



Tom 4, № 4 (2018)

noise optimization acoustics robotics control systems pneumatics fluid power hydraulics vehicles efficiency transmissions mechatronics pulsation automation vibration CAD/CAE aerospace modeling

published by Samara University

http://journals.ssau.ru/index.php/dynvibro/index

Главный редактор Шахматов Е.В. - д.т.н., профессор, Самарский университет (г. Самара, РФ).

Заместители главного редактора:

<u>Ермаков А.И.</u> - д.т.н., профессор, Самарский университет (г. Самара, РФ); <u>Хейкки Х.</u> - профессор, руководитель лаборатории интеллектуальных машин, Технологический университет г. Лаппеенранта (г. Лаппеенранта, Финляндия).

Технический редактор <u>Гафуров С.А.</u> - к.т.н., доцент, Самарский университет (г. Самара, РФ).

Ответственный секретарь

<u>Мухаметзянова М.А.</u> – старший лаборант, Самарский университет (г. Самара, РФ).

Российские члены редакционного совета:

<u>Гимадиев А. Г.</u> - д.т.н., профессор, Самарский университет (г. Самара, РФ); **Белоусов А.И.** - д.т.н., профессор, Самарский университет (г. Самара, РФ); Балакин В.Л. - д.т.н., профессор. Самарский университет (г. Самара, РФ); **Кныш Ю.А.** - д.т.н., профессор, Самарский университет (г. Самара, РФ); Хаймович А.И. - д.т.н., доцент, Самарский университет (г. Самара, РФ); Паровай Ф.В. - к.т.н., доцент, Самарский университет (г. Самара, РФ); Матвеев С.Г. - к.т.н., доцент, Самарский университет (г. Самара, РФ); Макарьянц Г.М. - д.т.н., профессор, Самарский университет (г. Самара, РФ); Завершинский И.П. - д.ф-м.н., профессор, Самарский университет (г. Самара, РФ); Иголкин А.А. - д.т.н, доцент, Самарский университет (г. Самара, РФ); **<u>Крючков А.Н.</u>** - д.т.н., профессор, Самарский университет (г. Самара, РФ); Прокофьев А.Б. - д.т.н., доцент, Самарский университет (г. Самара, РФ); Свербилов В.Я. - к.т.н., доцент, Самарский университет (г. Самара, РФ); Берестовицкий Э.Г. - д.т.н., профессор, главный акустик НПО «Аврора» (г. Санкт-Петербург, $P\Phi$); Майзель А.Б. - д.т.н., профессор, Санкт-Петербургский государственный университет кино и телевидения (г. Санкт-Петербург, РФ);

<u>Фесина М.И.</u> - к.т.н, профессор, ТГУ (г. Тольятти, РФ).

Иностранные члены редакционного совета:

<u>Вакка А.</u> - доцент, исследовательский центр гидравлических систем университета Пурдью (г. Вест-Лафайетт, штат Индиана, США);

<u>Джонстон Д.Н.</u> - профессор, университет г. Бат (Великобритания);

<u>Круз П.</u> - профессор, руководитель отдела пневмогидравлических и мехатронных систем, университет г. Линчёпинг (Швеция);

<u>Линияма М.</u> - профессор технологического университета г. Тампере (Финляндия);

<u>Мюренхоф X.</u> - профессор, Рейнско-Вестфальский технический университет г. Ахен (Германия);

<u>Рафиков М.</u> - профессор, федеральный университет АВС (г. Сан-Паоло, Бразилия); <u>Стелсон К.</u> - профессор, университет Миннесоты (США);

<u>Стричек Я.</u> - профессор, Вроцлавский технологический университет (г. Вроцлав, Польша); Шайдл Р. - профессор, университет Йохана Кеплера г. Линц (Австрия).

Editor-in-Chief

E.V. Shakhmatov - D.Eng.Sc., prof. (Samara University, Samara, Russian Federation).

Deputy Editors-in-Chief:

A.I. Ermakov - D.Eng.Sc, prof. (Samara University, Samara, Russian Federation); **H. Handroos** - prof., Head of the laboratory of smart machines, Lappeenranta University of Technology (Lappeenranta, Finland).

Technical Editor S.A. Gafurov - *Can.Eng.Sc. (Samara University, Samara, Russian Federation).*

Executive Editor

M.A. Mukhametzyanova - senior laboratory technician (Samara University, Samara, Russian Federation).

Editorial office Russian members:

A.G. Gimadiev - D.Eng.Sc., prof. (Samara University, Samara, Russian Federation);

A.I. Belousov - D.Eng.Sc., prof. (Samara University, Samara, Russian Federation);

V.L. Balakin - D.Eng.Sc., prof. (Samara University, Samara, Russian Federation);

Yu.A. Knysh - D.Eng.Sc., prof. (Samara University, Samara, Russian Federation);

<u>A.I. Khaimovich</u> - D.Eng.Sc., associate professor (Samara University, Samara, Russian Federation);

<u>F.V. Parovay</u> - Can.Eng.Sc., associate professor (Samara University, Samara, Russian Federation);

<u>S.G. Matveev</u> - Can.Eng.Sc., associate professor (Samara University, Samara, Russian Federation);

E.G. Berestovitsky - D.Eng.Sc., prof., Avrora Scientific and Production Association JSC chief acoustician (St. Petersburg, Russian Federation);

I.P. Zavershinsky - Dr. Phys.- Math.Sci., prof. (Samara University, Samara, Russian Federation);

A.A. Igolkin - D.Eng.Sc., associate professor (Samara University, Samara, Russian Federation);

A.N. Kryuchkov - D.Eng.Sc., prof. (Samara University, Samara, Russian Federation);

<u>**G.M. Makaryants</u>** - D.Eng.Sc., associate professor (Samara University, Samara, Russian Federation);</u>

<u>A.B. Prokofvev</u> - D.Eng.Sc., associate professor (Samara University, Samara, Russian Federation);

V.Ya. Sverbilov - Can.Eng.Sc., associate professor (Samara University, Samara, Russian Federation);

A.B. Meisel - Eng.Sc., prof. (St.Petersburg State University of Film and Television, St. Petersburg, Russian Federation);

M.I. Fesina - Can.Eng.Sc., prof. (TSU, Tolyatti, Russian Federation).

Editorial office foreign members:

A.Vacca - associate professor (Purdue University, West Lafayette, Indiana, USA);

D.N. Johnston - professor (University of Bath, Bath, United Kingdom);

<u>P.Cruz</u> - professor, head of the pneumatic and hydraulic mechatronic systems department (Linköping University, Linköping, Sweden);

M. Liniyama - professor (Tampere University of Technology, Tampere, Finland);

H. Myurenhof - professor (RWTH Aachen University, Aachen, Germany);

M. Rafikov - professor (Universidade Federal do ABC (UFABC), Sao Paulo, Brazil);

Ya. Strichek - professor (The University of Wrocław (UWr), Wrocław, Poland);

<u>K. Stelson</u> - professor (University of Minnesota, Minneapolis and St. Paul, Minnesota, United States).

<u>R. Shaydl -</u> professor (Johannes Kepler University, Linz, Austria).

ЦЕЛИ И ТЕМАТИКИ ЖУРНАЛА

Журнал «Динамика и виброакустика» публикует теоретические и прикладные оригинальные научно-исследовательские работы в области, обусловленной названием журнала, а также в областях, смежных с ним. Все работы проходят предварительное рецензирование.

Целью журнала является стимулирование дискуссий, формирование научноинформационной среды и распространение идей в области динамики и виброакустики различных систем.

Тематика работ, публикуемых в нашем журнале, посвящена:

- системам управления: адаптивному и оптимальному управлению; автоматизированному управлению; энергетическим системам и управлению ими; гидравлическим системам управлению; интеллектуальному управлению; управлению движением;

- вибрации: вибрации систем с постоянными и дискретными параметрами; линейным и нелинейным вибрациям; модальному анализу; динамике конструкций; подавлению вибрации; пассивным и активным методам демпфирования;

- акустике: акустической эмиссии; борьбе с шумом и пульсациями рабочей среды;

- пульсациям давления: вопросам взаимодействия рабочей среды и твёрдых границ; течениям, вызывающих повышенный уровень шума и вибрации; течению в каналах и трубах; течению в биологических системах; струям; мультифазному течению; гидродинамике надводных и подводных аппаратов; турбулентности и волнам; динамике;

- динамике машин: поведению систем; долговечности; надёжности; процессам проектирования и изготовления; мехатронным системам; энергетическим установкам; робототехническим системам; транспортным средствам.

PURPOSES AND SCOPE

The Journal of Dynamics and Vibroacoustics

publishes peer-reviewed theoretical and applied original scholarly articles, Research Papers, Technical Briefs, and feature articles in the traditional areas implied by its name, as well as papers in interdisciplinary areas.

The purpose of our journal is to disseminates information in dynamics and vibroacoustics of researchers interest to and designers in engineering, medicine. computer science. chemistry and others. The majority of papers present original analytical, numerical or experimental results and physical interpretation of lasting scientific value. Other papers are devoted to the review of recent contributions to a topic, or the description of the methodology and/or the physical significance of an area that has recently matured.

Area of interests include but is not limited to:

- control systems: adaptive and optimal control; computer control; distributed parameter systems and control; energy systems and control; fluid control systems; intelligent control; motion controls;

- vibration: vibration of continuous and lumped parameter systems; linear and non-linear vibrations; modal analysis; structural dynamics; vibration suppression and isolation; passive and active damping;

- acoustics: acoustic emission; noise control; structural acoustics;

- pressure pulsation: fluid-structure interaction; flow induced noise and vibration; bubbly flows; cavitations; compressible flows; duct and pipe flows; flows in biological systems; fluid-structure interaction; jets; multiphase flows; naval hydrodynamics; turbulence and wakes; instrumentation and components;

- dynamics: machinery dynamics; rotor dynamics; combined and coupled behavior; durability; reliability; system design and manufacturing; optimization; manufacturing technology; mechatronics; power systems; production systems; robotics, transportation systems.

СОДЕРЖАНИЕ

ВЛИЯНИЕ ВИХРЕЙ ШЛИХТИНГА НА ПОГЛОЩЕНИЕ ЗВУКА ПОВЕРХНОСТЬЮ
ТВЕРДОГО ТЕЛА
Ф.Ф. Легуша, Г.В. Чижов б
ПЛАНИРОВАНИЕ РАБОТ ПО ВНЕДРЕНИЮ МЕТОДОВ АКТИВНОГО ПОДАВЛЕНИЯ
ШУМА И ВИБРАЦИИ В СУДОСТРОЕНИИ
А.С. Быков, М.Ю. Китанов, А.Б. Майзель, С.Ю. Никишов 17
ПОДАВЛЕНИЕ ВОЛНОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ШИРОКОАПЕРТУРНЫХ ЛАЗЕРАХ
С ПОМОЩЬЮ ВНЕШНЕЙ ОПТИЧЕСКОЙ ИНЖЕКЦИИ
Д.А. Анчиков, А.А. Кренц, Н.Е. Молевич, Е.А. Ярунова 23
РАСЧЕТ И РАЗРАБОТКА ПЛЕНОЧНЫХ ТЕРМОАКУСТИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ
ИЗЛУЧЕНИЯ ЗВУКА В ГАЗАХ И ЖИДКОСТЯХ
Б.П. Васильев, Ф.Ф. Легуша, К.В. Разрезова 27
ЧАСТОТЫ СВОБОДНЫХ КОЛЕБАНИЙ АМОРТИЗИРОВАННЫХ РОТОРНЫХ
МЕХАНИЗМОВ
Н.В. Волкова, В.И. Голованов, А.А. Иголкин 37

DOI: 10.18287/2409-4579-2018-4-4-6-16 УДК 524.23

ВЛИЯНИЕ ВИХРЕЙ ШЛИХТИНГА НА ПОГЛОЩЕНИЕ ЗВУКА ПОВЕРХНОСТЬЮ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Легуша Ф.Ф, Чижов Г.В

Санкт-Петербургский Государственный Морской Технический Лоцманская улица, 3, . Санкт-Петербург, Российская Федерация 190121 G.V.Chizhov@gmail.com Целью данной работы является исследование механизмов диссипации акустической энергии за счет физических процессов, протекающих в акустическом пограничном слое (АПС), который возникает при взаимодействии стоячей звуковой волны с твердой поверхностью. В отличии от ламинарного АПС в этом случае в пристеночном слое среды, кроме неоднородных вязких и тепловых волн, возникают акустические течения Шлихтинга. Вихри могут существовать только за счет энергии отбираемой у стоячей звуковой волны в следствии чего в АПС появляется дополнительный механизм диссипации энергии. В качестве объекта исследований была выбрана цилиндрическая труба с жесткими стенками, торцы которой закрыты импедансными крышками. При возбуждении в трубе продольных полуволновых резонансов, в трубе возбуждаются стоячие волны, сформировавшиеся за счет взаимодействия бегущих навстречу друг другу нормальных звуковых волн нулевого порядка.

Ключевые слова: Бегущая звуковая волна; стоячая звуковая волна; вязкая волна; тепловая волна; вихрь Шлихтинга; диссипация энерги;, пространственный коэффициент затухания; акустические измерения; резонансный метод

1 Введение

Диссипация энергии в ламинарном АПС (акустический пограничный слой) обеспечивается за счёт затухания в нём неоднородных вязких и тепловых волн, возбуждающихся на поверхности твёрдого тела в результате взаимодействия с ней бегущих звуковых волн [1,2,3]. Задачей нашего исследования является изучение особенностей формирования AΠC И диссипативных процессов, происходящих в нём, при взаимодействии с твердой поверхностью тела стоячих звуковых волн.

Впервые задача о взаимодействии стоячей звуковой волны с бесконечной плоской поверхностью, без учёта диссипативных процессов в пристеночном слое, была решена Г. Шлихтингом [4,5]. При этом было показано, что в пристеночном слое вязкой жидкости, возникают течения, имеющие форму вихрей. Позже эти течения были обнаружены экспериментально. Ввиду того, что эти вихри возбуждаются в АПС, они получили название акустических течений Шлихтинга (АТШ). Результаты теоретических и экспериментальных исследований АТШ применительно к задачам физической акустики можно найти в литературе [6-9].

2 Акустическая добавка к температуре среды

Пусть бесконечном В пространстве, заполненном и теплопроводной вязкой жидкостью в положительном направлении распространяется оси 0xплоская гармоническая звуковая волна, колебательная скорость В которой изменяется по закону

$$u = u_m e^{-\alpha x} \cos(\omega t - kx), \qquad (1)$$

где u_m – амплитуда колебательной скорости, $\omega = 2\pi f$ – частота, $k = \omega/c$ – волновое число, *с* – скорость звука, *α* – пространственный коэффициент затухания.

При распространении звуковой волны (1), кроме звукового давления и плотности будет в среде также периодически изменятся ее температура. В работах [1-3] показано, что температура среды изменяется синхронно с колебательной скоростью (1). Это позволяет уравнение для акустической добавки к температуре среды записать в следующим образом

$$T' = T_m' e^{-\alpha x} \cos(\omega t - kx), \qquad (2)$$

где T'_m – амплитуда акустической добавки к температуре среды.

Связь между амплитудами u_m и T_m' определяется следующей формулой [1,2]

$$T_{m}' = \frac{\gamma - 1}{\beta} \cdot \frac{u_{m}}{c} = \frac{\gamma - 1}{\beta} \cdot M_{a}, \qquad (3)$$

где $\gamma = C_P / C_V$; C_P , C_V удельные теплоемкости среды при постоянном давлении и объёме соответственно; β - коэффициент теплового объемного расширения среды; $M_a = u_m / c -$ акустическое число Маха.

3 Неоднородные вязкие и тепловые волны

Если звуковая волна. распространяющаяся В вязкой И теплопроводной жидкости, взаимодействует твердой абсолютно теплопроводной с бесконечной непроницаемой поверхностью, коэффициентов для нахождения то отражения и поглощения волны необходимо использовать следующий набор граничных условий [2,3]:

$u_n=0;$	(4)
----------	-----

 $u_{\tau} = 0; \qquad (5)$

T' = 0. (6)

Здесь u_n – нормальная компонента колебательной скорости, u_r – тангенциальная компонента колебательной скорости.

Рассмотрим физический смысл этих граничных условий. Формула (4)соответствует основному требованию классической акустики о необходимости равенства нулю нормальной составляющей скорости колебательной на твердой непроницаемой границе.

Граничное условие (5) является условием возбуждения неоднородных вязких волн на поверхности твердого тела. Вязкая волна распространяется вдоль нормали к поверхности твердого тела, а ее уравнение движения вдоль оси 0у имеет вид

$$u_{v} = u_{vm} e^{-\frac{y}{\delta}} \cos(\omega t - \frac{y}{\delta}), \qquad (7)$$

где $u_{vm} = u_m \sin(\theta)$, θ - угол падения волны на поверхность тела, $\delta = \sqrt{2v/\omega}$ – толщина АПС, $v = \eta / \rho$ – коэффициент кинематической вязкости, ρ – плотность, η – коэффициент динамической вязкости среды.

Уравнение (6) эквивалентно условию возбуждения на поверхности теплопроводного твердого тела неоднородной тепловой волны, уравнение движения которой вдоль оси 0у можно записать так

$$T_{T}' = T_{m}' e^{-\frac{y}{\delta_{T}}} \cos(\omega t - \frac{y}{\delta_{T}}), \qquad (8)$$

где $\delta_T = \sqrt{2a/\omega}$ — толщина теплового пограничного слоя, $a = \chi / \rho C_P$ — коэффициент температуропроводности, χ — коэффициент теплопроводности среды.

Вязкие и тепловые волны сильно затухают по мере удаления от поверхности тела. На расстояниях равных $y = \lambda_v$, и $y = \lambda_T$, где $\lambda_v = 2\pi\delta$ – длина вязкой волны, $\lambda_T = 2\pi\delta_T$ – длина тепловой волны, их амплитуда уменьшается в 540 раз. Вязкие и тепловые волны существуют в пристеночном слое жидкости за счет энергии, отбираемой у основной звуковой волны. В результате реализуется механизм диссипации энергии в АПС.

4 Ламинарный акустический пограничный слой

В данной работе нас в первую очередь интересует процессы формирования АПС в случаях, когда звуковая волна \hat{k} скользит вдоль бесконечной поверхности твердого тела (угол падения волны $\theta = 90^{\circ}$). Плоская гармоническая волна, колебательная скорость в которой изменяется по закону $u = u_m \cos(\omega t - kx)$, распространяется В покоящемся жидком полупространстве (рис. 1). Среда, заполняющая полупространство вязкая теплопроводная. Ha И этой поверхности выполняются граничные условия (4), (5) и (6). В результате взаимодействия бегущей звуковой волны k (в плоскости y = 0) с поверхностью тела на ней возникают неоднородные вязкие и тепловые волны, распространяющиеся вдоль оси у (то есть вдоль нормали к поверхности тела) и формирующие ламинарный АПС, имеющий толщину δ .



Рисунок 1. К вопросу формирования ламинарного АПС

Затухание неоднородных вязких и тепловых волн в среде приводит к появлению теплового потока, направленного к поверхности твердого тела. Плотность теплового потока можно определить из выражения

$$q_1 = q_v + q_T = (b_{21} + b_{11})J_0 = D_{vT}J_0, \quad (9)$$

где q_v и $q_{\rm T}$ – плотности тепловых потоков, возникающих соответственно за счет вязкости и теплопроводности среды, $J_0 = 0,5\rho c u_o^2$ – интенсивность звуковой бегущей волны, $b_{21} = \sqrt{\omega v / 2c^2}$, $b_{11} = (\gamma - 1)\sqrt{\omega a / 2c^2}$.

5 Вихревой акустический пограничный слой

Рассмотрим теперь другой вариант задачи. Пусть вдоль поверхности твердого тела распространяются бегущие навстречу плоские друг другу две одинаковые гармонические звуковые волны k (рис. 2). В соответствии с принципом суперпозиции, работающим в классической механике, процесс поглощения звука в АПС в каждой из бегущих волн можно рассматривать отдельно. Следовательно, при взаимодействии каждой ИЗ волн с поверхностью твёрдого тела возникают тепловые потоки, плотность которых определяется при помощи выражения (9). Поскольку волн две, И они имеют одинаковые параметры, то плотность суммарного теплового потока определяется следующим образом

$$q_{\Sigma} = 2q_1. \tag{10}$$

Покажем. что случае В взаимодействующих принцип волн суперпозиции не работает и формула (10) не позволяет получить верное значение плотности суммарного теплового потока. Это связано в первую очередь с изменением условий формирования акустического пограничного слоя.



Рисунок 2. К вопросу формирования вихревого АПС

При взаимодействии одинаковых звуковых волн, бегущих навстречу друг другу, (рис. 2) в жидком полупространстве над поверхностью твердого тела возникает стоячая звуковая волна, имеющая следующие распределение колебательных скоростей вдоль оси *x* по закону

$$u = 2u_0 \cos(kx) \cos(\omega t) . \tag{11}$$

Следовательно, в отличие от рассмотренного выше случая, когда АПС формировался в результате взаимодействия одиночной бегущей волны с твердой поверхностью, мы должны рассматривать процесс формирования пограничного слоя за счет взаимодействия стоячей волны с поверхностью твёрдого тела. Как следствие этого, механизм диссипации акустической энергии должен отличаться от случая, рассмотренного выше.

Физическое содержание и форма записи граничных условий на поверхности твёрдого теплопроводного тела не зависит от структуры акустического поля, возбуждённого в верхнем полупространстве (рис. 2). Следовательно, при взаимодействии стоячей звуковой волны (11) с поверхностью твердого абсолютно теплопроводного тела на ней должны выполняться граничные условия (5) и (6). Это в свою очередь должно приводить к возбуждению на этой неоднородных поверхности вязких И тепловых волн. В отличие от ламинарного АПС, в котором амплитуды вязкой и тепловой волн не зависят от координаты x, в звуковой стоячей волне распределения амплитуд вдоль оси 0х имеют вид:

$$u_m(x) = 2u_0 \cos(kx); \qquad (12)$$

$$T'_m(x) = T'_{mc}\cos(kx), \qquad (13)$$

где T'_{mc} – амплитуда акустической добавки в стоячей звуковой волне.

Таким образом, структура АПС, возникающего в результате взаимодействия стоячей звуковой волны с поверхности твёрдого тела, отличается от структуры ламинарного АПС. В рассматриваемом нами АПС, кроме вязких и тепловых волн, возбуждаются вихри Шлихтинга. Для того, чтобы отличать рассматриваемый нами АПС от ламинарного АПС, назовём его вихревым акустическим пограничным слоем.

Плотность теплового потока, возникающего вблизи верхней поверхности твердого тела (рис. 2), становится зависящей от координаты *x* и определяется из выражения

$$q_2(x) = 4J_0 D_{VT} \cos^2(kx)$$
, (14)

из которого следует, что плотность теплового потока в вихревом АПС зависит от координаты *x*.

Для удобства расчётов формулу (14) запишем в следующем виде

$$q_2 = \bar{D}_{VT} J_0, \qquad (15)$$

где \overline{D}_{VT} — коэффициент поглощения звука, усреднённый по поверхности твёрдого тела.

Величину усреднённого коэффициента поглощения звука находим путём следующих преобразований

$$\overline{D}_{VT} = D_{VT} \frac{4}{\lambda} \int_{0}^{\lambda} \cos^{2}(kx) dx =$$
$$= D_{VT} \frac{4}{\lambda} \int_{0}^{\lambda} \cos^{2}\left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right) dx = 2D_{VT}$$

Таким образом, вклад вязких и тепловых волн в плотность теплового потока в вихревом АПС $q_2 = q_{\Sigma}$ (см. выражение (10)) не отличается от вклада этих волн в плотность теплового потока в ламинарном АПС.

6 Физические свойства акустических течений Шлихтинга

По общей классификации акустические течения Шлихтинга относятся к акустическим течениям внутри пограничного слоя [6-9]. Эти течения имеют

вид вихрей с масштабом $(1,9\delta \times 0,25\lambda)$, где λ – длина звуковой волны. Следовательно. толщина вихревого АПС равна 1,96. Время течений Шлихтинга установления $\tau \approx \delta^2/u_0 = T/\pi$, где T – период колебаний частиц среды в стоячей волне. Таким образом, время установления вихрей меньше волны. и формируются периода они практически сразу после возбуждения стоячей звуковой волны в жидкости.

Единственным условием возникновения вихрей является выполнение этих неравенства $\lambda >> \lambda_v$, где $\lambda_v = 2\pi\delta$ – длина вязкой волны. Физически выполнение этого неравенства означает, что течения Шлихтинга являются безпороговыми и они возникают при самых незначительных интенсивностях волн, образующих стоячую звуковую волну.

Даже в очень интенсивных акустических полях для акустических чисел вихрей Шлихтинга выполняется неравенство $R_{\rm V} << 0,1.$ Физически это означает, что вихри Шлихтинга отбирают энергию у стоячей звуковой волны и эффективно превращают её в тепло. Это позволяет утверждать, что в вихревом АПС имеется дополнительный механизм диссипации акустической энергии, который отсутствует в поле бегущих волн и, как следствие этого, плотность усреднённого по поверхности потока теплового в вихревом АПС $\overline{q}_H > q_2 = q_{\Sigma}$.

Необходимо отметить, что на оси 0х имеются точки, в которых производная $dT'_m(x)/dx \neq 0$. Из теории теплопроводности следует, что в случаях, когда градиенты температуры не равны нулю, в жидкости должны возникать тепловые потоки. В рассматриваемом случае эти потоки текут в пристеночном слое жидкости параллельно поверхности твёрдого тела. Примечательно, что направления распространения этих потоков тепловых совпадают с направлениями движения частиц среды в вихрях Шлихтинга.

Теория акустических течений Шлихтинга до сих пор ещё недостаточно разработана.

Это не позволяет провести численную оценку диссипации энергии в АПС. По этой причине необходимо провести экспериментальную оценку вклада вихрей Шлихтинга и распределения (14) в поглощение звука поверхностью твёрдого тела.

7 Выбор объекта экспериментальных исследований

Для проведения эксперимента предлагается воспользоваться цилиндрическими трубами, имеющими однородное поперечное сечение. Труба является единственным конструктивным элементом, В котором могут быть возбуждены нормальные звуковые волны нулевого порядка, имеющие плоский фронт. Волны, бегущие в трубе навстречу друг другу, формируют в ней стоячую звуковую волну, взаимодействующую с внутренней поверхностью трубы.

Структура акустического поля, возбужденного В трубе может быть рассчитана помощи при метолики. изложение которой можно найти, например, в книге С. Н. Ржевкина [10]. В связи с этим геометрические параметры трубы должны в максимальной мере соответствовать этой теории, то есть при изготовлении трубы необходимо выполнить следующие условия: L >> R, где L – расстояние между крышками, закрывающими отверстия на торцах трубы; R – радиус трубы; $R < 0,5 \lambda$, λ – длина звуковой волны, нулевого порядка, распространяющейся в газе заполняющем трубу (рис. 3).

Труба абсолютно имеет твердые Торцы трубы теплопроводные стенки. закрыты импедансными крышками, находящимися на расстоянии L друг от друга. Внутренние поверхности крышек параллельны. На внутренней поверхности крышек сформирован активный элемент пленочного термофона, который используется возбуждения для акустического поля в объеме воздуха, заполняющего трубу.

Пленочные термофоны это широкополосные нерезонансные поршневые источники звуковых волн. Особенности конструкции и применения пленочных термофонов для акустических измерений можно найти в наших работах [11-14].



Рисунок 3 Труба, оба конца которой закрыты импендасными крышками

Акустический крышки, импеданс находящейся при x = 0, обозначим Z(0), а импеданс крышки при x = L соответственно Z(L). В точке x = 0 к столбу воздуха, ограниченному стенками тубы и крышками приложена гармоническая сила $F_0 e^{i\omega t}$. Для параметров расчета структуры И акустического поля, возбуждаемого в трубе, использовался известный метод [10]. Единственным усовершенствованием этого метода было то. что В процессе исследований значения были уточнены необходимые для оценки величины ПКЗ бегущих волн, обусловленные диссипацией энергии в АПС стенок трубы и в объеме воздуха, заполняющего трубу. В общем случае, акустическое поле в трубе, торцы которой закрыты крышками, может существовать в виде суперпозиции бегущих и стоячих звуковых волн. Это хорошо видно из распределения звукового давления вдоль оси трубы [10]

$$p(x,t) = A(1-R_p)e^{i(\omega t - kx)} +$$

+2R_pAe^{i(\omega t + \varphi - kL)} cos[k(x-L) + \varphi], (16)

где $R_{\rm p}$ – модуль коэффициента отражения звуковой волны от крышки по давлению, 2φ – разность фаз падающей и отраженной звуковых волн от крышки

$$A = F_0 \rho c \frac{Z(L) + S\rho c}{D} e^{ikL};$$

$$D = 2 \left(Z(0)Z(L) + S^2 \rho^2 c^2 \right) sh\gamma L +
+ 2S \rho c \left(Z(0) + Z(L) \right) ch\gamma L;$$

где $\gamma = \alpha + ik$ – постоянная распространения, α – пространственный коэффициент затухания волны, $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$ – волновое число, $F_0 = Sp_m$, p_m – амплитуда давления, создаваемая источником звука, $S = \pi R^2$ - площадь поперечного сечения трубы.

В правой части формулы (16) первое бегущей слагаемое является звуковой волной, распространяющейся В положительном направлении оси x, а второе слагаемое – стоячая звуковая волна. Из выражения (16) видно, что чисто стоячая звуковая волна в трубе может существовать только в случае, когда модуль коэффициента отражения $R_{p} = 1$. Это возможно только тогда, когда импедансы крышек Z(L) = Z(0) $= \infty$, или, когда отношение акустических импедансов контактирующих сред очень велико, как это обычно бывает на границе твердое тело-газ.

Будем считать, что крышки, закрывающие торцы трубы, имеют одинаковые акустические импедансы, т.е. Z(L) = Z(0), а также выполняется отношение $Z(L)/S\rho c >> 1$. При этом в трубе возникают продольные резонансные колебания на частотах

$$f_n = nc / 2L, \qquad (17)$$

где n = 1, 2, 3, ..., c – скорость звука в среде, заполняющей трубу. Нетрудно показать, что при этом также выполняется условие

$$L = n\lambda_n / 2, \qquad (18)$$

где $\lambda_n = c/f_n$ – длина волны на частоте *n*-го резонанса.

Из формулы (18) видно, что число вихрей Шлихтинга, образующееся в трубе на собственных частотах f_n , будет N = 2n.

8 Метод измерения коэффициентов затухания

Выражение (16)записано В предположении, что акустические потери в трубе малы И определяются только диссипативными процессами в объеме газа, заполняющего трубу [10]. В общем случае акустические потери в трубе, в которой возбуждается стоячая волна. будут определятся следующими процессами: диссипацией энергии объеме В газа, диссипацией энергии за счет возбуждения вязких и тепловых волн на внутренних поверхностях трубы (см. выражение (14)), диссипацией энергии на вихрях Шлихтинга. Все виды потерь могут быть учтены за счет введения пространственного коэффициента затухания (ПКЗ) стоячей звуковой волны

$$\alpha_n = \alpha_{vn} + 2\alpha_k + 2\alpha_a , \qquad (19)$$

где α_{vn} – ПКЗ, учитывающий диссипацию энергии на вихрях Шлихтинга; α_k – ПКЗ, учитывающий диссипацию энергии за счет затухания вязких и тепловых волн, α_a – ПКЗ, учитывающий поглощение звука в объеме газа.

Величины α_{a} могут быть α_k И достаточно точно рассчитаны. Для расчета α_k используем формулу Кирхгофа [16-19], для оценки величины α_a может быть [16-19], Кнейзера применена формула полученная для влажного воздуха. Ha обычно выполняются низких частотах неравенства $2\alpha_a \ll 2\alpha_k$ и $2\alpha_k \ll \alpha_{vn}$. Это позволяет выбрать диапазон частот, в котором измерения будут давать достаточно точные значения $\alpha_n = \alpha_{vn}$

Для экспериментального определения значений использовать α_n можно резонансный метод измерений [19]. Нормированная амплитудно-частотная характеристика (AYX) вблизи *n-*го полуволнового резонанса f_n имеет вид

$$A_{2}(f) = \left|\frac{p(l)}{p(l)_{\max}}\right|^{2} = \frac{4\omega^{2}\beta_{n}^{2}}{4\omega^{2}\beta_{n}^{2} + \left[\omega^{2} - \omega_{n}^{2} + \beta_{n}^{2}\right]^{2}}$$
(20)

где $A_2(f) = 4R_p^2 A^2$, $\omega_n = 2\pi f_n$ – собственная частота системы на n-ном резонансе, β_n – временной коэффициент затухания, на частоте f_n .

Величина временного коэффициента затухания β_n связана с параметрами АЧХ следующей формулой

$$\beta_n = 1,002\pi\Delta f_n, \qquad (21)$$

где Δf_n – ширина резонансного промежутка *n*-го резонанса на уровне 0,5 АЧХ (20).

В свою очередь пространственный коэффициент затухания α_n связан с временным коэффициентом затухания β_n следующим образом

$$\alpha_n = \beta_n / c. \tag{22}$$

Таким образом, измерения значений f_n и Δf_n позволяют экспериментально оценить величину ПКЗ α_n . Далее полученное значение α_n подставляем в формулу (19) и находим величину $\alpha_{vn} = \alpha_n - 2\alpha_k - 2\alpha_a$. Напомним, что величина α_{vn} характеризует потери энергии в пристеночном слое на вихрях Шлихтинга.

9 Результаты предварительных измерений

Предварительные исследования влияния вихрей Шлихтинга на диссипацию энергии в вихревом АПС были проведены в наших работах. Для примера, результаты измерений для труб, имеющих радиус R = 23,2 мм, различные расстояния между крышками, которые закрывают торцы труб, показаны на рис. 4.



Рисунок 4 Частотная зависимость полного пространственного коэффициента затухания: ■ – L = 4,17 м; ◆ – L = 8,34 м; ● – L = 12,29 м

Из рис. 4 видно, что с ростом частоты экспериментальное значение полного пространственного коэффициента затухания увеличиваются по закону

$$\alpha_n(f) = 0.021\sqrt{f}$$
 (23)

Отметим, что частотная зависимость (23) получена при помощи математического пакета Mathcad методом аппроксимации точек функцией с использованием функции Mathcad regress(x,y,n). Для того, чтобы сопоставить значения $\alpha_n(f)$ с ПКЗ $\alpha_k(f)$ величина которого определяется диссипацией энергии в ламинарном АПС, создаваемом на внутренней поверхности стенки. запишем после подстановки численных значений физических параметров формулу Кирхгофа в следующем виде

$$2\alpha_k = 2,68 \cdot 10^{-3} \sqrt{f},$$
 (24)

Если сопоставить выражения (23) и (24), то нетрудно заметить, что во всех случаях величина пространственного коэффициента затухания увеличивается с ростом частоты пропорционально \sqrt{f} . Это обстоятельство позволяет объяснить почему процесс диссипации акустической энергии, обусловленной возбуждением акустических Шлихтинга течений в поле стоячих звуковых волн не был обнаружен раньше. При проведении измерений на базе акустических интерферометров процесс диссипации энергии в АПС бегущих волн оказывается не отличимым от процесса поглощения звука на вихрях Шлихтинга.

общем случае трубах В В оба, механизма рассматриваемые здесь, диссипации акустической энергии могут одновременно вносить свой вклад в поглощение звука. При этом, если оценивать относительный вклад в диссипацию энергии обоих механизмов поглощения звука, то получим следующее соотношение $\alpha_n(f)/$ $2\alpha_k(f) = 7,8$. Кроме того из рис. 4 хорошо видно, что значения ПКЗ α_n не зависит от расстояния между крышками, закрывающими торцевые отверстия трубы.

10 Заключение

Представленные в наших работах [15-18] результаты измерений величины α_n мы считаем предварительными, подтверждающими существование вклада вихрей Шлихтинга в диссипацию энергии в АПС, но не удалось достаточно точно определить величину ПКЗ α_n . Это связано с тем, что нам не удалось в полной мере влияния телефонного учесть капсюля, использованного в ходе измерений, на параметры акустического поля в трубе. На рис. З влияние телефонного капсюля учитывается за счет введения акустического импеданса Z₀. Формирование активного элемента пленочного термофона непосредственно на плоской крышке (при х = 0), закрывающей торец трубы, позволяет снять эту неопределенность.

В последующих работах планируется проведение дополнительных теоретических исследований. И экспериментальных B первую очередь работы будут ЭТИ направлены на выяснение влияния радиуса трубы на величину $\alpha_n(f)$. Необходимо также исследовать случай, когда в трубе существует одновременно бегущая и стоячая звуковые волны. Акустическое поле с такой возбуждается, структурой например, В трубах с открытыми торцами. Кроме того, будут проведены мероприятия по совершенствованию установки с целью повышения точности измерений. Отметим также, что полученные выше результаты позволяют получить численную оценку энергии, диссипируемой на одиночном вихре Шлихтинга.

Список использованных источников

[1] Kirchoff G. Ueber den Einfluss der Warmeleitung in einem Gase auf die Schallbewegung Poggendorf's Annalen. - 1868. - Bd. 134. - № 6. - 177 p.

[2] Константинов Б. П. О поглощении звуковых волн при отражении от твердой границы / Б. П. Константинов // ЖТФ. – 1939. - Т. 9. - № 3. - С. 226-238.

[3] Константинов Б. П. Гидродинамическое звукообразование и распространение звука в ограниченных средах / Б. П. Константинов. – Л.: Наука, 1974. 144 с.

[4] Schlichting H. Berechnung ebener pereodischer strömungen / H. Schlichting // Phys. – 1932. - Z. 33. – P. 327.

[5] Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя / Г. Шлихтинг. – М: Наука, 1974. – 711 с.

[6] Зарембо Л. К. Акустические течения, в кн. Мощные ультразвуковые поля / Л. К. Зарембо. – М: Наука, 1968. - С. 87-128.

[7] Зарембо Л. К. Введение в нелинейную акустику / Л. К. Зарембо, В. А. Красильников. – М.: Наука, 1966. - 520 с.

[8] Зарембо Л.К., Тимошенко В.И. Нелинейная акустика. – М.: Из-во МГУ, 1984. 103 с.

[9] Lighthill J. Acoustic streaming / J. Lighthill // J. of Sound and Vibration. – 1973. – Vol. 61. – Issue 3. - P. 391-418.

[10] Ржевкин С. Н. Курс лекций по теории звука / С. Н. Ржевкин - М.: Изд. МГУ, 1960. - 338 с.

[11] Легуша Ф. Ф. Широкополосные источники звука – термофоны / Ф. Ф. Легуша, К. В. Невеселова. - СПб.: МИТ. – 2014. - № 3 (25), Т. 1. - С. 71-77.

[12] Легуша Ф. Ф. Экспериментальные исследования современных термофонов. / Ф. Ф. Легуша, К. В. Невеселова. - СПб.: МИТ. – 2015. - № 4 (30). - Т. 1. - С. 60-65.

[13] Васильев Б. П. Экспериментальные исследования плёночных термофонов / Б. П. Васильев, Ф. Ф. Легуша, К. В. Разрезова, Г. В. Чижов. - СПб.: МИТ. – 2016. - № 4 (34). – Т. 1. -С. 118-123.

[14] Vasiliev B. P. Active elements of film sources of sound-thermophones. / B. P. Vasiliev, F. F. Legusha, K. V. Razrezova, G. V. Chizhov // 13th International Conference on Films and Coatings. J. Phys. - 2017. - Conf. Ser. 857 012051.

[15] Легуша Ф. Ф. Расчет затухания звука при возбуждении стоячей волны в прямой трубе, имеющей произвольную форму поперечного сечения / Ф. Ф. Легуша, М. А. Мусакаев // Труды XX сессии РАО. Физическая акустика. - М.: ГЕОС, 2008. - С. 179-183.

[16] Легуша Ф. Ф. Механизмы поглощения звука в трубах / Ф. Ф.Легуша, М. А. Мусакаев // Труды XXIV сессии РАО. Физическая акустика. - М.: ГЕОС, 2011. С. 207-211.

[17] Берестовицкий Э. Г. Механизмы поглощения звука в стоячей волне, возбуждённой в цилиндрической трубе. / Э. Г. Берестовицкий, Ф. Ф. Легуша, М. А. Мусакаев, М. М. Олейник // Судостроение, 2011. - Вып. 3. - С. 42-44.

[18] Берестовицкий Э. Г. Экспериментальные исследования вклада акустических течений Шлихтинга в диссипацию энергии в стоячей звуковой волне / Э. Г. Берестовицкий, Ф. Ф. Легуша, М. А. Мусакаев // Судостроение, 2013. - 2 (807). - С. 42-45.

[19] Беранек А. Акустические измерения / А. Беранек. - М.: ИЛ, 1952. – 510 с.

Fedor F. Legusha, Georgiy V. Chizhov

Saint-Petersburg state marine technical university 3, Lotsmanskaya, St., St. Petersburg, Russian Federation 190121

G.V.Chizhov@gmail.com

THE INFLUENCE OF SCHLICHTING VORTICES ON THE ABSORPTION OF SOUND BY A SOLID SURFACE

The aim of this work is to study the mechanisms of acoustic energy dissipation due to the physical processes occurring in the acoustic boundary layer (APS), which occurs when the standing sound wave interacts with a solid surface. Unlike laminar APS in this case, in the wall layer of the medium, in addition to inhomogeneous viscous and thermal waves, acoustic Schlichting flows occur. Vortices can exist only due to the energy taken from the standing sound wave in consequence of which an additional mechanism of energy dissipation appears in the APS. A cylindrical tube with rigid walls, the ends of which are closed by impedance lids, was chosen as the object of research. When the longitudinal half-wave resonances are excited in the pipe, standing waves are excited in the pipe, formed due to the interaction of the normal zero-order sound waves running towards each other

Key words: Running sound wave; standing sound wave; viscous wave; thermal wave; Schlichting vortex; energy dissipation; spatial attenuation coefficient; acoustic measurements; resonance method

References

[1] Kirchoff, G. (1868), "Ueber den Einfluss der Warmeleitung in einem Gase auf die Schallbewegung Poggendorf's Annalen", Bd. 134, no. 6, 177 p.

[2] Konstantinov, B.P. (1939), "O pogloshchenii zvukovyh voln pri otrazhenii ot tverdoj granicy", ZHTF, vol. 9, no. 3, pp. 226-238.

[3] Konstantinov, B. P. (1974), Gidrodinamicheskoe zvuko-obrazovanie i rasprostranenie zvuka v ogra-nichennyh sredah, Nauka, Leningrad, Russia, 144 p.

[4] Schlichting, H. (1932), "Berechnung ebener pereodischer strömungen", Phys., Z. 33, pp. 327.

[5] SHlihting, G. (1974), Teoriya pogranichnogo sloya [Theory of boundary layer], Nauka, Moscow, Russia, 711p.

[6] Zarembo, L.K. (1968), Akusticheskie techeniya. V kn.: Moshchnye ul'trazvukovye polya [Acoustic streaming, in "High-Intensity Ultrasonic Fields"], Nauka, Moscow, Russia, pp. 87-128.

[7] Zarembo, L.K., Krasil'nikov, V.A. (1966), *Vvedenie v nelinejnuyu akustiku* [Introduction to Nonlinear Acoustics], *Nauka*, Moscow, Russia, 520 p.

[8] Zarembo, L.K., Timoshenko, V.I. (1984), *Nelinejnaya akustika* [Nonlinear Acoustics], MGU, Moscow, Russia, 103 p.

[9] Lighthill, J. (1973), Acoustic streaming, J. of Sound and Vibration, vol. 6, issue 3, pp. 391-418.

[10] Rzhevkin, S.N. (1960), Kurs lekcij po teorii zvuka [A course of lectures on the theory of sound], MGU, Moscow, Russia, 338 p.

[11] Legusha, F.F. and Neveselova, K.B. (2014), "SHirokopolosnye istochniki zvuka – termofony", *MIT*, vol. 1, no. 3, Issue 25, St. Petersburg, Russia, pp. 71-77.

[12] Legusha, F.F. and Neveselova, K.V. (2015), "Eksperimental'nye issledovaniya sovremennykh termofonov", *MIT*, vol. 1, no. 4, Issue 30, St. Petersburg, Russia, pp. 60-65.

[13] Vasil'ev, B.P., Legusha, F.F., Razrezova, K.V. and CHizhov, G.V. (2016), "Eksperimental'nye issledovaniya plyonochnykh termofonov", St. Petersburg, Russia, vol. 1, no. 4, Issue 34, pp. 118-123.

[14] Vasiliev, V.P., Legusha F.F., Razrezova, K.V. and Chizhov, G.V. (2017), "Active elements of film sources of sound – thermophones, *13th International Conference on Films and Coatings*. J. Phys.:. Conf. Ser. 857 012051.

[15] Legusha, F.F. and Musakaev, M.A. (2008), "Raschet zatuhaniya zvuka pri vozbuzhdenii stoyachej volny v pryamoj trube, imeyushchej proizvol'nuyu formu poperechnogo secheniya", *Trudy XX sessii RAO, Fizicheskaya akustika*, GEOS, Moscow, Russia, pp. 179-183.

[16] Legusha, F.F. and Musakaev, M.A. (2011), "Mekhanizmy pogloshcheniya zvuka v trubakh", *Trudy XXIV sessii RAO*, Fizicheskaya akustika, GEOS, Moscow, pp. 207-211.

[17] Berestovickiy, E.G., Legusha, F.F., Musakaev, M.A. and Olejnik, M.M. (2011), "Mekhanizmy pogloshcheniya zvuka v stoyachej volne, vozbuzhdyonnoy v cilindricheskoy trube", *Sudostroenie*, vol. 3, pp. 42-44.

[18] Berestovickiy, E.G., Legusha, F.F. and Musakaev, M.A. (2013), "Eksperimental'nye issledovaniya vklada akusti-cheskih techeniy SHlihtinga v dissipaciyu ehnergii v stoyachey zvukovoy volne" [Experimental research of Schlichting acoustic flow effect to energy dissipation in standing acoustic wave], *Sudostroenie*, vol. 2, Issue 807, pp. 42-45.

[19] Beranek, A. (1952), Akusticheskie izmereniya [Acoustic measurements], IL, Moscow, Russia, p. 510.

DOI: 10.18287/2409-4579-2018-4-4-17-22 УДК 534.833.5:629.5

А.С. Быков, М.Ю. Китанов, А.Б. Майзель, С.Ю. Никишов

Центральное конструкторское бюро морской техники «Рубин» ул. Марата, 90, . Санкт-Петербург, Российская Федерация 191119 neptun@ckb-rubin.ru

ПЛАНИРОВАНИЕ РАБОТ ПО ВНЕДРЕНИЮ МЕТОДОВ АКТИВНОГО ПОДАВЛЕНИЯ ШУМА И ВИБРАЦИИ В СУДОСТРОЕНИИ

Изложены основные положения теории построения систем активного гашения шума и вибрации при использовании адаптивного алгоритма подавления. Приведен обзор некоторых успешных зарубежных образцов подобных систем, используемых в различных областях промышленности. Сформулированы основные требования к перспективным системам активного подавления, создание которых будет востребовано в судостроении.

Ключевые слова: Методы активного подавления; система активного подавления; шум; вибрация; активный виброизолятор; судостроение

1 Введение

В различных областях промышленности и техники широко применяются средства пассивного гашения шума и вибрации, распространяющихся от работающих Предпочтения механизмов систем. И данному акустической зашиты типу отдаются ввиду относительно небольшой стоимости и надежности в эксплуатации. Однако, в условиях постоянного ужесточения требований к акустическим характеристикам как отдельного оборудования, так и объектов их установки в целом, становится очевидным, что добиться необходимых величин снижения шума и вибрации только традиционными методами невозможно [1]. К тому же, в настоящее время возможности совершенствования пассивных средств акустической защиты близки к своему пределу.

2 Теоретические исследования

В материалах зарубежных публикаций всё чаще можно встретить упоминания об активных гашения методах шума И вибрации, основа которых состоит В возбуждении таких дополнительных шумовых вибрационных полей, и интерференция которых с первичными полями приводит к заданному снижению

остаточного уровня шумов и вибраций в некоторой области.

Иными словами, описанный принцип заключается активного гашения в [2]. уменьшения следующем Для интенсивности колебательного процесса в области какой-либо пространства необходимо зарегистрировать амплитуду и фазу этого процесса с помощью соответствующего приемника, подать сигнал управляющий процессор, который в режиме реального времени преобразует исходный сигнал аналогичный, В но противоположный по фазе, а затем перенаправляет преобразованный сигнал в исследуемую область с помощью излучателя (рис. 1).



Рисунок 1. Принцип активного гашения

В большинстве случаев при решении обеспечения тонкой настройки задачи управления компенсирующими излучателями используют адаптивный работающий алгоритм, по слелующим принципам. На основании информации, поступающей от измерителей первоначального и скомпенсированного полей, адаптивный алгоритм регулирует характеристики излучателей, минимизируя среднюю мощность остаточного поля.

За критерий качества работы подобной системы принимают [3] суммарную среднюю мощность остаточного поля в точках размещения вторичных приемников

$$J(W) = \sum_{q=1}^{n} \left\langle \left| E(\vec{r}_q) \right|^2 \right\rangle, \tag{1}$$

где n — количество измерителей остаточного поля $\vec{E}(t)$; $E(\vec{r}_q) \equiv E_q(t)$ — значения нескомпенсированного поля или его производной в точках расположения \vec{r}_q вторичных измерителей; W — квадратная $(M \times M)$ -матрица весовых коэффициентов W_{ml} (m, l = 1, ..., M).

Алаптивная система управления гасящими излучателями должна автоматически минимизировать выражение (1) по весовым коэффициентам *W*_{ml}. Следуя принципам основным построения вероятностных алгоритмов минимизации [4], адаптивный градиентный алгоритм настройки весовых коэффициентов может быть записан в виде следующего матричного выражения

$$\frac{\mathrm{d}W_{\mathrm{ml}}}{\mathrm{d}t} = \gamma \cdot V_l \ (t) \sum_{q=1}^n G_{\mathrm{qm}} \cdot E_q(t), \qquad (2)$$

коэффициент, где постоянный _ определяющий сходимости скорость адаптивного градиентного алгоритма; V_l (t) - суммарный сигнал с *l*-го измерителя первичного поля; G_{qm} – корректирующий обеспечивающий устойчивую фильтр, работу системы, компенсируя фазовые набеги волн от *m*-го гасящего излучателя до *q*-го измерителя остаточного поля.

Преобразование сигналов между гасящими излучателями и измерителями остаточного поля описывается матрицей Грина *G*, возможность функции а возникновения волновой обратной связи между гасящими излучателями И

измерителями исходного поля описывается матрицей функции Грина G_{FB}. Наличие волновой обратной связи приводит к тому, что вектор сигналов $\vec{V}_{\Sigma}(t) = \{V_1(t), V_2(t), ..., V_M(t)\}^T$ с первичных измерителей является суммой сигнала первичного поля и сигналов гасящих излучателей. Таким образом, адаптивные алгоритмы, используемые для настройки систем активного гашения. и оптимальные весовые коэффициенты W. минимизирующие суммарную мощность остаточного поля, при наличии волновой обратной связи зависят от элементов матриц Грина *G* и *G*_{FB}. Оптимальные весовые коэффициенты представлены зависимостями без учета обратной волновой связи [5]

$$W_{\rm opt} = (G^+G)^{-1}G^+P_V R^{-1},$$
(3)

с учетом обратной волновой связи

$$W_{\rm st} = \left(I - W_{\rm opt} G_{\rm FB}\right) \cdot W_{\rm opt},\tag{4}$$

где P_V — взаимная корреляционная матрица между значениями исходного случайного поля в точках размещения первичных и вторичных измерителей; знак «+» эрмитово сопряжение; R — корреляционная матрица значений случайного поля в точках размещения первичных преобразователей.

Таким образом, возможно аналитически исследовать характеристики адаптивной системы подавления в целом ряде модельных теоретических задач.

3 Зарубежный опыт внедрения систем активного подавления вибрации и шума

Акустические периодические издания и научно-технические конференции последних лет изобилуют публикациями, посвященными созданию подобных систем. Их разнообразие обусловлено способами формирования сигналов, обеспечивающих возбуждение дополнительных полей, наличием тех или иных средств ИХ возбуждения, особенностями объектов или характеристик пространства, в котором

В обеспечивается активное гашение. основной массе технические решения по данной тематике отличаются друг от друга степенью сложности электронного оборудования, преобразующего исходный сигнал в подавляющий, и соответствующего программного обеспечения. В то же время успешного внедрения примеров таких устройств крайне мало из-за высокой сложности системы измеритель-излучатель больших вычислительных затрат при И реализации адаптивных алгоритмов управления, поэтому до конкретных изделий доходят единицы.

Больших успехов в создании действующих активных виброизоляторов добилась фирма французская Paulstra (концерн Hutchinson), разработавшая образец [6], продемонстрировавший более эффективную сравнении работу в с пассивными амортизаторами (рис. 2).





Рисунок 2. Активный виброизолятор фирмы Paulstra (Франция)

Ещё одним примером создания реально функционирующих систем активного снижения шума вибрации служит И разработанный китайскими специалистами составной виброизолятор для крепления трубопроводной системы [7], совмещающий в себе традиционную пассивную часть и активный элемент. Работоспособность системы подтверждена ланными экспериментов, проведенных на специально созданной установке (рис. 3).



Рисунок 3. Композитный виброизолятор (Китай)

Также имеется информация о разработках активных и полуактивных опор под судовое оборудование, сочетающих себе В пассивный (пневматический) и активный (электромагнитный) элементы [8, 9], с целью снижения подводного шума судна, обусловленного функционированием системы водяного охлаждения механизмов (рис. 4 и рис. 5).



Рисунок 4. Гибридный амортизатор с электромагнитным возбудителем (Южная Корея)



Рисунок 5. Активно-пассивный виброизолятор (Китай)

В США ведутся работы по активному управлению гидроакустическим полем атомной подводной лодки с использованием системы, способной:

 вести непрерывное наблюдение за уровнем и спектром собственного шума;

 – осуществлять постоянный контроль текущих данных о шумности корабля и их сравнение с допустимыми значениями;

– управлять шумовым портретом корабля;

 обнаружить и локализовать источники шума и выдать рекомендации по их подавлению;

– анализировать тенденции,
 закономерности и причинно-следственные
 связи в изменении акустического портрета
 корабля.

4 Требования к отечественной системе активного подавления шума и вибрации

Практическое внедрение любых активных судостроительной систем на объектах отрасли встречает массу трудностей, связанных с реальными условиями их эксплуатации. Прежде всего это связано с требованиями особыми К внешним воздействующим факторам, возникающим эксплуатации при судна, а также

особенностями организации корабельной электрической сети. При этом система должна обладать устойчивым адаптивным алгоритмом активного гашения, позволяющим сохранять эффект при всех возможных эксплуатационных нагрузках. Также затесненные судовые условия накладывают определенные ограничения на габаритные размеры как управляющей аппаратуры, так и исполняющих органов, что для обозначенных выше условий может стать серьезной проблемой.

Задачи, которые должна решать активная система виброизоляции, могут быть следующими:

– уменьшение величин виброускорений на опорных поверхностях фундаментов оборудования;

уменьшение перемещений
 оборудования при качке, с сохранением
 виброизолирующей эффективности
 системы.

Поскольку основные проблемы возникают при борьбе с гармоническими процессами, происходящими в низкочастотной области спектра, где возможности применения пассивных крайне средств защиты ограничены, интересными наиболее представляются активные системы, работающие именно в этом диапазоне частот.

В общем случае требования к системе активной виброизоляции для судового оборудования можно сформулировать следующим образом:

 – должен быть выбран рабочий диапазон частот системы таким образом, чтобы в него попали основные частоты возмущающих сил конкретного оборудования;

 при работе системы виброизоляции в активном режиме, по сравнению с пассивной виброизоляцией, должно обеспечиваться снижение уровней вибрации на фундаменте в месте установки виброактивного оборудования:

а) для дискретных составляющих спектра не менее, чем на 15 дБ,

б) для сплошной части спектра не менее, чем на 6 дБ;

 в пассивном режиме виброизолятор должен иметь виброизолирующие характеристики, примерно соответствующие характеристикам пассивного виброизолятора;

 – габаритные размеры активного виброизолятора должны быть не больше размеров пассивного виброизолятора;

– статическая нагрузка на активный виброизолятор должна соответствовать нагрузке на пассивный виброизолятор;

 система управления должна иметь минимальные размеры и управлять несколькими виброизоляторами.

При планировании работ по созданию активных обязателен к выполнению следующий комплекс работ:

 исследуется объект обесшумливания (является особенностью применения всех активных систем по причине необходимости наличия определенной информация о пространственных, частотных, силовых (энергетических) и других характеристиках);

 выбираются физические принципы функционирования системы снижения шума или вибрации;

– проектируются управляющие и исполнительные части системы;

– определяются места расположения исполнительных органов;

 отрабатывается устойчивый и оптимальный алгоритм функционирования;

– разрабатываются методы контроля эффективности.

В идеале необходима разработка единой общесудовой системы активной компенсации вибраций и шумов, вызываемых работой основного оборудования.

5 Заключение

Исходя из изложенного, следует, что создание активных систем в настоящее время является перспективной и, пожалуй, единственной реальной возможностью снижения уровней шума и вибрации на судах, особенно в низкочастотной области спектра, когда исчерпан резерв на уменьшение возмущающих сил в источнике колебаний.

Список использованных источников

[1] Ионов А. В. Средства снижения вибрации и шума на судах / А. В. Ионов // СПб, ЦНИИ им. акад. А.Н. Крылова, 2000.

[2] Малюжинец Г. Д. Нестандартные задачи дифракции для волнового уравнения с финитной правой частью / Г. Д. Малюжинец // Труды Акустического института. – Вып. 15. - 1971. - С. 124-139.

[3] Арзамасов С. Н. Адаптивная система активного гашения шумовых полей в многомодовом волноводе / С. Н. Арзамасов, А. Н. Малахов, А. А. Мальцев // Акустический журнал. - 1982. - Т. 28. - № 5. - С. 583-587.

[4] Цыпкин Я. З. Основы теории обучающихся систем / Я. З. Цыпкин. – М.: Наука, 1970. – 252 с.

[5] Мальцев А. А. Адаптивные системы активного гашения шума и вибрации / А. А. Мальцев, Р. О. Масленников, А. В. Хоряев, В. В. Черепенников // Акустический журнал. - 2005. - Т. 51. - № 2. - С. 242-258.

[6] http://www.paulstra-

industry.com/upload/product/documentation/supportactifs-uk.pdf

[7] Xinhui, Li, An experimental investigation of active vibration control for pipeline / Li Xinhui, Yang Tiejun, Wu Lei, Dai Lu // The 46nd International Congress and Exposition on Noise Control Engineering (INTER-NOISE 2017), Aug. 2017 – P. 255-263.

[8] Yun-Ho, Shin, Study on the control limitation of parallel type active vibration isolator by electro-magnetic actuator for naval shipboard equipment / Shin Yun-Ho, Moon Seok-Jun, Jung Woo-Jin, Bae Soo-Ryong // The 22nd International Congress on Sound and Vibration (ICSV22), July 2015.

[9] Lin, He, Active-passive vibration isolation for ship machinery using electromagnetic actuator and air spring / He Lin, Li Yan, Shuai Chang-geng // The 22nd International Congress on Sound and Vibration (ICSV22), July 2015. Andrey S. Bykov, Mikhail U. Kitanov, Alexander B. Maizel, Sergey U. Nikishov

Central Design Bureau for Marine Engineering "RUBIN" 90, Marata str., St. Petersburg, Russian Federation 191119 neptun@ckb-rubun.ru

PLANNING OF WORKS TO INTRODUCE THE ACTIVE NOISE AND VIBRATION CONTROL METHODS FOR SHIPBUILDING

The main provisions of the theory of active damping of noise and vibration are described using the adaptive suppression algorithm. Provides an overview of some successful foreign models of similar system used in various industries. Formulated the basic requirements for advanced system of active suppression, the creation of which will be in demand in shipbuilding.

Key words: Methods of active suppression; active suppression system; noise; vibration; active vibration isolator; shipbuilding

References

[1] Ionov, A.V. (2000), *Sredstva snigeniya vibratsii i shuma na sudakh* [Means to reduce vibration and noise on ships], Krylov State Research Centre.

[2] Malyuzhinets, G.D. (1971), "Nestandartnyye zadachi difraktsii dlya volnovogo uravneniya s finitnoy pravoy chast'yu" [Non-standard diffraction problems for a wave equation with a finitary supported right-hand side], *Trudy Akusticheskogo instituta [Proc. of the Acoustical Institute]*, no. 15, pp. 124-139.

[3] Arzamasov, S.N., Malakhov, A.N. and Maltsev, A.A. (1982), "Adaptivnaya sistema aktivnogo gasheniya shumovykh poley v mnogomodovom volnovode" [Adaptive system for active quenching of noise fields in a multimode waveguide], *Acoustic journal*, vol. 28, no. 5, pp. 583-587.

[4] Tsypkin, Ya.Z. (1970), Osnovy teorii obuchayushchikhsya sistem [Fundamentals of the theory of learning systems], Nauka [Science].

[5] Maltsev, A.A., Maslennikov, R.O., Horyaev, A.V. and Cherepennikov, V.V. (2005), "Adaptivnye sistemy aktivnogo gasheniya shuma i vibratsii" [Adaptive active noise and vibration damping systems], *Acoustic journal*, vol. 51, no. 2, pp. 242-258.

[6] URL: http://www.paulstra-industry.com/upload/product/documentation/support-actifs-uk.pdf.

[7] Xinhui Li, Tiejun Yang, Lei Wu and Lu Dai (2017), "An experimental investigation of active vibration control for pipeline" *The 46nd International Congress and Exposition on Noise Control Engineering (INTER-NOISE 2017)*, pp. 255-263.

[8] Yun-Ho Shin, Seok-Jun Moon, Woo-Jin Jung and Soo-Ryong Bae, (2015),"Study on the control limitation of parallel type active vibration isolator by electro-magnetic actuator for naval shipboard equipment", *The 22nd International Congress on Sound and Vibration (ICSV22)*.

[9] Lin He, Yan Li and Chang-geng Shuai (2015), "Active-passive vibration isolation for ship machinery using electromagnetic actuator and air spring", *The 22nd International Congress on Sound and Vibration (ICSV22)*.

DOI: 10.18287/2409-4579-2018-4-4-23-26 УДК 535.374:621.375.8

Д.А. Анчиков, А.А. Кренц, Н.Е. Молевич, Е.А. Ярунова

Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева Московское шоссе, 34, г. Самара, Российская Федерация, 443086

Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, ул. Ново-Садовая, 221 г. Самара, Российская Федерация, 443011 swadimaz@mail.ru

ПОДАВЛЕНИЕ ВОЛНОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ков, ШИРОКОАПЕРТУРНЫХ ЛАЗЕРАХ С ПОМОЩЬЮ ВНЕШНЕЙ енц, ОПТИЧЕСКОЙ ИНЖЕКЦИИ

В работе теоретически исследовано подавление волновой неустойчивости. возникаюшей в поперечном сечении пучка. генерируемого широкоапертурным лазером. Исследовано влияние отстройки частоты инжектируемого внешнего оптического сигнала оm частоты генерируемого излучения. Определены *чсловия* синхронизации, при которых происходит эффективное подавление волновой неустойчивости. Проведено численное моделирование пространственно-временной динамики широкоапертурного лазера с инжекцией внешнего оптического излучения.

Ключевые слова: Подавление неустойчивостей; широкоапертурный лазер; оптическая инжекция

1 Введение

Разработка ультракомпактных лазерных источников света – одна из наиболее острых и востребованных задач современной оптики, имеющая большое технологическое значение. Такие устройства могут использоваться в различных приложениях, таких как системы обработки данных и связи. Компактные оптические каналы размеры лазера легко позволяют добиться генерации на единственной продольной моде и обеспечивают быстрый отклик лазера благодаря малой длине резонатора. Однако малая длина резонатора приводит к малой выходного излучения, мощности что ограничивает применимость лазера только для систем передачи данных на небольшие расстояния. Наиболее естественным способом обойти это ограничение И увеличить мощность без отказа от всех приемуществ конфигурации коротким с резонатором использование широкоапертурных лазеров с большими поперечными размерами. Этот подход применим, в частности, для твердотельных микрочиповых лазеров И

полупроводниковых лазеров с вертикальным резонатором. Олнако увеличение поперечных размеров приводит к ухудшению генерируемого качества излучения из-за возрастающей конкуренции большого числа пространственных Поперечные поперечных мол. неустойчивости широкоапертурных R лазерах за филаментацию отвественны пространственно-временной излучения И хаос в поперечном сечении генерируемого приводящих значительному пучка, к уменьшению пространственной и временной когерентности [1-4]. B большинстве приложений сложная пространственновременная динамика лазера является нежелательным эффектом. Поэтому для приложений крайне практических желательно подавить эти пространственновременные поперечные неустойчивости.

1 Математическая модель

Математическое моделирование пространственно-временной динамики ширкоапертурного лазера с инжкцией внешнего оптического излучения проводилось с помощью системы уравнений Максвелла-Блоха [5, 6]:

$$\begin{cases} \frac{\partial E}{\partial t} = ia\Delta_{\perp}E + \sigma \left(P - (1 - i\delta)E + E_{inj}e^{i\theta t}\right), \\ \frac{\partial P}{\partial t} = -(1 + i\delta)P + DE, \\ \frac{\partial D}{\partial t} = -\gamma \left[D - r + \frac{1}{2}\left(E^*P + P^*E\right)\right], \end{cases}$$
(1)

где *Е*, *Р*, *D* - безразмерные огибающие электрического поля, поляризации И инверсии населённости соответственно; $\gamma = \gamma_{\parallel} / \gamma_{\perp}$ и $\sigma = k / \gamma_{\perp}$, где γ_{\perp} , γ_{\parallel} и k - скорости релаксации поляризации среды, инверсии населённости и электрического поля резонаторе соответственно; $\delta = (\omega_{21} - \omega)/(\gamma_{\perp} + k)$ обезразмеренная отстройка между центром линии усиления и резонатора; $a = c^2 / (2\omega \gamma_{\perp} d^2)$ частотой дифракционный параметр, где d характерный пространственный размер задачи; r - величина накачки, нормированная на eë пороговое значение. Внешняя инжекция характеризуется двумя параметрами: амплитуда Eini инжектируемого сигнала и θ - частотная расстройка между инжектируемым сигналом и генерируемым излучением.

2 Стабилизирующее влияние инжекции

Моделирование динамики проводилось при параметрах, соответствующих широкоапертурным полупроводниковым лазерам: $\sigma = 0.025$, $\gamma = 5 \cdot 10^{-5}$, $a = 10^{-4}$, r = 1.2. Проведенный анализ устойчивости показал, существуеют области что параметров инжектируемого сигнала, при которых происходит эффективное подавление волновой неустойчивости R широкоапертурно лазере. На рисунке 1 серым цветом показана параметрическая область, в которой происходит эффективное подавление неустойчивых поперечных мод.



Рисунок 1. Биуркационная диаграмма. Серым цветом показана область параметров инжектируемого сигнала, при которой происходит эффективное подавление неустойчивых поперечных мод

Аналитические	результаті	ы были
подтверждены	прямым	численным
моделирование	системы	лазерных
уравнений (1).		

3 Заключение

В представленной работе проведён анализ устойчивости для приосевой стационарной генерации в широкоапертурных лазерах. показано, что инжекция Аналитически внешнего излучения подавляет волновую неустойчивость, присущуую широкоапертурным лазерам, даже при учете частотной расстройки между инжектируемым сигналом и генерируемым излучением. Определены параметры инжектируемого сигнала, при которых происходит эфективное подавление неустойчивых пространственных мод. Численное моделирование показало, что предложенный подход позволяет эффективно неустойчивые подавлять поперечные моды И улучшает характеристики излучения лазера.

4 Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддерже Российского фонда

фундаментальных исследований грант 18-32-00704 мол а.

Список использованных источников

[1] Fischer, I. Complex spatio-temporal dynamics in the near-field of a broad-area semiconductor laser / I. Fischer, O. Hess, W. Elsäßer, E. Gobel // Europhysics Letters. - 1996. - 35. - Issue 8. - P. 579-84.

[2] Otsuka K. Generation of vortex array beams from a thin-slice solid-state laser with shaped wide-aperture laser-diode pumping / K. Otsuka, S. Chu // Optics Letters. - 2009. - N. 34. - Issue 1. - P. 10-12.

[3] Babushkin I. V. Eigenmodes and symmetry selection mechanisms in circular large-aperture vertical-

cavity surface-emitting lasers / I. V. Babushkin, N. A. Loiko, T. Ackermann // Physical Review E. - 2004. - Vol. 69. - Issue 6. - 066205.

[4] Gensty T. Wave chaos in real-world vertical-cavity surface-emitting lasers / T. Gensty, K. Becker, I. Fischer, W. Elsäßer, C. Degen, P. Debernardi, G.P. Bava // Physical Review Letters. - 2005. - Vol. 94. - 233901.

[5] Lugiato L.A. Instabilities and spatial complexity in a laser / L.A. Lugiato, G-L. Oppo, J.R. Tredicce, L.M. Narducci, Pernigo M.A. // Journal of the Optical Society of America B. - 1990. - Vol. 7(6). - P. 1019-1033.

[6] Khanin Ya.I. Fundamentals of laser dynamics / Ya.I. Khanin // Cambridge: International Science Publishing. - 2006.

Dmitriy A. Anchikov, Anton A. Krents, Nonna E. Molevich, Elizaveta A. Yarunova

Samara National Research University 34, Moskovskoe shosse, Samara, Russian Federation 443086,

Lebedev Physical Institute 221, Novo-Sadovaya str., Samara, Russian Federation 443011 swadimaz@mail.ru

ov, SUPPRESSION OF WAVE INSTABILITY IN BROAD-AREA ts, LASERS BY THE EXTERNAL OPTICAL INJECTION

We theoretically investigate suppression of travelling wave instability in the transverse section of broad-area lasers. We investigate influence of the detuning between injected signal and generated radiation. The synchronization conditions were obtained under which the effective suppression of the wave instability occurs. Numerical simulation of the spatiotemporal dynamics of a broad-area laser with injection of external optical signal is carried out.

Key words: Suppression of instabilities; broad-area laser; optical injection

References

[1] Fischer, I., Hess, O., Elsäßer, W. and Gobel, E. (1996), "Complex spatio-temporal dynamics in the near-field of a broad-area semiconductor laser", *Europhysics Letters*, no. 35, pp. 579-84.

[2] Otsuka, K. and Chu, S. (2009), "Generation of vortex array beams from a thin-slice solid-state laser with shaped wide-aperture laser-diode pumping", *Optics Letters*, no. 34, issue I, pp. 10-12.

[3] Babushkin, I.V., Loiko, N.A. and Ackermann, T. (2004), "Eigenmodes and symmetry selection mechanisms in circular large-aperture vertical-cavity surface-emitting lasers", *Physical Review E*, vol. 69, issue 6, 066205.

[4] Gensty, T., Becker, K., Fischer, I., Elsäßer, W., Degen, C., Debernardi, P. and Bava, G.P. (2005), "Wave chaos in real-world vertical-cavity surface-emitting lasers", *Physical Review Letters*, vol. 94, 233901.

[5] Lugiato, L.A., Oppo, G-L., Tredicce, J.R., Narducci, L.M. and Pernigo, M.A. (1990), "Instabilities and spatial complexity in a laser", *Journal of the Optical Society of America B, vol.* 7(6), pp. 1019-1033.

[6] Khanin, Ya.I. (2006), "Fundamentals of laser dynamics", Cambridge: International Science Publishing.

DOI: 10.18287/2409-4579-2018-4-4-27-36 УДК 534.142.1

Б.П. Васильев, Ф.Ф. Легуша, К.В. Разрезова

Санкт-Петербургский государственный морской технический университет Лоцманская ул., 3, . Санкт-Петербург, Российская

190121

bp_vas@mail.ru, legusha@smtu.ru, kv_neveselova@mail.ru

РАСЧЕТ И РАЗРАБОТКА ПЛЕНОЧНЫХ ТЕРМОАКУСТИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ЗВУКА В ГАЗАХ И ЖИДКОСТЯХ

Данная работа носит обзорный характер по результатам проведенных исследований процессов излучения звука в газах и жидкостях плёночными термоакустическими источниками термофонами. Целью статьи является показать особенности расчета, работы и определения основных акустических характеристик термофонов, способов повышения эффективности их излучения и направлений возможного практического применения.

Представлены основные соотношения и формулы, расчет по которым подтверждается проведенными экспериментальными результатами, анализируются способы возбуждения и повышения эффективности термофонов.

Пленочные термофоны различной формы без теплоизолирующей подложки обладают равномерными, воспроизводимыми акустическими характеристиками, которые можно прогнозировать путем расчета, зная теплофизические константы используемых материалов конструкции термофонов. В качестве активных элементов термофонов использовались тонкие плёнки, сформированные методом вакуумного напыления металлов на поверхностях несущих пластин, изготовленных из полимерных материалов. При пропускании через активный элемент переменного электрического тока с частотой f происходит излучение звуковой волны на удвоенной частоте 2f. Плёночные термофоны являются единственными источниками звука. излучающая поверхность которых удовлетворяет определению поршневого излучателя. Термофоны работают в диапазоне частот от 1,0 до 150 кГц. Перспективным направлением исследования является использование термофонов в качестве источников излучения звука в жидкую среду. Приводятся результаты исследования излучения пленочного термофона в две жидкости (дистиллированная вода и керосин). По сравнению с излучением в воздух излучение в керосин, например, выше примерно на 20 дБ.

Ключевые слова: Термоакустический эффект; термофон; переменный электрический ток; переменная температура; тепловая волна; звуковая волна; широкополосный источник звука; поршневой источник звука; излучение в жидкости

1 Введение

В технике встречаются устройства, при работе которых на поверхностях твёрдых тел возникают переменные во времени температурные поля. Колебания температуры на поверхности проводника возникают, например, при протекании по нему переменного электрического тока. Яркими представителями таких устройств являются термофоны. Термофоны – это нерезонансные широкополосные источники звука, в основу работы которых положен

термоакустический эффект. Согласно Л. Беранеку [1], первые эксперименты, в которых исследовался термоакустический эффект, были проведены в 1907 году русским железнодорожным инженером И. Гвоздевым. Теория термоакустических источников звука – термофонов была разработана в 1917 году Х.Д. Арнольдом и И.Б. Крендаллом [2]. Теоретические И экспериментальные исследования процесса излучения звука термофоном, помещённым в малый замкнутый объём газа, были проведены в 1922 году Э.К. Вентом [3].

Современная трактовка термоакустического эффекта получена Л.Д. Ландау [4].

B 20-30-ых годах прошлого века термофоны широко применялись R метрологических целях. Излучение звука в таких термофонах обеспечивалось за счёт протекания переменного тока через его активный элемент (АЭ). Обычно AЭ изготавливались виде набора тонких В проволок металлических или полосок фольги. натянутых межли электроизоляционными стойками. Такой тип термофона ΜЫ будем называть классическим. В установках по воспроизведению единицы звукового давления классические термофоны дополнительно помещались в небольшие замкнутые имеюшие камеры, звукопрозрачное окно [1, 3]. Для повышения акустической эффективности термофона объём камеры заполнялся инертным газом.

Развитие науки и техники привело к тому, что в середине прошлого века эталоны единицы звукового давления стали строить на других физических принципах. Необходимость применения классических термофонов для решения метрологических задач отпала. В последующем классические термофоны (обычно без дополнительной камеры) использовались научных В лабораториях в качестве широкополосных генераторов звука при проведении акустических измерений в газах.

В начале этого века акустические параметры классических термофонов исследовались в работах [5-9]. При этом акустическая было показано, что эффективность классического термофона может быть увеличена на 6...10 дБ, если в качестве AЭ использовать тонкие проволоки, изготовленные из современных высокоомных металлических сплавов. Основными недостатками классических термофонов являются малая механическая прочность AЭ их И высокая чувствительность к внешним механических ударам и вибрациям.

Развитие технологии создания электропроводящих плёночных покрытий

привело к созданию плёночных термофонов [10]. У таких термофонов АЭ выполнен в виле тончайшей электропроводной плёнки (толщина порядка 30...60 нм), нанесённой на поверхность электроизоляционного твёрдого тела. При этом лля изготовления AЭ могут использоваться не только металлы и их сплавы, но и другие вещества, имеющие высокое удельное электрическое сопротивление.

2 Устройство и работа плёночного термофона

Появление плёночных термофонов позволило взглянуть по-новому на термоакустический эффект И его применения в науке и технике. Результаты первых экспериментальных исследований плёночных термофонов можно найти, например, литературе [10, 11, 12]. в Согласно этим исследованиям термофоны широкополосными являются нерезонансными источниками звука, работающими в диапазоне частот от 1,0 до 150 кГц. При непрерывном возбуждении уровни генерируемого термофонами звука могут достигать 100 дБ.

Механическая прочность плёночных термофонов достаточна для практических применений и, кроме того, в отличие от классических термофонов внешние механические вибрации не влияют на их работу.

Структурная схема плёночного термофона представлена на рисунке 1. АЭ термофона – 1 нанесён на верхнюю поверхность подложки – 2, которая в свою очередь закреплена на верхней поверхности несущей пластины – 3.

Плёночный термофон работает следующим образом. При протекании по АЭ - 1 переменного электрического тока на его поверхности возникает тепловое поле. T'_m которого амплитуда температуры изменяется по гармоническому закону. Это в свою очередь приводит к появлению в верхнем полупространстве неоднородной

тепловой волны \dot{k}_{T} , распространяющейся в направлении нормали к поверхности АЭ. Далее за счёт термоакустического эффекта формируется излучающая поверхность I - I, на которой образуется звуковая волна k. Расстояние от поверхности AЭ до излучающей поверхности равно толщине теплового пограничного слоя $\delta_T = \sqrt{2a/\omega}$, коэффициент $a = \chi / \rho C_p$ температуропроводности, χ – коэффициент теплопроводности, ρ – плотность, $C_{\rm p}$ удельная теплоёмкость газа.



Рисунок 1. Структурная схема плёночного термофона: 1 – АЭ; 2 – подложка; 3 – несущая пластина; $\overset{1}{k}_{T}$ – неоднородная тепловая волна; δ_{T} – толщина теплового пограничного слоя; $\overset{1}{k}$ – звуковая волна, излучаемая термофоном; I - I – поверхность излучения звука; T'_{m} – амплитуда переменной температуры поверхности АЭ

Активные элементы плёночных термофонов обычно формируются в виде очень тонких электропроводящих слоёв, для изготовления которых чаще всего используются металлы и металлические сплавы. Толщина АЭ может составлять от 30 нм до 1,0 мкм.

Примеры излучающих форм поверхностей плёночных термофонов показаны рисунке 2. Термофоны на в НИЛ кафедры физики изготовлены СПбГМТУ методом напыления металла на поверхность диэлектрической пластины. Для формирования АЭ использовался титан [13-16].

Геометрические параметры АЭ плёночных термофонов, показанных на рисунок 2, представлены в таблице.



Рисунок 2. Изображения активных элементов плёночных термофонов

Для повышения акустической эффективности термофона между его АЭ и механической поверхностью основы рекомендуется вводить теплоизоляционный слой – подложку (см. рисунок 1). При подложек чаще всего изготовлении используют пористый кремний или пористые полимеры. Недостаток пористых подложек в том, что теплофизические параметры вещества различных подложек, изготовленных из одного и того же материала, могут сильно отличаться. На современном этапе развития термофонов было решено отказаться от подложек и АЭ формировать непосредственно на поверхности несущей пластины [13-16].

Таблица. Геометрические параметры АЭ плёночных термофонов, показанных на рисунке 2

Параметр	Рисунок Рисунок.	Рисунок.	
Парамстр	4a	4б	4в
Длина АЭ, мм	327,0	644,0	634,0
Ширина АЭ, мм	4,0	2,0	1,5
Расстояние между	1.0	0.5	0,8
витками d, мм	1,0	0,5	
Длина			
излучающей	40.0	40.0	
области	40,0	40,0	—
2А, мм			
Ширина			
излучающей	30.0	30.0	
области	39,0	39,0	—
2В, мм			
Эквивалентный			
радиус			
излучающей	20,0	20,0	20,1
поверхности <i>r</i> ₀ ,			
MM			

Несущая пластина плёночного термофона обеспечивает ему необходимую механическую прочность. Кроме того. пластина обеспечивает отвод излишков AЭ стабилизируя тепла ОТ работу термофона. Площадь несущей поверхности пластины лелают достаточной лля излучающей формирования ней на термофона. наших поверхности В работах [13-16] для изготовления несущих пластин использовались слоистые пластики.

3 Способы возбуждения термофонов

В настоящее время можно выделить два основных способа электрического возбуждения термофонов [1-3]:

1) через АЭ термофона одновременно текут постоянный электрический ток I_0 и переменный ток с амплитудой I_m . Если $I_0 >> I_m$, то излучаемая звуковая волна имеет частоту f, соответствующую частоте постоянного тока.

2) через АЭ термофона течёт только переменный электрический ток с амплитудой $I_{\rm m}$ и частотой f. Тогда излучаемая термофоном звуковая волна имеет частоту 2f.

Первый способ возбуждения широко применялся в случаях генерации звуковых волн классическими термофонами, когда они использовались в установках для воспроизведения единицы звукового давления [1, 3]. Отметим, что если I_0 и I_m величины одинакового порядка, то в спектре излучения термофона имеются звуковые волны с частотами f и 2f.

Второй способ более простой с точки зрения технической реализации широко используется в настоящее время при экспериментальных исследованиях акустических параметров плёночных Такие термофонов. испытания обычно проводят В режиме непрерывного возбуждения термофона. Очевидно, при обоих способах возбуждения возможна генерация звуковых импульсов. Например, при возбуждении термофонов радиоимпульсами.

4 Амплитуда переменной температуры поверхности активного элемента

Если плёночный термофон представить в виде системы тонких бесконечных слоёв, внешние поверхности которой контактируют с теплопроводными средами, а АЭ в виде бесконечного очень тонкого слоя с внутренним источником тепла, то можно составить одномерное уравнение теплового баланса. Решая это уравнение для случая непрерывного возбуждения, при котором через АЭ течёт только переменный ток, в работе [17] получено выражение, позволяющее рассчитать значение амплитуды переменной температуры поверхности АЭ

$$T'_{m} = \frac{q_{e}}{\sqrt{\omega \left(K_{H1} + K_{H3}\right)^{2} + \left(\omega\varepsilon\right)^{2}}}$$
(1)

где $q_e = p_e/S$ – удельная пиковая мощность тепловыделения АЭ; $p_e = R_e I_m^2$ – мощность, термофоном; потребляемая R_e электрическое сопротивление АЭ; *I*_m – амплитуда переменного тока, S – площадь боковой поверхности АЭ; $K_{H1} = \sqrt{\chi_1 \rho_1 C_{p1}}$; $K_{H3} = \sqrt{\chi_3 \, \rho_3 C_{p3}}; \ \varepsilon = \rho_2 C_{p2} h$ – теплоёмкость единицы площади АЭ толщиной h; ρ_2 , C_{p2} – плотность vлельная соответственно И теплоёмкость вещества, которого ИЗ изготовлен АЭ.

Из формулы (1) хорошо видно насколько чтобы толщина AЭ была важно, случае излучения звука минимальной. В газообразную термофоном В среду, выражение (1) может быть упрощено. Например, если термофон излучает звук в воздух, а его несущая пластина изготовлена термодинамические из гетинакса. то параметры термофона $K_{\rm H1} = 5.7 \ {\rm Bt/m^2 Kc^{0.5}}$ и $K_{\rm H3} = 660 \ {\rm Bt/m^2 Kc^{0.5}}$. Таким образом, в случае, когда верхнее полупространство заполнено газом, выполняется неравенство *К*_{H1} << *К*_{H3}. Потерями тепла в верхнюю среду можно пренебречь и выражение (2) упрощается и принимает вид

$$T'_{m} = \frac{q_{e}}{\sqrt{\omega K_{H3}^{2} + (\omega \varepsilon)^{2}}}$$
(2)

5 Амплитуда колебательной скорости в плоскости излучающей поверхности термофона

Следствие появления на поверхности АЭ переменной температуры $T'_m(f)$ является возбуждение в верхнем полупространстве (см. рисунок 1) неоднородной тепловой волны

$$T' = T'_{m} \cdot \exp\left(-\frac{x}{\delta_{T}}\right) \cdot \exp\left(\omega t - \frac{x}{\delta_{T}}\right)$$
(3)

Появление тепловой волны (3) в газе приводит к периодическим изменениям его параметров. Используя акустических теоретическое описание термоакустического эффекта [4] после преобразования получим формулу для расчёта колебательной *k* . скорости звуковой волны излучающей зарождающейся на поверхности. Таким образом, формула для расчёта амплитуды колебательной скорости имеет вид

$$U_{01} = \sqrt{a_1 \omega} \beta_{\nu 1} T'_m, \tag{4}$$

где a_1 — коэффициент температуропроводности газа, $\beta_V = 1/273, 15 \text{ K} = 3,66 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ — коэффициент теплового объёмного расширения газа.

Отметим, что величина U_{01} постоянна по всей излучающей поверхности термофона. Это позволяет отнести плёночные термофоны к классу поршневых источников звука.

Из формулы (4) можно сделать следующий вывод. Физические параметры газа, входящего в выражение (4), мало изменяются при замене воздуха каким-либо другим газом. Следовательно, увеличение акустической эффективности плёночных термофонов в первую очередь связано с мероприятиями, направленными на увеличение амплитуды переменной температуры T'_m поверхности АЭ (см. выражение (1) и (2)).

6 Звуковое давление в свободной среде

Согласно стандартной методике измерения акустических параметров звука источников оценки для ИХ акустической эффективности измеряется звуковое давление заданной В точке, находящейся на центральной оси источника звука. При этом предполагается, что излучатель создаёт акустическое поле в бесконечном полупространстве.

При проведении расчётов акустических параметров плёночных термофонов мы полагаем, что амплитуда колебательной скорости постоянна по всей поверхности источника звука. Это позволяет излучающую поверхность термофона рассматривать как плоский поршневой источник звука, находящийся в жёстком акустическом экране. Методика расчёта параметров таких источников звука хорошо известна [18, 19]. Это позволяет сразу записать распределение амплитуды звукового давления вдоль центральной оси термофона в следующем виде

$$p_1(x) = 2U_{01} \rho c \left| \sin\left(\frac{k\alpha_1}{2}\right) \right|$$
(5)

где $\alpha_1 = \sqrt{(x - \lambda_{T1})^2 + r_0^2} - x$, r_0 – радиус эквивалентной излучающей поверхности, $\lambda_{T1} = 2\pi\delta_T$ – длина тепловой волны в среде, в которую излучается звуковая волна.

Величину эквивалентного радиуса излучающей поверхности находим ИЗ следующих соображений. Будем считать, что в общем случае излучающая звук поверхность термофона, представленного на рисунке 2а, имеет прямоугольную форму. Геометрические размеры излучающей области можно записать в виде: длина $2A_1 = 2A + \lambda_{T1}$; ширина $2B_1 = 2B + \lambda_{T1}$, где λ_{T1} – длина тепловой волны в среде, в которую излучается звук. Если отношение $A_1/B_1 \le 1,2,$ то прямоугольный поршневой источник звука может быть заменён эквивалентным ему круглым источником, имеющим эквивалентный радиус $r_0 = \sqrt{2A_1 \cdot 2B_1/\pi}$. Нетрудно показать, что учёт в этих расчётах длины тепловой волны λ_T актуален только на низких частотах.

Для того чтобы наличие разрывов между проводниками не приводило к нарушению однородного распределения амплитуды колебательной скорости источника звука, на высоких частотах должно выполняться неравенство $d < \lambda_{T1}$, где d – расстояние между кромками параллельных проводников (см. рисунок 2).

7 Результаты измерений и расчётов параметров термофона

В процессе измерений была реализована стандартная методика контроля параметров звука (ГОСТ 12.1.024). источников Основное отличие от стандартной методики калибровки микрофонов в том, что срезы измерительных микрофонов находились на расстоянии $x_0 = 50,0$ MM от центра излучающей поверхности исследуемого термофона. Кроме того, в состав стенда дополнительно были введены электронные термометры для измерения статических значений температуры воздуха в камере T₀ и температуры поверхности АЭ термофона *T*_n.

Опыт экспериментальных исследований плёночных термофонов позволяется сделать что вывод. испытания плёночных термофонов необходимо начинать С измерений ИХ «амплитудных» характеристик. Это обусловлено необходимостью уточнения значений теплофизических параметров вещества несущих пластин, на поверхностях которых нанесены АЭ. Речь здесь идет о расчётной значений термодинамического оценки параметра K_{H3}, входящего в формулу (1) и (2), которые используются для определения амплитуды величины переменной температуры поверхности Т' АЭ.

Рассмотрим это на примере несущей пластины, изготовленной из гетинакса. В справочной литературе значения физических параметров гетинакса, входящие в расчётную формулу $K_{\rm H3}$, всегда даются в некотором интервале. Если взять значения физических параметров, соответствующих средним значениям этих интервалов, то получим расчётное значение $K_{\rm H3} = 930 \, {\rm Bt/m^2Kc^{0.5}}$.

Зависимость амплитуды давления на центральной оси плёночного термофона от мощности, потребляемой его АЭ, показана на рисунке 3. Несущая пластина изготовлена из гетинакса. Измерения проводились на частоте 8,5 кГц. На этой частоте для исследуемого термофона выполняется условие $\omega K_{H3}^2 >> (\omega \varepsilon)^2$ и формула (2) принимает вид

$$T'_m = \frac{q_e}{\sqrt{\omega} K_{H3}}.$$
 (6)

Значение T'_m получаем пересчётом формул (4) и (5), тогда из выражения (6) имеем $K_{\rm H3} = 660 \text{ Bt/m}^2 \text{Kc}^{0.5}$. Испытания других плёночных термофонов, несущие пластины которых были изготовлены на пластинах, взятых из того же листа гетинакса дают $K_{\rm H3} = (660 \pm 20) \text{ Bt/m}^2 \text{Kc}^{0.5}$.

Если теперь экспериментальное значение параметра $K_{\rm H3}$ использовать для расчёта амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) плёночных термофонов, то получим хорошее совпадение результатов расчёта и измерений.



Рисунок 3. Зависимость амплитуды звукового давления от мощности, потребляемой термофоном, несущая пластина которого изготовлена из гетинакса. Перспективным направлением исследования является использование термофонов в качестве источников излучения звука в жидкостях.

С точки зрения физики процессы распространения звуковых волны в газах и жидкостях не отличаются. Поэтому достаточно проверить формулы (1), (4) и (5) для случая излучения звука пленочного термофона в жидкость.

предварительной Для оценки акустических параметров термофонов в качестве жидкостей выбраны вода (Кн1 = 1584 Вт/(m^2 Kc^{0,5}) и керосин ($K_{\rm H1}$ = 456 $BT/(M^2Kc^{0,5}).$ Такой выбор обусловлен прежде всего отсутствием электропроводности жидкостей этих И значительным различием (в 3,5 раза) у них коэффициентов *K*_{H1}.

АЧХ плёночного термофона, геометрия АЭ которого представлена на рисунке 2а, погружённого в керосин, воду и воздух ($K_{\rm H1}$ = 5,5 BT/(${\rm m}^2{\rm Kc}^{0,5}$), соответственно, показано на рис. 4. [21,22]. Видно, что уровни звукового излучения монотонно возрастают.





На частотах выше 8,0 кГц уровни звука достигают значения L = 47 дБ, которое при дальнейшем увеличении частоты практически не изменяется.

Следует отметить, что использование термофона в обычной воде невозможна ввиду ее электропроводности. В этом случае необходимо разрабатывать специальные термофоны, гидроизолированные от проводящей жидкости за счёт иммерсионной жидкости. В природе существует множество жидкостей, являющихся электроизоляторами. Для этой цели могут быть использованы электроизоляционные жидкости 132-12Д и ПЭС-3Д, широко используемые при производстве электроакустических преобразователей и гидроакустической аппаратуры.

8 Заключение

1. Разработанные пленочные термофоны различной формы без теплоизолирующей подложки обладают равномерными, воспроизводимыми акустическими характеристиками, которые можно прогнозировать путем расчета, зная теплофизические константы используемых материалов конструкции термофонов.

2. Учитывая уникальные технические характеристики, плёночные термофоны могут быть использованы В качестве нерезонансных источников звука поршневого типа как для проведения научных исследований, так и для создания технических устройств различного назначения.

3. Термофоны могут успешно использоваться качестве В источников излучения звука в непроводящих жидкостях. Акустическая эффективность возбуждения звуковых волн термофонами В непроводящих жидкостях выше, чем в воздухе на 6 дБ для воды и на 20 дБ для керосина.

4. При использовании термофона для проведения гидроакустических измерений плёночный термофон должен быть изолирован от проводящей жидкости за счёт иммерсионной жидкости.

Список использованных источников

[1] Беранек Л. Акустические измерения / Л. Беранек. – М.: ИЛ, 1952. - С. 626.

[2] Arnold H. D. The Thermophone as a Precision Source of Sound / H. D. Arnold, I. B. Crandall // Phys. Rev. - 1917. - P. 22–38.

[3] Wente E. C. The Thermophone / E. C. Wente // Phys. Rev. - 1922. - P. 333-345.

[4] Ландау Л. Д. Теоретическая физика. Том VI. Гидродинамика / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц – М.: Наука, 1986. – С. 736.

[5] Легуша Ф. Ф. Излучение звука поверхностью, температура которой изменяется по гармоническому закону / Ф. Ф. Легуша, К. В. Невеселова // Тр. ХХІV сессии РАО. Физическая акустика. – М.: ГЕОС, 2011. – С. 83-86.

[6] Васильев Б. П. Излучение звука плоской проводящей поверхностью под действием переменного тока / Б. П. Васильев, Ф. Ф. Легуша, К. В. Невеселова // Тр. XXV сессии РАО. Физическая акустика. – М.: ГЕОС, 2012. – С. 74-77.

[7] Легуша Ф. Ф. Исследование процессов излучения звука термофоном / Ф. Ф. Легуша, К. В. Невеселова // Сборник НИР студентов и аспирантов в области физических наук. - М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2012. – С. 43-47.

[8] Васильев Б. П. Термоакустические излучатели низкочастотного звука и их применение в акустике / Б. П. Васильев, Ф. Ф. Легуша, К. В. Невеселова // XXVII сессия РАО, посвящ. памяти учёных-акустиков «Крыловского ГНЦ» А. В. Смольякова и В. И. Попкова. - СПб, 2014.

[9] Васильев Б. П. Термоакустические источники звука на основе плоских проволочных структур / Б. П. Васильев, К. В. Невеселова. - СПб.: Морские интеллектуальные технологии (МИТ). - 2015 - № 4 (30). – Т. 1. – С. 65-71.

[10] Shinoda H. Thermally induced ultrasonic emission from porous silicon / H. Shinoda, T. Nakajima, K. Ueno, N. Koshida // Nature. – 1999. - Vol. 400. – P. 853-855.

[11] Niskanen A. O. Suspended Metal Wire Array as a Thermoacoustic Sound Source / A. O. Niskanen, J. Hassel, L. Gronberg, P. Helisto // J. Appl. Phys. Lett. – 2009. - Vol. 95. – Issue 16. – P. 163102.

[12] Chitnis G. A thermophone on porous polymeric substrate / G. Chitnis, A. Kim, S. H. Song, A. M. Jessop, J. S. Bolton // Birck and NCN Publications. - 2012. - P. 1160.

[13] Легуша Ф. Ф. Широкополосные термоакустические источники звука – термофоны / Ф. Ф. Легуша, К. В. Невеселова - СПб.: МИТ. – 2014. - № 3 (25). - Т. 1. - С. 71-77.

[14] Легуша Ф. Ф. Экспериментальные исследования современных термофонов / Ф. Ф. Легуша, К. В. Невеселова. - СПб.: МИТ. - 2015-№ 4(30). - Т. 1. - С. 60-65.

[15] Васильев Б. П. Экспериментальные исследования плёночных термофонов / Б. П. Васильев, Ф. Ф. Легуша, К. В. Разрезова, Г. В. Чижов. - СПб.: МИТ. – 2016. - № 4 (34). - Т. 1. -С. 118-123.

[16] Vasiliev B. P. Active elements of film sources of sound-thermophones / B. P. Vasiliev, F. F. Legusha, K. V. Razrezova, G. V. Chizhov // 13th International Conference on Films and Coatings. J. Phys. - 2017. - Conf. Ser. 857 012051.

[17] Невеселова К. В. Расчёт амплитуды переменной температуры активного элемента термофона / К. В. Невеселова - СПб.: МИТ. – 2014. - № 4 (26). - Т. 1. С. 110-115.

[18] Ржевкин С. Н. Курс лекций по теории звука / С. Н. Ржевкин – М.: Изд. МГУ, 1960. – 338 с.

[19] Скучик Е. Основы акустики / Е. Скучик. – М.: Мир, 1976 - Т. 2. – 548 с.

[20] Aliev A. E. Baughman R.H. Underwater Sound Generation Using Carbon Nanotube Projectors / A. E. Aliev, M. D. Lima, S. Fang // Nano Lett. - 2010. – Vol. 10. - № 7. – P. 2374-2380.

[21] Легуша Ф. Ф. Термоакустический эффект в жидкой среде / Ф. Ф. Легуша, С. И. Пугачёв, К. В. Разрезова, И. М. Старобинец // Тр. XIV ВНПК «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики». - СПб.: Нестор-История, 2018.

[22] Васильев Б. П. Генерация звуковых волн пленочным термофоном в жидкость / Б. П. Васильев, Ф. Ф. Легуша, С. И. Пугачёв, К. В. Разрезова, И. М. Старобинец. - СПб.: МИТ. – 2018. - № 2 (40). -Т. 1. - С. 104-108.

RESEARCHES OF PROCESSES OF GENERATION OF SOUND WAVES BY FILM THERMOPHONES

This work is of a survey nature based on the results of studies of the processes of sound emission in gases and liquids by thermo-acoustic film sources - thermophones. The purpose of the article is to show the features of the calculation, operation and determination of the main acoustic characteristics of thermophones, ways to increase the efficiency of their radiation and directions of possible practical application.

The basic relations and formulas are presented, the calculation of which is confirmed by the experimental results carried out, analyzed ways to excite and improve the effectiveness of thermophones.

Film thermophones of various shapes without a thermally insulating substrate have uniform, reproducible acoustic characteristics, which can be predicted by calculation, knowing the thermal-physical constants of the materials used for the construction of thermophones. As the active elements of guns are used for a thin film formed by the vacuum deposition of metals on surfaces of bearing plates made of polymer materials. When passing through the active element of an alternating electric current with a frequency f, an acoustic wave is emitted at a doubled frequency of 2f. Film thermophone are the only sources of sound emitting surface which meets the definition of a piston radiator. Thermopane work in the frequency range from 1.0 to 150 kHz.

A promising direction of research is the use of thermophones as sources of radiation of sound in a liquid medium. The results of a study of the radiation of a film thermophone in two liquids (distilled water and kerosene) are presented. Compared to radiation to air, radiation to kerosene, for example, is about 20 dB higher.

Key words: Thermoacoustic effect; thermophone; alternating electric current; alternating temperature; heat wave; sound wave; broadband sound source; piston sound source; radiation in a liquid

References

[1] Beranek, L. (1952), Acoustic measurements, IL, Moscow, Russia, pp. 626

[2] Arnold H.D. and Crandall, I.B. (1917), *The Thermophone as a Precision Source of Sound*, Phys. Rev., pp. 22–38.

[3] Wente, E. C. (1922), *The thermophone*, Phys. Rev., pp. 333-345.

[4] Landau L. D. and Lifshits, E. M. (1986), "Theoretical physics. Hydrodynamics", Nauka, vol. 6, pp. 736.

[5] Legusha, F. F. and Neveselova, K. V. "Radiation of sound by a surface whose temperature varies according to a harmonic law", *Proceedings of the XXV session of RAO. Physical acoustics*. M.: GEOS, 2011, pp. 83-86.

[6] Vasiliev B. P., Legusha F.F., Neveselova K.V. Radiation of sound by a plane conducting surface under the influence of alternating currnt, *Proceedings of the XXV session of RAO. Physical acoustics, GEOS*, 2012, Moscow, Russia, pp. 74-77.

[7] Legusha, F. F. and Neveselova, K. V. (2012), *Investigation of sound radiation processes by a thermophone Investigation radiation processes by a thermophone of sound*, MSTU N.E. Bauman, Moscow, Russia, pp. 43-47.

[8] Vasiliev, B. P., Legusha, F. F. and Neveselova K. V. "Thermoacoustic emitters of low-frequency sound and their application in acoustics", *Proceedings of the XXVII session of RAO, ded. memory of scientists-acousticians "Krylovsky SSC" A.V. Smolyakova and V.I. Popkov*, 2014, St. Petersburg, Russia.

[9] Vasiliev, B. P. and Neveselova, K. V. (2015), "Thermoacoustic sources of a sound on the basis of flat wire structures", *Marin intellectual technologies*, vol. 1, no. 4, issue 30, pp. 65-71.

[10] Shinoda, H., Nakajima, T., Ueno, K. and Koshida, N. (1999), "Thermally induced ultrasonic emission from porous silicon", *Nature*, vol. 400, pp. 853-855.

[11] Niskanen, A. O., Hassel, J., Gronberg, L. and Helisto, P. (2009), "Suspended metal wire array as a thermoacoustic sound source". J. Appl. Phys. Lett., vol. 95, Issue 16, p. 163102-1-163102-3.

Boris P. Vasiliev, Fedor F. Legusha, Kseniya V. Razrezova

State marine technical university of Saint-Petersburg 3, Lotsmanskaya Str., St. Petersburg, Russian Federation 190121 bp_vas@mail.ru,

> legusha@smtu.ru, kv neveselova@mail.ru

[12] Chitnis, G., Kim, A., Song, S.H., Jessop, A.M. and Bolton, J.S. (2012), A thermophone on porous polymeric substrate, Birck and NCN Publications, P. 1160.

[13] Legusha F.F. and Neveselova, K.V. (2014), "Broadband thermoacoustic sources of a sound – thermophone", *Marin intellectual technologies*, vol. 1, no. 3, issue 25, pp. 71-77.

[14] Legusha, F.F. and Neveselova, K.V. (2015), "Experimental investigations on modern thermophones", *Marin intellectual technologies*, vol. 1, no. 4, issue 30, pp. 60-65.

[15] Vasiliev, B.P., Legusha, F.F. and Razrezova, K.V. (2016), "Experimental investigations on film thermophones", *Marin intellectual technologies*, vol. 1, no. 4, issue 34, pp. 118-123.

[16] Vasiliev, B.P., Legusha, F.F., Razrezova, K.V. and Chizhov, G.V. (2017), "Active elements of film sources of sound-thermophones", *13th International Conference on Films and Coatings*, J. Phys.: Conf. Ser. 857 012051, vol. 857, St. Petersburg, Russia, 18-20 April, 2017.

[17] Neveselova, K.V. (2014), "Calculation of time dependent temperature amplitude of the thermophone active element", *Marin intellectual technologies*, vol. 1, no. 4 issue 26, pp. 110-115.

[18] Rzhevkin, S.N. (1960), Course of lectures on the theory of sound, Pabl. MSU, Moscow, Russia, 338 p.

[19] Skudrzyk, E. (1976), "The foundation of acoustics", World, Moscow, Russia, vol. 2, 548 p.

[20] Aliev, A.E., Lima, M.D., Fang, S. and Baughman, R.H. (2010), "Underwater Sound Generation Using Carbon Nanotube Projectors", *Nano Lett.*, no. 10, issue 7, pp. 2374-2380.

[21] Legusha, F.F., Pugachev, S.I., Razrezova, K.V. and Starobinec, I.M. (2018), *Thermoacoustic effect in the liquid medium*, Nestor-History, St. Petersburg, Russia.

[22] Vasiliev, B.P., Legusha, F.F., Pugachev, S.I., Razrezova, K.V., and Starobinets, I.M. (2018), "Generation of sound waves by film thermophone into a liquid", *MIT*, St. Petersburg, Russia, vol. 1, no. 2, issue 40, p. 104-108.

DOI: 10.18287/2409-4579-2018-4-4-37-41 УДК 629.12

Н.В. Волкова, В.И. Голованов

ФГУП «Крыловский государственный научный центр», Московское шоссе, 44, г. Санкт-Петербург, Российская Федерация, 196158 wolfnvl@bmail.ru

ЧАСТОТЫ СВОБОДНЫХ КОЛЕБАНИЙ АМОРТИЗИРОВАННЫХ РОТОРНЫХ МЕХАНИЗМОВ

Известны методы расчета частот свободных колебаний амортизированных механизмов, рассматриваемых как абсолютно твердые тела. Однако многие механизмы содержат в своем составе роторы, которые связаны с корпусом механизма только с помощью подшипников и могут вращаться с достаточно большой угловой скоростью, что приводит к необходимости учета при определении частот свободных колебаний механизма на амортизации гироскопического эффекта. Для решения этой задачи использовались система уравнений связанных свободных поворотных колебаний. В результате получено, что роторные амортизированные механизмы имеют два спектра частот свободных колебаний (в рабочем и нерабочем состоянии). Оба спектра должны учитываться при определении прочностных характеристик.

А.А. Иголкин

Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева Московское шоссе, 34, г. Самара, Российская Федерация, 443086 igolkin97@gmail.com

Ключевые слова: Колебания свободные; механизмы роторные; амортизатор; частота

Метолы расчета частот свободных колебаний амортизированных механизмов, рассматриваемых как абсолютно твердые тела, достаточно полно описаны в 3]. -При литературе [1 этом, не останавливаясь детально на рассмотрении этих работ, в них рассмотрены акустические аспекты, связанные с вращением роторных частей этих механизмов и их взаимодействием со статорными частями [1], вопросы внутренней И внешней виброизоляции [2], динамики конструкции несущих рам, течение рабочих сред в неподвижных элементах И системах роторных машин.

Однако многие механизмы содержат в своем составе роторы, которые связаны с корпусом механизма только с помощью подшипников и могут вращаться с достаточно большой угловой скоростью.

Существование таких элементов необходимости приводит учета В при определении частот свободных колебаний амортизации механизма на гироскопического эффекта, обусловленного вращающимися элементами, и слабой связи корпусом между ЭТИМИ элементами И механизма, что ранее не делалось. Для оценки влияния гироскопического эффекта рассмотрим следующую схему, представленную на рисунке 1.



Рисунок 1. Схема вращающегося ротора в амортизированных подшипниках

Жесткий диск жестко закреплен на валу, который вращается с постоянной угловой скоростью ω В подшипниках, установленных на одинаковые амортизаторы. Центр тяжести всей системы расположен в центре диска точка 0. Главные центральные моменты инерции системы следующие: экваториальный I_{κ} (относительно оси, совпадающей с диаметром диска) полярный I_p И (относительно оси, перпендикулярной плоскости диска).

Для простоты рассмотрим только поворотные колебания такой системы вокруг осей Y и Z. Система уравнений связанных свободных поворотных колебаний такой системы в соответствии с [2] может быть записана в виде:

$$\left\{I_{\kappa}\cdot\ddot{\theta}_{y}-I_{p}\cdot\omega\cdot\dot{\theta}_{z}=-2\cdot\mathcal{C}_{z}\cdot\mathcal{L}^{2}\cdot\theta_{y}\right| \quad (1)$$

где θ_y, θ_z - повороты оси вращения относительно осей Y и Z соответственно; C_y, C_z - жесткости амортизаторов в направлениях Y и Z соответственно; L - расстояние от центра тяжести системы до точек крепления амортизаторов; ω - постоянная угловая скорость вращения диска.

Точка означает дифференцирование по времени.

Решение системы (1) ищется в следующем виде:

$$\theta_{\rm v} = A \cdot \sin {\rm pt}, \ \theta_{\rm z} = B \cdot \cos {\rm pt}.$$
 (2)

 $\langle \mathbf{n} \rangle$

С учетом этого уравнение для определения собственных частот системы принимает вид

$$(2 \cdot C_z \cdot L^2 - I_\kappa \cdot p^2) \cdot (2 \cdot C_y \cdot L^2 - I_\kappa \cdot p^2) - (I_p \cdot \omega \cdot p)^2 = 0$$
(3)

Решения этого уравнения, т.е. значения собственных частот имеют следующий вид

$$p^{2} = \frac{\omega_{1}^{2} + \omega_{2}^{2}}{2} + \frac{1}{2} \left(\frac{l_{p}}{l_{K}}\omega\right)^{2} \pm \sqrt{\left[\frac{\omega_{1}^{2} + \omega_{2}^{2}}{2} + \frac{1}{2} \left(\frac{l_{p}}{l_{K}}\omega\right)^{2}\right]^{2} - \omega_{1}^{2}\omega_{2}^{2}} \qquad (4)$$

Здесь использованы следующие обозначения:

$$\omega_1^2 = \frac{2 \cdot C_z \cdot L^2}{I_\kappa}, \quad \omega_2^2 = \frac{2 \cdot C_y \cdot L^2}{I_\kappa}$$
(5)

Как видно, это значения частот свободных поворотных колебаний невращающегося диска вокруг осей Y и Z.

На рисунке 2 представлены зависимости отношений $p_1 \omega_1 u p_2 \omega_1$ от величины $\left(\frac{l_p}{l_\kappa} \cdot \frac{\omega_1}{\omega_2}\right)$ для некоторых соотношений $\frac{\omega_2}{\omega_1}$.



Рисунок 2. Зависимости собственных частот от параметров системы

Анализ выражений (1) и (4) и кривых рисунка 2 позволяет сделать следующие выводы:

1. Даже в такой упрощенной схеме поворотные колебания вокруг взаимно перпендикулярных осей, не совпадающих с осью вращения, являются взаимно связанными.

2. Все точки вала движутся по траекториям, имеющим форму эллипса, уравнение которого имеет вид:

$$\frac{1}{C} \cdot \left[\frac{y^2}{x^2} + \frac{z^2}{x^2 \cdot \left(\frac{I_K \cdot p^2 - 2C_Z \cdot L^2}{I_p \cdot \omega \cdot p} \right)^2} \right] = 1 , \quad (6)$$

где: x – координата точки вала; C – произвольная постоянная.

3. Даже свободно подвешенная в пространстве такая система имеет не равную нулю частоту свободных колебаний — частоту, которая является частотой свободной прецессии [5]:

$$p_c = \frac{I_p \cdot \omega}{I_\kappa}.$$
(7)

4. Влияние гироскопического эффекта сильнее сказывается, чем больше тем частота вращения ротора и чем меньше жесткость амортизации.

Выведенные соотношения справедливы не только для отдельного ротора, но и для механизма, так как приведенные рассуждения от этого не изменяются. Только в этом случае за величину экваториальных моментов инерции следует принимать моменты инерции всего механизма относительно осей У и Z, проходящих через центр тяжести механизма, а за величину полярного момента инерции – полярный момент инерции всего механизма.

Влияние вращающихся элементов, связанных с корпусом механизма с помощью подшипников, учитывается при рассмотрении поворотных колебаний механизма относительно оси вращения (рисунок 3). При этом, вследствие малости сил трения в подшипниках [6], можно считать, что в колебательном процессе практически участвует лишь корпус механизма.



Уравнение малых поворотных колебаний такого механизма, установленного на четыре амортизатора, будет одинаковых иметь следующий вид

(7)

 $I_x^{\kappa} \cdot \ddot{\theta}_x + 4C_z \cdot L^2 \cdot \theta_x = 0$ (/) где: I_x^{κ} - момент инерции корпуса механизма относительно оси X; θ_x - угол C_z жесткость поворота корпуса; амортизатора в направлении оси Z; L отстояние амортизаторов от центра тяжести.

С учетом этих факторов система дифференциальных уравнений, описывающих малые свободные колебания амортизированного механизма, будет иметь следующий вид

$$\begin{split} M \cdot \ddot{X} + X \cdot \sum_{i} C_{xi} - \theta_{z} \cdot \sum_{i} C_{xi} \cdot y_{i} + \theta_{y} \cdot \sum_{i} C_{xi} \cdot z_{i} = 0 \\ M \cdot \ddot{Y} + Y \cdot \sum_{i} C_{yi} - \theta_{x} \cdot \sum_{i} C_{yi} \cdot z_{i} + \theta_{z} \cdot \sum_{i} C_{yi} \cdot x_{i} = 0 \\ M \cdot \ddot{Z} + Z \cdot \sum_{i} C_{zi} - \theta_{y} \cdot \sum_{i} C_{zi} \cdot x_{i} + \theta_{x} \cdot \sum_{i} C_{zi} \cdot y_{i} = 0 \\ I_{x}^{\kappa} \cdot \ddot{\theta}_{x} + \theta_{x} \cdot \sum_{i} (C_{yi} \cdot z_{i}^{2} + C_{zi} \cdot y_{i}^{2}) - Y \cdot \sum_{i} C_{yi} \cdot z_{i} + \\ + Z \cdot \sum_{i} C_{zi} \cdot y_{i} - \theta_{z} \cdot \sum_{i} C_{yi} \cdot z_{i} \cdot x_{i} - \theta_{y} \cdot \sum_{i} C_{zi} \cdot x_{i} \cdot y_{i} \\ (I_{y}^{\kappa} + I_{y}^{p}) \cdot \ddot{\theta}_{y} - I_{x}^{p} \cdot \omega \cdot \dot{\theta}_{z} + \theta_{y} \cdot \sum_{i} (C_{zi} \cdot x_{i}^{2} + C_{xi} \cdot z_{i}^{2}) - Z \cdot \sum_{i} C_{zi} \cdot x_{i} + \\ + X \cdot \sum_{i} C_{xi} \cdot z_{i} - \theta_{x} \cdot \sum_{i} C_{zi} \cdot x_{i} \cdot y_{i} - \theta_{z} \cdot \sum_{i} C_{xi} \cdot y_{i} \cdot z_{i} \\ (I_{z}^{\kappa} + I_{z}^{p}) \cdot \ddot{\theta}_{z} - I_{x}^{p} \cdot \omega \cdot \dot{\theta}_{y} + \theta_{z} \cdot \sum_{i} (C_{xi} \cdot y_{i}^{2} + C_{yi} \cdot x_{i}^{2}) - X \cdot \sum_{i} C_{xi} \cdot y_{i} + (\mathbf{8}) \end{split}$$

где $M, I_{x}^{\kappa}, I_{y}^{\kappa}, I_{z}^{\kappa}$ - масса механизма и главные центральные моменты инерции его корпуса относительно осей Х, Ү и Z соответственно;

 I_{x}^{p} - полярный момент инерции ротора; $C_{\rm xi}$, $C_{\rm yi}$, $C_{\rm zi}$ - поступательные жесткости *i*-ого амортизатора в направлении осей X, Y и Z соответственно (поворотные жесткости амортизаторов считаются пренебрежимо малыми);

 x_i, y_i, z_i координаты точек присоединения *i*-ого амортизатора; X, Y, Z, θ_x , θ_y , θ_z -

смещения и углы поворота центра тяжести механизма.

Таким образом, роторные амортизированные механизмы имеют два спектра частот свободных колебаний (в рабочем и нерабочем состоянии), причем оба должны учитываться они при определении прочностных характеристик, особенно при достаточно малой жесткости амортизирующего крепления.

Список использованных источников

[1] Беляковский Н. Г. Конструктивная амортизация механизмов, приборов и аппаратуры на судах/ Н. Г. Беляковский. - Л.: Судостроение, 1965. – 524 с.

[2] Найденко О. К. Амортизация судовых двигателей и механизмов / О. К. Найденко, П. П. Петров - Л.: Судпромгиз, 1962. – 196 с.

[3] Гусаров А. Колебания и балансировка роторных систем / А. Гусаров. - М.: Наука, 1974, 112 с.

[4] Тимошенко В. П. Теория колебаний в инженерном деле / В. П. Тимошенко // Государственное научно-техническое издательство. - 1932. - 344 с.

[5] Хайкин С. Э. Физические основы механики / С. Э. Хайкин // М.: Физматгиз,1962. – 772 с.

[6] Камерон А. Теория смазки в инженерном деле / А. Камерон // М.: Машгиз. - 1962. - 296 с.

Natalya V. Volkova, Vladimir I. Golovanov

Krylov State Research Centre 44, Moskovskoe shosse, St.Petersburg, Russian Federation 196158 wolfnvl@bmail.ru

> Aleksandr A. Igolkin Samara University 34, Moskovskoe shosse, Samara, Russian Federation 443086 igolkin97@gmail.com

FREE VIBRATION FREQUENCIES OF DAMPED ROTOR MECHANISM

The influence of the rotating rotor on the free vibration frequencies of the damped mechanism is considered. Under the assumption of absolute rigidity of both the body of the mechanism and its rotor, a system of differential equations for determining the free oscillation frequencies is obtained. The analysis of this system shows that the spectrum of natural frequencies is determined not only by the static characteristics of the mechanism (mass and moments of inertia) and its depreciation, but also by the speed of rotation of the rotor.

Key words: Rotor-type mechanism, free oscillation, frequency, gyroscopic effect

References

[1] Belykovskiy, N.G. (1965), Structural amortization of machineries, devicies and equipmentson thw ships, Sudostroyenie, Leningrad, Russia, 524 p.

- [2] Naydenko, O.K. (1962), *Amortization marine enginies and machineries*, Sudpromgiz, Leningrad, Russia, 196 p.
 - [3] Gusarov, A. (1974), Oscillations and balancing rotor-type of systems, Nauka, 112 p.
 - [4] Timohenko, V.P. (1932), Theory of vibrations in engineering proceedings, SSTP, Moscow, Russia, 344 p.
 - [5] Haykin, S.E. (1962), Basic physics of mechanics, Fismathgiz, Moscow, Russia, 772 p.
 - [6] Cameron, A. (1962), Theory of lubrication in engineering, Mashgiz, Moscow, Russia, 296 p.