентность, турбулентная вязкость, гидродинамическое моделирование.

### *Generation of aerodynamic noise by airbag*

*Murzinov V.L.<sup>1\*</sup>, Murzinov P.V.<sup>2</sup>, Murzinov Yu.V.<sup>3</sup>*

<sup>1</sup>*Doctor of technical Sciences, Professor of Technosphere and fire safety Department*

<sup>2</sup>*Candidate of technical Sciences, head of the laboratory "Research of acoustic processes"*

<sup>3</sup>*Candidate of technical Sciences, leading engineer of the laboratory "Research of acoustic processes"*

<sup>1,2,3</sup>*Voronezh state technical University, Voronezh, Russia, St. 20-letia Oktyabrya, 84*

### **Abstract**

A model of the velocity potential of small displacements in air flows in relation to pneumatic conveyors is developed. Air flow in a narrow gap between parallel planes is considered as air flow. On the basis of the velocity potential of small displacements, an engineering formula for calculating the noise level arising in the air layer is obtained. The paper considers a fragment of a pneumatic conveyor that uses slotted holes to feed the air layer.

**Key words:** noise of aerodynamic origin, air layer, wave equation, turbulence, turbulent viscosity, hydrodynamic modeling.

### **Введение**

Современные производства в качестве транспортных средств используют пневмоконвейеры, которые транспортируют изделия на воздушной прослойке. Использование воздушной прослойки позволяет совмещать транспортные операции с технологическими операциями сушки, нагрева, охлаждения и т.д. В некоторых производствах пневмоконвейеры становятся незаменимыми. Однако, воздушная

---

\*E-mail: dr.murzinov@yandex.ru (Мурзинов В.Л.)

прослойка является источником повышенного шума аэродинамического происхождения, порождаемого турбулентностью [1, 2].

С позиции защиты от шума существуют различные подходы и методики для защиты от аэродинамического шума [3-6]. Источником повышенного аэродинамического шума в пневмоконвейерах является турбулентность, которая носит случайный характер. Однако, для стабильных параметров работы пневмоконвейера шум, так же будет иметь стабильный уровень. Это положение объясняется эргодической гипотезой [7], что в воздушной прослойке появляются квазистационарные процессы турбулентности, от которых распространяются квазистационарные аэродинамические звуковые потоки.

Звуковые потоки в воздушной прослойке взаимодействуют с турбулентностью, влияют на неё, и создается многогранная картина, характеризующая физический процесс. При этом необходимо учитывать такие показатели, как степень турбулентности, акустические характеристики параллельных плоскостей, динамические параметры струйного течения, геометрические характеристики сопел и несущей поверхности пневмоконвейера. Турбулентность струйного течения в воздушной прослойке порождает акустические колебания, возникает шум аэродинамического происхождения, который направлен на боковые грани воздушной прослойки. Интенсивность звукового потока, определяющего уровень аэродинамического шума, находится в корреляционной связи с акустическими показателями воздушного потока. Изменение параметров пневмоконвейера приводит к изменению акустических показателей воздушной прослойки. Турбулентные потоки характеризуются такими показателями, как турбулентная вязкость и «путь перемешивания», являющийся геометрической характеристикой турбулентности [8].

Значение уровня аэродинамического шума можно определить, опираясь на эти показатели, но при этом необходимо учитывать динамические характеристики струйного течения в воздушной прослойке. Блохинцевым было получено неоднородное волновое уравнения, входящее в теоретический раздел классической акустики, применительно к потенциальному потоку звукопроводящей среды [9-11]. Поэтому возникает задача построения уравнения, но с учетом движения воздуха на основе классических уравнений механики жидкости [8]. При этом можно связать источники звука с основными параметрами, определяющими поток в воздушной прослойке и получить уравнения потенциала скорости малых перемещений, исходя из общих уравнений механики [10-13]. Построение уровня аэродинамического шума выполняется с учетом допущения, что влияние вязкости и теплопроводности отсутствует. Однако необходимо учесть наличие турбулентной вязкости и её влияния на генерирование, и распространение звукового потока.

## 1. Постановка задачи

Даны пространственные координаты изделия на воздушной прослойке, которая является источником аэродинамического шума. Рассматривается плоская задача.

На рис. 1 показана схема с изображением взаимного расположения источника аэродинамического шума и изделия.

Требуется построить аналитическую зависимость, связывающую уровень аэродинамического шума воздушной прослойки и параметров системы "воздушная прослойка – изделие". Задачей является определение с помощью аналитических методов потенциала скорости малых перемещений в воздушной прослойке с учетом её характеристик. На основании этого потенциала строится уравнение для определения уровня аэродинамического шума. Оригинальность задачи заключена в том, что рассматривается в качестве источника шума струйное течение воздуха в зазоре между



параллельными плоскостями.

## 2. Вывод основных соотношений

Рассмотрим фрагмент пневмоконвейера, содержащего щелевое отверстие и изделие на воздушной прослойке. Струйное течение в воздушной прослойке ограничивается параллельными плоскостями, между которыми создается слоистое течение. Это течение представляет собой сдвиговый поток. Осредненная скорость в струйном потоке определяется поперечной координатой. Кроме того струйное течение можно рассматривать как течение в канале.

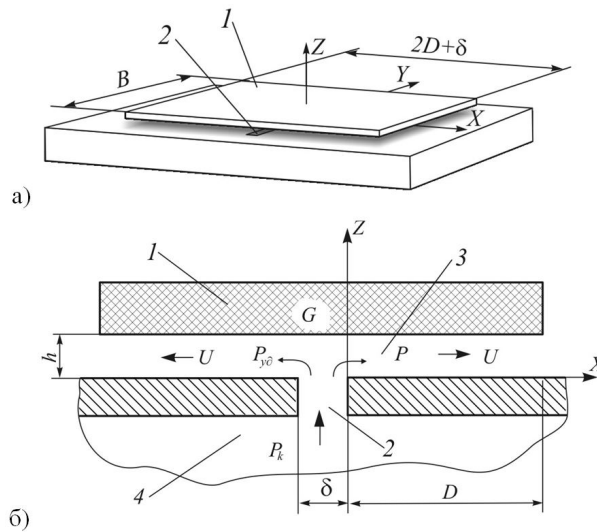


Рис. 1. Схема расположения изделия на воздушной подушке с указанием характерных размеров и положения осей координат: а) – аксонометрическое изображение схемы, б) – продольное сечение схемы. 1 – изделие, 2 – щелевое сопло, 3 – воздушная подушка, 4 – пневмокамера.  $G$  – вес изделия, Н;  $P$  – избыточное давления в воздушной прослойке, Па;  $U$  – скорость воздуха в прослойке под изделием, м/с;  $P_{y0}$  – среднее давление в воздушной прослойке, Па;  $P_k$  – давление в пневматической камере, Па;  $h$  – толщина воздушной прослойки, м.

Система уравнений для определения потенциала скорости малых перемещений применительно к течению воздуха в прослойке была построена с учетом методики, предложенной Блохинцевым Д.И. [7] в работах [1, 10] и имеет вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left( U_{ok}^2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_k \partial x_1} \right) - \frac{\partial U_{o1}}{\partial x_k} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} + c^2 \frac{\partial U_{o1}}{\partial x_k} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_k^2} &= c^2 \frac{\partial U_{ok}}{\partial x_k} \frac{\partial U_{o1}}{\partial x_k} \\ \frac{\partial}{\partial t} \left( U_{ok}^2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_k \partial x_2} \right) - \frac{\partial U_{o2}}{\partial x_k} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} + c^2 \frac{\partial U_{o2}}{\partial x_k} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_k^2} &= c^2 \frac{\partial U_{ok}}{\partial x_k} \frac{\partial U_{o2}}{\partial x_k} \\ \frac{\partial}{\partial t} \left( U_{ok}^2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_k \partial x_3} \right) - \frac{\partial U_{o3}}{\partial x_k} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} + c^2 \frac{\partial U_{o3}}{\partial x_k} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_k^2} &= c^2 \frac{\partial U_{ok}}{\partial x_k} \frac{\partial U_{o3}}{\partial x_k} \end{aligned} \right\}. \quad (1)$$

В уравнении (1) используется индекс  $k = 1,2,3$ , по которому осуществляется суммирование;  $c$  – скорость звука, м/с.

Величины, входящие в уравнение (1) определяют скорость движения воздуха в

прослойке, а потенциал скорости малых перемещений имеет вид:

$$\Phi = \frac{1}{\rho_o} \int_0^t p d\tau$$

где  $\rho_o$  – плотность воздуха, кг/м<sup>3</sup>;  $p$  – давление, Па;  $t$  и  $\tau$  – время, с.

Система уравнений (1) предназначена для определения потенциала скорости малых перемещений в процессе генерирования аэродинамического шума турбулентным воздушным потоком. Для решения этой системы необходимы граничные и начальные условия, а так же должны быть заданы осредненные скорости воздушного течения. Поэтому при рассмотрении конкретной физической задачи уравнение (1) будет упрощено и возможно будет получить аналитическое решение. Применительно к рассматриваемой задаче уравнение (1) упростится, так как рассматривается плоская задача течения струйного потока между параллельными плоскостями при наличии источника питания – щелевого отверстия. Расчетная схема для поставленной задачи показана на рис. 1. На схеме обозначены динамические и геометрические размеры основных элементов, изображены направления струйного течения. Применение уравнений неразрывности и уравнений Навье-Стокса позволили получить аэродинамические характеристики течения, которые показаны в табл. [1]

Таблица 1

Результаты решения аэродинамической задачи для течения в воздушной прослойке

1.	$\frac{\partial P}{\partial x} = -P_{y\partial} \frac{2}{D}$	3.	$U = \frac{1}{\mu D} P_{y\partial} (h - z) z$	5.	$h = \left[ \frac{12\sqrt{2}\mu\delta D}{\sqrt{\rho_o P_{y\partial}}} \sqrt{\frac{(P_k - P_{y\partial})}{P_{y\partial}}} \right]^{1/3}$
2.	$P_{y\partial} = \frac{G}{B(\delta + D)}$	4.	$\frac{\partial U}{\partial z} = \frac{1}{\mu D} P_{y\partial} (h - 2z)$		

Для удобства дальнейших выкладок сделаем замену:

$$\left. \begin{aligned} U_{o1} &\equiv U & x_1 &\equiv x \\ U_{o2} &\equiv V & x_2 &\equiv y \\ U_{o3} &\equiv W & x_3 &\equiv z \end{aligned} \right\},$$

учитывая реальную картину физического процесса течения получим

$$\left. \begin{aligned} &\frac{\partial \Phi}{\partial x_2} = \frac{\partial \Phi}{\partial y} = 0 \\ V = 0 & \frac{\partial U_{o1}}{\partial x_1} = \frac{\partial U}{\partial x} = 0 \\ W = 0 & \frac{\partial U_{o1}}{\partial x_2} = \frac{\partial U}{\partial y} = 0 \end{aligned} \right\}. \quad (2)$$

Система (1) с учётом (2) примет вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left( U^2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} \right) - \frac{\partial U}{\partial z} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} + c^2 \frac{\partial U}{\partial z} \left( \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} \right) = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} \left( U^2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial z} \right) = 0 \end{aligned} \right\}. \quad (3)$$

Окончательно получим уравнение для определения потенциала скорости малых перемещений применительно к рассматриваемой задаче

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( U^2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} \right) - \frac{\partial U}{\partial z} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} + c^2 \frac{\partial U}{\partial z} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = 0, \quad (4)$$

удовлетворяющее следующим граничным и начальным условиям:

$$\Phi(0, z, t) = \Phi(L, z, t) = 0, \quad (5)$$

$$\Phi(x, z, 0) = E \sin \left( \frac{\pi x}{L} \right) \sin \left( \frac{\pi z}{h} \right), \quad (6)$$

$$\frac{\partial \Phi(x, z, 0)}{\partial t} = 0, \quad (7)$$

где  $E = \left( \frac{\pi}{k} \right)^6 \frac{P_y \partial h^4}{\rho_0 L^3 c}$  амплитуда пульсаций турбулентных флюктуаций в воздушной прослойке, при этом учтен экспериментальный коэффициент  $k = 0.46$ . Умножая обе части уравнения (4) на  $\exp(-pt)$  и интегрируя по  $t$  в интервале от 0 до  $\infty$  и вводя замену  $\int_0^\infty \Phi(x, z, t) \exp(-pt) dt = F(x, z, p)$ , получаем уравнение

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} \left( U^2 p + c^2 \frac{\partial U}{\partial z} \right) - \frac{\partial U}{\partial z} p^2 F + \left( \frac{\partial U}{\partial z} p + U^2 \frac{\pi^2}{L^2} \right) E \sin \left( \frac{\pi x}{L} \right) \sin \left( \frac{\pi z}{h} \right) = 0. \quad (8)$$

Решением уравнения (8) будет выражение

$$F = E \sin \left( \frac{\pi z}{h} \right) \sin \left( \frac{\pi x}{L} \right) \left[ \frac{p}{p^2 + \frac{\pi^2 U^2}{L^2} \frac{\partial U}{\partial z} p + \frac{\pi^2}{L^2} c^2} + \frac{\frac{\pi^2 U^2}{L^2} \frac{\partial U}{\partial z}}{p^2 + \frac{\pi^2 U^2}{L^2} \frac{\partial U}{\partial z} p + \frac{\pi^2}{L^2} c^2} \right] \quad (9)$$

Выполнив обратное преобразование Лапласа  $\Phi(x, z, t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{s-i\infty}^{s+i\infty} F(x, z, p) e^{pt} dp$  для уравнения (9) получим потенциал скорости малых перемещений для рассматриваемой задачи

$$\Phi = E \sin \left( \frac{\pi z}{h} \right) \sin \left( \frac{\pi x}{L} \right) \exp(-A_1 t) \left[ \cos(t A_1 A_2) + \frac{1}{A_2} \sin(t A_1 A_2) \right] \quad (10)$$

где  $A_1 = \frac{\pi^2 U^2}{2L^2} \frac{\partial U}{\partial z}$ ,  $A_2 = \sqrt{\frac{4c^2 L^2}{\pi^2 U^4} \left( \frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 - 1}$ .

В уравнение (10) входят величины  $U$  и  $\frac{\partial U}{\partial z}$ , значения которых вычислены в работе [1] и показаны в таблице, откуда  $U = \frac{1}{\mu L} P_g (h - z) z$  и  $\frac{\partial U}{\partial z} = \frac{1}{\mu L} P_g (h - 2z)$ .

Вязкость  $\mu$ , входящая в эти уравнения величина постоянная и не связанная с интенсивностью турбулентности и поэтому не связанная с уровнем аэродинамического шума. Однако можно сделать замену: использовать вместо обычной вязкости - турбулентную, принимая во внимание допущение, что порядок величин этих вязкостей одинаков. Тогда можно применить для моделирования характеристик турбулентных течений понятие «путь перемешивания», предложенный Прандтлем[8]. Длина «пути перемешивания» является функцией координаты  $z$ , т.е.  $l = k \cdot z$ , где  $k$  - экспериментальный коэффициент. Следовательно, можно определить турбулентную вязкость как функцию характеристик системы «пневмоконвейер – изделие» и записать [4]

$$\mu_T^2 = \rho_o k^2 P_{y\partial} L^{-1} z^2 (h - 2z). \quad (11)$$

Используя соотношения для аэродинамических характеристик воздушного потока в прослойке из таблицы можно преобразовать уравнение (10) к виду

$$\Phi = E \sin\left(\frac{\pi z}{h}\right) \sin\left(\frac{\pi x}{L}\right) \exp\left(-\frac{\pi^2 \sqrt{L P_{y\partial} h^3}}{2L^3 k \sqrt{\rho_o}} t\right) \left[ \cos\left(\frac{\pi c}{L} t\right) + \frac{\pi \sqrt{P_{y\partial} h^3}}{2kc \sqrt{\rho_o L^3}} \sin\left(\frac{\pi c}{L} t\right) \right] \quad (12)$$

Уровень шума на расстоянии от источника определяется уравнением

$$L_z = 10 \lg \left( \frac{P_w}{I_o 4\pi R^2} \right), \quad (13)$$

где  $P_w$  – звуковая мощность, излучаемая воздушной прослойкой, Вт;  $I_o$  – исходное пороговое значение интенсивности звука, Вт/м<sup>2</sup>. Мощность звукового потока, сформированного воздушной прослойкой будет

$$P_w = \int_0^h \int_0^L I_1 dx dz, I_1 = \frac{\bar{p}^2(x, z)}{\rho_o c} \quad (14)$$

где  $I_1$  – интенсивность звукового потока воздушной прослойки, Вт/м<sup>2</sup>;  $h$  – толщина воздушной прослойки, м;  $L$  – линейный размер воздушной прослойки, м;  $\bar{p}^2$  – среднеквадратическое отклонение давления от средней величины, (Н/м<sup>2</sup>)<sup>2</sup>.

$$\bar{p}^2(x, z) = \frac{1}{T} \int_0^T \tilde{p}^2 dt, \tilde{p} = \rho_o \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (15)$$

Теоретическое значение уровня шума воздушной прослойки определится из уравнения (13) при подстановке в него выражений (14) и (15).

$$L_z = 10 \lg \left[ \frac{\rho_o}{I_o 4\pi c R^2} \int_0^h \int_0^L \left( \frac{1}{T} \int_0^T \left( \frac{\partial \Phi}{\partial t} \right)^2 dt \right) dx dz \right] \quad (16)$$

В уравнении (16) не определён временной показатель, который можно оценить, как время прохождения звуковой волны вдоль протяженности воздушной прослойки в виде  $T = L/c$  и получим уравнение (16) в форме

$$L_z = 10 \lg \left[ \frac{\rho_o E^2 \pi c}{64 I_o R^2 L} h \left( \frac{\pi^2 P_{y\partial}}{\rho_o L^3 k^2 c^2} h^3 + 2 \right) \right] \quad (17)$$

В уравнении (17) присутствует комплекс величин, который имеет размерность единица и его величина значительно меньше единицы  $\frac{\pi^2 P_{y\partial}}{\rho_o L^3 k^2 c^2} h^3 \approx 10^{-6} \ll 1$  и тогда уравнение

(17), определяющее уровень шума воздушной прослойки, будет иметь вид

$$L_z = 10 \lg \left[ \frac{\pi}{32} \left( \frac{\pi}{k} \right)^{12} \left( \frac{h}{L} \right)^7 (P_{y\theta})^2 \frac{h^2}{\rho_o c^2 I_o R^2} \right] \quad (18)$$

где  $I_o$  – пороговая интенсивность звукового потока, Вт/м<sup>2</sup>.

### Заклучение

Уравнение (18) можно использовать в инженерных расчетах для вычисления уровня шума пневмоконвейера на этапе его проектирования. Это уравнение содержит параметры, которые легко поддаются определению. В процессе проектирования транспортных систем на воздушной прослойке возникает необходимость определения теоретического уровня аэродинамического шума, который будет издавать проектируемая конструкция. Формула (18) позволяет оценить ориентировочно порядок величины этого шума. Для проверки адекватности формулы (18) были проведены экспериментальные исследования, которые показали удовлетворительную сходимость экспериментальных и теоретических значений.

### Список литературы

1. Мурзинов В.Л. Снижение шума в устройствах транспортирования на воздушной подушке. Воронеж: Росинформресур, 2008. 196 с.
2. Мурзинов В.Л. Метод снижения аэродинамического шума в пневмоконвейерах [Текст] // Безопасность труда в промышленности. – 2007, №3. – С.54–58.
3. Murzinov V.L. Mathematical modeling of sound insulation for sound suppressing lightweight structured panels (SSLWSP) / V.L. Murzinov, P.V. Murzinov, Yu.V. Murzinov, V.I. Buyanov, V.A. Popov // International Journal of Engineering & Technology International. – 2018, N 7 (2.13) – Pp. 109-113. DOI: 10.14419/ijet.v7i2.13.11621.
4. Дроздова Л.Ф., Кудаев А.В., Куклин Д.А. Влияние шума компрессорных станций на окружающую среду // NOISE Theory and Practice – 2017 – Т.3, №2 – С. 38–43.
5. Murzinov V.L. Modeling of the sound absorption coefficient of sound-proof lightweight structured panels (SLSP) / V.L. Murzinov, P.V. Murzinov, Y.V. Murzinov // Journal of Fundamental and Applied Sciences. – 2017, N 9(7S). – Pp. 834-841. DOI: <http://dx.doi.org/10.4314/jfas.v9i7s.76>. ISSN 1112-9867.
6. Rousounelos A. Optimisation of the structural modes of automotive-type panels using line stiffeners and point masses to achieve weak acoustic radiation / Rousounelos A., Walsh S.J., Krylov V.V., Horner J.L. // Applied Acoustics. – 2015. Т. 93. – С. 23-37.
7. Ордынцев В.М. Математическое описание объектов автоматизации. М: машиностроение, 1965. – 360 с.
8. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа: Уч.д/вузов–М.:Дрофа, 2003–840 с.
9. Блохинцев Д.И. Акустика неоднородной движущейся среды. М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1981. 208 с.
10. Мунин А.Г., Кузнецов В.М., Леонтьев Е.А. Аэродинамические источники шума. М.: Машиностроение, 1981. 248 с.
11. Кузнецов В.М. Идентификация источников шума турбулентной струи // Акустический журнал, 2012. № 4. С. 498 – 508.
12. Мурзинов В.Л., Мурзинов П.В. Аэродинамический шум производственных транспортных систем на воздушной подушке // Безопасность труда в промышленности. – 2015, №10. – С.30–35.

13. Маков Ю.Н. Возможно ли проникновение импульса звукового удара от современного истребителя в водную среду и с его дальнейшим волновым распространением в этой среде? // *NOISE Theory and Practice*. – 2017. – Т. 4, № 1. – С. 18 – 29.

14. Vasilyev A.V. Experience of estimation and reduction of noise and vibration of industrial enterprises of Russia / Vasilyev A.V., Sannikov V.A., Tyurina N.V. // *Akustika*. 2019. Т. 32. С. 247-250.

15. Kholopov Yu. The comparative analysis of the noise characteristics of land rail transport and the efficiency of noise protection measures / Kholopov Yu., Musatkina B., Denisova I. // *Akustika*. 2019. Т. 32. С. 299-304.

## References

1. Murzinov V.L. Noise Reduction in air cushion devices transportation. Voronezh: Rosinformresurs, 2008. 196 С.

2. Murzinov V.L. Method of reducing aerodynamic noise in pneumatic convoys // *Safety in industry*. – 2007, №3. – P. 54–58.

3. Murzinov V.L. Mathematical modeling of sound insulation for sound suppressing lightweight structured panels (SSLWSP) / V.L. Murzinov, P.V. Murzinov, Yu.V. Murzinov, V.I. Buyanov, V.A. Popov // *International Journal of Engineering & Technology International*. – 2018, N 7 (2.13) – Pp. 109-113. DOI: 10.14419/ijet.v7i2.13.11621.

4. L.F. Drozdova. The noise effects of compressor stations on the environment/L.F. Drozdova, A.V. Kudaev, D.A. Kuklin//*NOISE Theory and Practice–2017-Vol.3, No.2–P.38–43*.

5. Murzinov V.L. Modeling of the sound absorption coefficient of sound-proof lightweight structured panels (SLSP) / V.L. Murzinov, P.V. Murzinov, Y.V. Murzinov // *Journal of Fundamental and Applied Sciences*. – 2017, N 9(7S). – Pp. 834-841. Doi: <http://dx.doi.org/10.4314/jfas.v9i7s.76>. ISSN 1112-9867.

6. Rousounelos A. Optimisation of the structural modes of automotive-type panels using line stiffeners and point masses to achieve weak acoustic radiation / Rousounelos A., Walsh S.J., Krylov V.V., Horner J.L. // *Applied Acoustics*. – 2015. Т. 93. – С. 23-37.

7. Ordyn'tsev V.M. Mathematical description of automation objects. M: Mechanical engineering, 1965. – 360 p.

8. Loitsyansky L.G. Fluid Mechanics: Studies for universities.–M.:Drofa, 2003 – 840 p.

9. Blokhintsev D.I. Acoustics of inhomogeneous moving medium. M.: Science. Home edition of physical and mathematical literature, 1981. 208.

10. Munin A.G., Kuznetsov V. M., Leontiev E. A. Aerodynamic noise sources. Moscow: Mashinostroenie, 1981. 248 p.

11. Kuznetsov V.M. Identification of turbulent jet noise sources // *Acoustic journal*, 2012. No. 4. S. 498 – 508.

12. Murzinov V.L., Murzinov P.V. Aerodynamic noise production of transport systems on the airbag // *Safety in industry*. – 2015, No. 10. P. 30 – 35.

13. Makov Yu. N. Is it Possible to penetrate the pulse of a sonic boom from a modern fighter into the water environment and with its further wave propagation in this environment? // *NOISE Theory and Practice*. – 2017. - Vol. 4, No. 1. – P. 18 – 29.

14. Vasilyev A.V. Experience of estimation and reduction of noise and vibration of industrial enterprises of Russia / Vasilyev A.V., Sannikov V.A., Tyurina N.V. // *Akustika*. 2019. Т. 32. С. 247-250.

15. Kholopov Yu. The comparative analysis of the noise characteristics of land rail transport and the efficiency of noise protection measures / Kholopov Yu., Musatkina B., Denisova I. // *Akustika*. 2019. Т. 32. С. 299-304.

УДК 331.458:534.7

OECD 01.03.АА: 86.33.00

## Необходимость выявления лиц с повышенной чувствительностью на шумных производствах

Ксенофонтова В.К.<sup>1</sup>, Васильев В.А.<sup>2</sup><sup>1</sup>Аспирант, Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ» им. Д.Ф. Устинова, Россия, г. Санкт-Петербург<sup>2</sup>Соискатель, Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ» им. Д.Ф. Устинова, Россия, г. Санкт-Петербург

### Аннотация

Проведен анализ литературных источников, выявлена проблема индивидуального восприятия и влияния звука различных частот на организм человека. Определён механизм воздействия шума на органы слуха и центральную нервную систему, выявлены неспецифические воздействия звука на организм человека. Сформирована необходимость исследований воздействия звукового сигнала на человека и реакции его внутренних систем организма. Дана оценка влияния шума на человека, на его самочувствие, настроение, восприятие окружающей среды, а так же, выявлена скрытая реакция организма, фиксируемая приборами. Сделан вывод о важности особого внимания к низко- и высокочастотному шуму, так как они придают звуку интенсивности при оценке восприятия физического фактора человеком. Предлагается, в дальнейшем, результаты исследований влияния высоко- и низкочастотного шума на организм человека внедрять в методики профотбора.

**Ключевые слова:** низкочастотный звук, высокочастотный звук, снижение слуха, охрана труда, профотборы, профзаболевания.

## *The necessity for identifying people with hypersensitivity in noisy industries*

Ksenofontova V.K.<sup>1</sup>, Vasilyev V.A.<sup>2</sup><sup>1</sup>Graduate student, Baltic State Technical University «VOENMEH» them. D.F. Ustinova, Russia, St. Petersburg<sup>2</sup>Applicant, Baltic State Technical University «VOENMEH» them. D.F. Ustinova, Russia, St. Petersburg

### Abstract

The analysis of literature references is carried out, the problem of individual perception and exposure to a sound of various frequencies on a human body is revealed. The mechanism of noise exposure on hearing organs and central nervous system is defined, nonspecific effects of sound on a human body are revealed. The need for research into a sound signal impact on a person and reaction of his or her internal body systems is formed. The assessment of noise impact on the person, on his or her state of health, mood, perception of environment is given, and in addition, the latent reaction of an organism recorded by devices is revealed. The conclusion about importance of special attention to low- and high-frequency noise is made, as they increase the sound intensity in assessing the perception of the physical factor by people. It is proposed to implement the results of studying the human body exposure to high- and low-frequency noise in the methods of professional selection thereafter.

**Key words:** low-frequency sound, high-frequency sound, hearing loss, occupational safety, professional selection, occupational diseases.

## Введение

Производственный шум существенно снижает производительность труда и приводит к повышению уровня производственного травматизма [1]. Шум негативно влияет на человека, даже при предельно допустимых значениях (60-70 дБА), организм испытывает стресс и запускает защитные механизмы. Человек может впасть в состояние аффекта, или испытывать головные боли, быть раздражительным и несобранным. Всё это может стать причиной повышенной опасности травматизма, к примеру, на производстве или при управлении транспортным средством. Также воздействие может быть долгосрочным и необратимым, к примеру, постоянная нагрузка на органы слуха, вегетативную нервную и сердечно-сосудистую систему, ведет к профессиональным заболеваниям, таким как нейро-сенсорная тугоухость, мигрень, депрессивные расстройства, вегето-сосудистая дистония и даже асфиксия мозга.

Важно решить проблему человеческой реакции на акустическое загрязнение окружающей среды, негативно влияющей на его здоровье и жизнь, и оценить риск воздействия на население звука различных частот.

### 1. Восприимчивость шума – индивидуальна

Для охраны труда важно научиться вычислять людей с индивидуальной восприимчивостью к такому раздражителю, как шум. Один человек может спокойно реагировать на повышенный шумовой фон, а у другого развиваются психические аффекты.

Такой эффект может наблюдаться при слабом шумовом воздействии (60-70дБ). Гиперакузия представляет собой состояние слухового анализатора, при котором люди оценивают слабые и средней интенсивности звуки как сверхгромкие. Данный синдром связывают с нарушением центральных процессов обработки звуковой информации, когда звук может иметь малую силу, но огромное сигнальное значение. Идиопатическую (вызванную неустановленной причиной) гиперакузию рассматривают как самостоятельное заболевание, соответствующее понятию ООН (1996) «идиопатическая непереносимость окружающей среды» (IEI) применительно к шумовым воздействиям. [2]

### 2. «Широкое применение» высоких и низких частот

Высоко- и низкочастотный звуки кажутся громче или тише, чем среднечастотный шум с такой же интенсивностью. Человек, сильно реагирующий на высоко- и низкочастотные сигналы, должен быть как можно меньше вовлечен в работу в шумных процессах и производствах.

Шум с преобладанием низких частот оказывает большее раздражающее воздействие, чем шум аналогичной интенсивности, но широкополосного характера. Источниками низкочастотного шума являются, например, вертолеты, вибрационные мостовые конструкции, поезда метрополитена, штамповочные установки, пневматическое оборудование и т. д.

Также, источниками инфразвука являются работающие механизмы, там, где частота вращения частей попадает в инфразвуковой диапазон, транспорт всех типов, звук выстрела или взрыва. Одним из распространенных источников инфразвука является устройство или конструкции, связанное с движением воздуха: вентиляторы, системы вентиляции, вытяжки, насосы, градирни на ТЭЦ, различные тоннели. Природные источники низкочастотного шума – ураганы, грозы, вулканы, землетрясения или просто турбулентные потоки воздуха.

Коллегами из испытательной лаборатории ООО «Институт акустических



конструкций» были произведены измерения шума на территории одного из аэропортов РФ. Спектр шума измеренных значений, полученный в результате обработки в программном комплексе АРМ «Акустика», представлен на рисунке 1. Наблюдается преобладание низкочастотного звука.

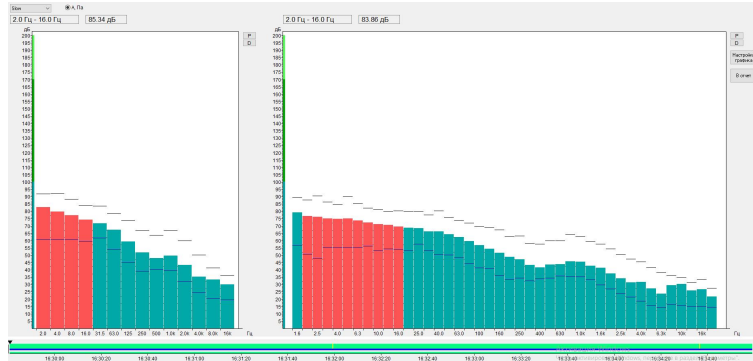


Рис. 1. Спектр шума технологического и вентиляционного оборудования, расположенного на территории аэропорта

Основными источниками высокочастотного шума являются телецентры, радиолокаторы, прокатные станки, также при процессе ультразвуковой обработки металлов, при высоких скоростях оборотов вращающихся конструкций, или же при использовании в работе старого или поврежденного материала.

Так же, коллегами из испытательной лаборатории ООО «Институт акустических конструкций» были произведены измерения шума на территории одного из предприятий, расположенного в России. Спектр шума измеренных значений с содержанием высокочастотного звука, полученный в результате обработки в программном комплексе АРМ «Акустика», представлен на рисунке 2.

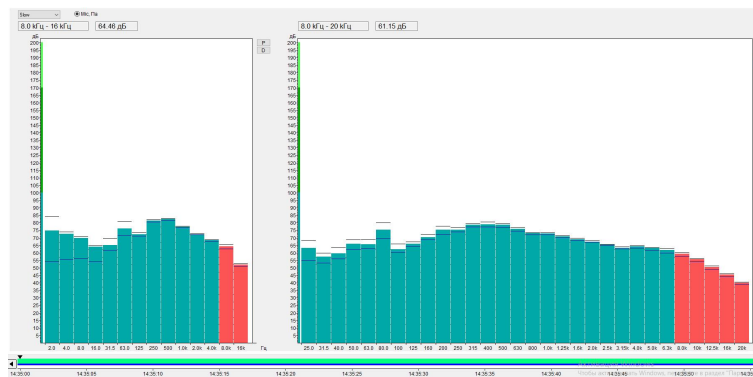


Рис. 2. Спектр шума двигателя конвейерной линии

Ультразвук чрезвычайно разнообразен, он широко используется в технике, а также в различных отраслях клинической медицины, например, ультразвуковые методы воздействия на ткани и материалы. Способность ультразвука проникать в мягкие ткани организма и отражаться от акустических неоднородностей, практически без поглощения, применяется в исследовании внутренних органов. Методы диагностики с помощью ультразвука, в некоторых случаях, позволяют высокоточно различать структуру ткани, в отличие от рентгеновских лучей. В медицинских лабораториях или промышленности, ультразвуковые ванны используются для очистки лабораторной посуды, инструментов, а также различных деталей от мелких частиц. Некоторые стиральные машины используют

ультразвук для стирки одежды. Рассмотрим, к примеру, технологию ультразвуковой обработки металла. Ультразвуковые колебания применяются в одном из направлений процессов резания материалов с труднообрабатываемой поверхностью. Давно известно, что применение ультразвука при механической обработке может улучшать качество поверхностного слоя материала, а также, повышать производительность. Качество ультразвуковой очистки несравнимо с другими способами. Например, при ополаскивании деталей на их поверхности остается до 80% загрязнений, при вибрационной очистке – около 55%, при ручной – около 20%, а при ультразвуковой – не более 0,5%. (Рис. 3)



Рис. 3. Металлические изделия до и после очистки в УЗ ванне [13]

Особое же преимущество ультразвуковой очистки заключается в ее высокой производительности при малой затрате физического труда, возможности замены огнеопасных или дорогостоящих органических растворителей безопасными и дешевыми водными растворами щелочных солей, жидким фреоном и др. [3]

Из всех приведенных аргументов в пользу высокочастотного звука, можно смело сделать вывод, что ультразвук полезен для производственных процессов. Но также важно оценить, какой вред он наносит на здоровье человека, работающего в условиях с преобладающим высокочастотным шумом.

### **2.1. Индивидуальное влияние шума на человека**

Из общей врачебной практики можно сделать вывод, что шум воздействует на человека следующим образом:

- создает нагрузку на орган слуха;
- воздействует на центральную нервную систему (далее – ЦНС), воспринимающую информацию из внешнего мира.

При оценке смещения восприятия звука (в частности порогов восприятия его тонов) можно сделать вывод о нагрузке на слуховой аппарат.

Неспецифическим влиянием звука на человека можно назвать воздействие на ЦНС, которое оценивается по изменению физиологических показателей.

Как показали исследования Андреевой – Галаниной [4], наиболее ранние нарушения под воздействием шума развиваются именно со стороны центральной нервной системы, особенно ее высших отделов. Шум, являясь информационной помехой для высшей нервной деятельности в целом, оказывает неблагоприятное влияние на протекание нервных процессов и способствует развитию утомления.

Нарастающее загрязнение окружающей среды является причиной эволюции многих заболеваний, что весьма наглядно оценивается, например, при сравнении сведений из учебника по внутренним болезням 80-летней давности и показателей в настоящем времени [5]. По результату шумового воздействия можно судить, к каким

хроническим заболеваниями оно может привести в последствии. По данным Всемирной организации здравоохранения до 25 % всех болезней, в настоящее время, развивается в результате воздействия на человека окружающей среды. По результатам исследований, проведенных специалистами Всесоюзного кардиологического научного центра РАМН [6], за последние 10 лет в 2-3 раза увеличился рост заболеваний сердечно-сосудистой системы, а также гипертонии, и с большой уверенностью можно сказать, что шум является одним из основных факторов, способствующих этому.

### **Заключение**

Все больше специалистов в мире, исследующих негативное воздействие шума на человека, предполагают, что шум оказывает общее стрессорное влияние на организм в целом, но не все исследования подтверждают это. Различные теории и версии, связанные с механизмом воздействия шума, расхождения в вопросах о тех или иных заболеваниях говорят лишь о том, что у каждого человека это проявляется индивидуально и по-своему.

Шум воздействует на человека следующим образом: создает нагрузку на орган слуха и воздействует на центральную нервную систему, воспринимающую информацию из внешнего мира. Неспецифическим воздействием звука на человека можно назвать реакцию сердечно-сосудистой и центральной нервной системы.

Насколько люди могут адаптироваться к шуму и почему их реакции так сильно отличаются? Предположения о том, что существуют индивидуальные различия в чувствительности к шуму, согласованные в разных ситуациях, и о том, что существуют различные схемы корректировки, никогда не подвергались серьезным испытаниям в полевых исследованиях. (Лабораторные исследования индивидуальных различий см. Anderson, 1971 [7]; Elliott, 1971 [8]; Hockey, 1972 [9]) В общественные исследования шума иногда включаются некоторые вопросы в грубой попытке измерить общую тенденцию к чувствительности шума. Корреляции между такими мерами и раздражением в связи с конкретной проблемой шума часто бывают незначительными (Broadbent, 1972 [10]; McKennell, 1963 [11]). Даже когда обнаруживается связь (например, Langdon, 1976 [12]), трудности, связанные с получением причинно-следственных связей на основе этих корреляционных данных, заставляют задуматься о том, действительно ли оценка чувствительности к шуму может использоваться в перспективном исследовании для прогнозирования реакций на шум. По-видимому, такого исследования еще не проводилось. Информация о степени адаптации людей к шуму также неясна.

Необходимо исследовать зависимость воздействия звукового сигнала на человека и реакции его внутренних систем организма. То есть дать оценку влияния шума на человека, на его самочувствие, настроение, восприятие окружающей среды, а так же, выявить скрытые реакция организма, фиксируемые приборами. Важно уделить особое внимание низко- и высокочастотному шуму, так как они придают звуку интенсивности при оценке восприятия физического фактора человеком.

Так как восприятие шума имеет индивидуальный характер для каждого человека, необходимо создавать методики исследования реакции организма. Важно разработать для каждого предприятия, где шум имеет значения выше нормы, свой метод профессионального отбора, для исключения социально-экономических потерь.

*Авторы выражают благодарность начальнику испытательной лаборатории ООО «Институт акустических конструкций» Фиеву К.П. за предоставленные материалы.*

### Список литературы

1. Карпов Б.Д., Ковшило В.Е., «Справочник по Гигиене труда», Изд. «Медицина», Л.:1979 -с 5-6.
2. Nordin, S.; Körning Ljungberg, J.; Claeson, A.-S.; Neely, G. Stress and odor sensitivity in persons with noise sensitivity. *Noise Health*. 2013, 15, P. 173–177.
3. Хорбенко И.Г. «В мире неслышимых звуков», Издательство «Машиностроение», Москва, 1971 г., 24 стр.
4. Андреева-Галанина Е.Ц. Вибрационная болезнь. /Андреева-Галанина Е.Ц., Дрогичина Э.А., Артамонова В.Г.- Медгиз, ЛО, 1961- С.164.
5. Лурия Р.А. Учебник внутренних болезней: учебник // М. Биомедгиз 1937г. 494 с.
6. «Аналитический вестник» №44 (597)/Об актуальных проблемах борьбы с сердечно-сосудистыми заболеваниями/ М.:2015 -с.100-102.
7. Anderson CM. Teddington, Middlesex: The laboratory; 1971. The measurement of Attitude to Noise and Noises. *National Physical Laboratory Acoustics Report*, Ac 52; pp. 1–47.
8. Elliott C.D., Noisetolerance and extraversion in children. *British Journal of Psychology*, 1971, 62, pp.375-380.
9. G.R.J.Hockey, Effects of noise on human efficiency and some individual differences, *Journal of Sound and Vibration*, Volume 20, Issue 3, 8 February 1972, Pages 299-304.
10. Broadbent, D.E., 1971. *Decision and stress*. London: Academic Press.
11. McKennell, A. C. (1963). «Aircraft noise annoyance around London (Heathrow Airport)» (Her Majesty's Stationery Office, London).
12. Langdon F. J., 1976a «Noise Nuisance Caused by Road Traffic in Residential Areas: Part I» *Journal of Sound and Vibration* 47, p. 243-263.
13. Интернет-ресурс: <http://sp-sonic.ru>. Режим доступа: свободный. Дата посещения – 24.09.2019

### References

1. Karpov BD, Kovshilo V.E., “Handbook of Occupational Health”, Ed. «Medicine», L.: 1979 -s 5-6.
2. Nordin, S.; Körning Ljungberg, J .; Claeson, A.-S .; Neely, G. Stress and odor sensitivity in persons with noise sensitivity. *Noise Health*. 2013, 15, P. 173–177.
3. Khorbenko I.G. «In the world of inaudible sounds», Mashinostroenie Publishing House, Moscow, 1971, 24 pp.
4. Andreeva-Galanina E.Ts. Vibratory disease. / Andreeva-Galanina E.Ts., Drogichina E.A., Artamonova V.G. - Medgiz, Leningrad Oblast, 1961 - P.164.
5. Luria R.A. The textbook of internal diseases: a textbook // M. Biomedgiz 1937. 494 с.
6. «Analytical Bulletin» No. 44 (597) / On Actual Problems of the Fight against Cardiovascular Diseases / M.: 2015 -p. 100-102.
7. Anderson CM. Teddington, Middlesex: The laboratory; 1971. The measurement of Attitude to Noise and Noises. *National Physical Laboratory Acoustics Report*, Ac 52; pp. 1–47.
8. Elliott C. D., Noisetolerance and extraversion in children. *British Journal of Psychology*, 1971, 62, pp. 375-380.

- 
9. G.R.J.Hockey, Effects of noise on human efficiency and some individual differences, *Journal of Sound and Vibration*, Volume 20, Issue 3, 8 February 1972, Pages 299-304.
  10. Broadbent, D.E., 1971. *Decision and stress*. London: Academic Press.
  11. McKennell, A. C. (1963). «Aircraft noise annoyance around London (Heathrow Airport)» (Her Majesty's Stationery Office, London).
  12. Langdon F. J., 1976a «Noise Nuisance Caused by Road Traffic in Residential Areas: Part I» *Journal of Sound and Vibration* 47, p. 243-263.
  13. Web-resource: <http://sp-sonic.ru>. Access: free. Date of visit – 24.09.2019/

# Сетевой Научный Журнал "Noise Theory and Practice"

ООО "ИАК"

при БГТУ "ВОЕНМЕХ" им. Д.Ф. Устинова



## **Главная цель**

Главная цель сетевого научного Журнала "Noise Theory and Practice" – способствовать развитию виброакустики (наука о шуме и вибрации).

## **Основные задачи**

Основными задачами Журнала являются:

- отражение последних достижений в теории и практике борьбы с шумом и вибрацией;
- отражение результатов научно-исследовательских работ по изучению процессов шумообразования, распространения звука и вибрации;
- отражение результатов разработки средств шумо- и виброзащиты, а также результатов иных работ, проводимых в области виброакустики, и выполняемых научными сотрудниками ВУЗов и иных организаций;
- предоставление сведений о планируемых конференциях, семинарах, проводимых в России и других странах;
- предоставление архивных материалов трудов научных конференций, посвященных виброакустике.

## **Научное цитирование Журнала**

Журнал является общедоступным для чтения неограниченным числом пользователей в режиме on-line и представлен в открытом доступе с возможностью сохранения в формате pdf.

Материалы Журнала индексируются в наукометрических базах Российского Индекса Научного Цитирования (РИНЦ), Google Scholar. Журнал включен в научные электронные библиотеки "КиберЛенинка", Соционет, Figshare, CiteFactor, ROAD.

ООО"ИАК"  
г. Санкт-Петербург  
2019