

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ОДЕСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ «КИЇВСЬКИЙ
ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ імені ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»

*Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису*

МАНІЧЕВА НАТАЛЯ ВІТАЛІЇВНА

УДК 616-72, 616-74

ДИСЕРТАЦІЯ

**СТРУМИННІ АКУСТИЧНІ ВИПРОМІНЮВАЧІ
ДЛЯ БІОМЕДИЧНОЇ АПАРАТУРИ**

05.11.17 – біологічні та медичні прилади і системи

Подається на здобуття наукового ступеня кандидата технічних наук

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело _____ Н.В. Манічева

Науковий керівник – Дудзінський Юрій Михайлович, доктор фізико-математичних наук, професор

Київ – 2019

АНОТАЦІЯ

Манічева Наталя Віталіївна. Струминні акустичні випромінювачі для біомедичної апаратури. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата технічних наук зі спеціальності 05.11.17 – біологічні та медичні прилади і системи. – Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського» Міністерство освіти і науки України, Київ, 2018.

Дисертація присвячена дослідженню характеристик гідродинамічних випромінювачів (ГДВ) протиточного типу (ПТТ) при гідростатичному тиску, більше за атмосферу, та перспектив їх застосування для біомедичної апаратури (БМА). Також проведено дослідження впливу негармонійних звукових хвиль кінцевої амплітуди на фізико-механічні явища та ефекти, що мають місце в рідинній фазі. Доведено перспективність використання цих фізичних ефектів у БМА відповідного напрямку та деяких харчових й біотехнологіях.

Висвітлено перспективи, науково-технічних задач подальшого розвитку та удосконалення технологій в галузях біологічних, харчових, фармацевтичних виробництв, обслуговування медичних пристроїв та інструментів в процесі їх виробництва та експлуатації. Проаналізовано, чому в сучасній біомедичній інженерії (БМІ) дуже мало використовують звукові та ультразвукові прилади, незважаючи на позитивні ефекти або зручність для користувачів.

Проаналізовані проблеми, які виникають при використанні електроакустичних перетворювачів (ЕАП) на базі магнітострикторів або п'єзокераміки в БМА технологічного призначення: для обробки медичних інструментів та приладів, для емульгування рідинних, або аморфних

середовищ в дистилаті та диспергування твердих матеріалів, підвищення ефективності фармацевтичних та біотехнологій.

Руйнівна ефективність поверхового шару, очищення, емульгування та диспергування більш ефективні з використанням полігармонійних імпульсів з декілька спектральними складовими, випромінюваних струминними ГДВ, у порівнянні з моногармонійними сигналами ЕАП, які мають резонансну амплітудно-частотну характеристику (АЧХ) з високою добротністю. Можливо використовувати один ГДВ замість декількох ЕАП, робочі частоти яких відрізняються у рази або на порядок. Це суттєво впливає на ціну БМА й, як наслідок, на вартість готової продукції.

Показані перспективи застосування в задачах БМІ струминних ГДВ ПТТ, в порівнянні з іншими акустичними перетворювачами. Вони мають перспективи підвищення коефіцієнту корисної дії (ККД) за рахунок підбору відповідних значень тиску в робочій ємності та швидкості потоку рідини. Зручність для користувачів насамперед пов'язана з простотою в експлуатації, їх використання дає можливість обробки великого обсягу робочого продукту з одночасним зменшенням технологічного часу.

Очищення медичного обладнання від механічного забруднення потужними звуковими хвилями дає технологам потенційну можливість зменшення концентрації поверхнево-активних речовин (ПАР) або в перспективі переходити на дистилат. Ці заходи, у свою чергу поліпшують екологію навколишнього середовища, покращують технічну безпеку для працівників, здешевлюють технологічні процеси, зменшують час обробки та вартість готового продукту.

Диспергування та емульгування органічних речовин з використанням струминних ГДВ призводить до зростання активної поверхні дробленої речовини на якій відбуваються безпосередньо самі біохімічні реакції, а також веде до значного зростання часу розшарування емульсійних чи дисперсних сумішей. Це дуже важливо для користувачів,

оскільки зростає строк зберігання на складах сировини для біологічних та фармацевтичних виробництв або готового продукту (мазі, гелі, мікстури, кетчупи, майонез тощо).

У фармацевтичній та харчовій промисловості широко використовується вирощування штамів антибіотиків та дріжджів на парафіні. Від розмірів робочих частинок залежить інтегральна площа поверхні та час технологічного процесу й, як наслідок, вихід готового продукту. Для цього парафіноподібні речовини диспергують у рідині. Механічне перемішування на великих обертах та паровий барботаж не задовольняють вимогам високої дисперсності, тому більш перспективними є струминні ГДВ. В цих пристроях джерелом енергії є насос з відповідними характеристиками, що живиться від електричного двигуна й використовується звичайна електрична мережа. Це забезпечує дешевину обладнання й, відповідно, кінцевого продукту виробництва, пожежну й електричну безпеку, виключає необхідність використовувати високо кваліфікаційний персонал, який має допуск роботи з високою напругою.

Метою роботи є дослідження струминних акустичних перетворювачів (САП) в умовах насиченої кавітації для використання в біомедичних технологіях (БМТ) та підвищення ефективності фізичних процесів, що відбуваються в рідинній фазі.

Для досягнення цієї мети були поставлені й розв'язані наступні наукові задачі: теоретична задача вивчення поглинання негармонійних імпульсів, випромінюваних струминними ГДВ, в наслідок вирішення якої отримана функція питомої поглиненої енергії негармонійних звукових хвиль, проведено оцінку розмірів зони найбільшої ефективності ГДВ; проведені експериментальні дослідження по технологічному застосуванню САП в БМТ, що дозволяє зробити висновок про їх ефективність в задачах очищення медичних інструментів від технологічних та експлуатаційних забруднень, очищення лабораторного скла та лінз від жирових та білкових

відкладень, приготування емульсій та гелів для потреб фармакології, диспергування твердих та емульгування аморфних частинок, гомогенізації натуральних соків та кисломолочних продуктів; розроблено нову методику оцінки кавітаційної міцності суцільного середовища по вимірних значеннях частоти послідовності негармонійних імпульсів та надлишкового тиску в технологічній ванні.

Додаткове поглинання пружних хвиль кінцевої амплітуди може бути пов'язано з різного роду фізико-хімічними процесами, що відбуваються в суцільному середовищі. Виникнення кавітації у рідині істотно зменшує передану через середовище енергію, а це можна інтерпретувати як збільшення згасання звуку, у порівнянні з хвилями малої амплітуди. Поглинена енергія також витрачається на процеси виникнення вторинної кавітації, емульгування нерозчинних одна в одній рідин, диспергування в суцільному середовищі твердих частинок, деполімеризації органічних речовин та ін. Ці явища широко використовуються для пришвидшення перелічених вище технологічних процесів та підвищення якості готової продукції.

Наукова новизна отриманих теоретичних результатів полягає в вирішенні задачі додаткового поглинання негармонійних імпульсів у розбіжній хвилі та оцінки функції просторової щільності потужності, яка поглинена одиницею об'єму робочого середовища. Отримані характеристики інтенсивності звукових хвиль та питомої поглиненої інтенсивності, як функції акустичного тиску, характеристик рідини та відстані від елемента звукоутворення струминного ГДВ. Частина поглиненої в рідині енергії розходжується на збільшення кількості парових та парогазових мікропухирців, що дозволяє на практиці збільшити зону найбільшої активності струминних ГДВ ПТТ.

Наукова новизна отриманих практичних результатів полягає у проведенні експериментальних досліджень акустичних полів коротких

негармонійних імпульсів на відстані, меншій довжини хвилі генерованого ГДВ акустичного сигналу, досліджень акустичних характеристик САП в умовах статичного тиску, вище атмосфери, в технологічному пристрої. За результатами цих досліджень було оцінено розміри області найбільшої активності цих випромінювачів. Ці результати дозволяють розраховувати геометричні параметри біомедичного технологічного встаткування під час конструкторських розробок.

Експериментально досліджено вплив статичного тиску на енергетику та ККД розглянутих ГДВ, що використовуються у БМА. Доведено, що завдяки підвищенню тиску в робочій ємності та відповідної швидкості потоку, можливо в півтори рази збільшити ККД цих пристроїв. Це важливо для поточного виробництва.

Удосконалено математичну модель струминних ГДВ ПТТ для БМТ, що розглядається при гідростатичному тиску до 24 атмосфери включно.

Експериментально досліджені поля поблизу елемента звукоутворення ГДВ ПТТ, що дозволило виявити характер функції ефективності руйнування поверхонь твердих тіл при використанні струминних перетворювачів. Проведені дослідження показали перспективу використання САП для застосування їх у процесах очищення медичних інструментів від технологічних та експлуатаційних відкладень, емульгування, диспергування для біотехнологій та фармакології.

У дисертаційній роботі розглядаються нові учбово-методичні та практичні рекомендації, які впроваджено в навчальний процес в Одеському національному політехнічному університеті. Розроблено лабораторний стенд, який використовується в учбовому процесі для виконання лабораторних робіт студентами, аспірантами, здобувачами та науковими співробітниками ОНПУ в ході проведення наукових досліджень з використанням акустичних технологій в умовах розширеної кавітації при статичному тиску, більше за атмосферу.

Розроблена система комплексних розрахунків акустичних полів для біомедичного встаткування та технологія виготовлення емульсій та гелів з використанням струминних ГДВ ПТТ. Здійснено виробниче випробування результатів досліджень у Військовому-медичному клінічному центрі Південного регіону. Використання результатів дисертаційної роботи дозволило створити експериментальні зразки допоміжного технологічного встаткування.

Ключові слова: амплітудно-частотна характеристика, диспергування, емульгування, нелінійне згасання імпульсів, струминний гідродинамічний випромінювач.

ABSTRACT

Manicheva N.V. Jet Acoustic Radiators for Biomedical Apparatus. – Qualifying scientific work on the rights of the manuscript.

Dissertation for the degree of candidate of technical sciences in specialty 05.11.17 – biological and medical devices and systems. – National Technical University of Ukraine “Igor Sikorskyi Kiev Polytechnic Institute” Ministry of Education and Science of Ukraine, Kyiv, 2018.

The dissertation is devoted to research of characteristics of hydrodynamic radiators (HDR) of countercurrent type at hydrostatic pressure, more than atmosphere, and prospects of their application for biomedical equipment (BME). Also, the study of the influence of non-harmonic sound waves of finite amplitude on the physical and mechanical phenomena and the effects occurring in the liquid phase. Probability of the use of these physical effects in the BME of the corresponding direction and some food and biotechnologies is proved.

The prospects, scientific and technical problems of the further development and improvement of technologies in the branches of biological, food and pharmaceutical industries, maintenance of medical devices and instruments in the process of their production and operation are discussed. It is analyzed why in the modern biomedical engineering (BME) very little use of sound and ultrasound devices, despite the positive effects, or convenience for users.

The problems that arise with the use of electroacoustic transducers (EAT) on the basis of magnetostrictors or piezoceramics in the BME for technological purposes are analyzed: for the treatment of medical instruments and devices, for emulsifying liquid or amorphous media in distillation and dispersion of solid materials, increasing the efficiency of pharmaceutical and biotechnologies.

The destructive effectiveness of the surface layer, purification, emulsification and dispersion is more effective using polarharmonic pulses with

several spectral components emitted by jet HDR compared with mono-harmonic EAT signals having a resonant amplitude-frequency characteristic (AFC) with high Q-factor. It is possible to use one HDR instead of several EATs which operating frequencies differ at times or in order. This significantly affects the price of BME and, consequently, the cost of finished products.

The prospects for application of BMI in the jet HDR of countercurrent type applications in comparison with other acoustic transducers are shown. They have prospects for increasing the efficiency (efficiency) through the selection of the corresponding values of pressure in the working capacity and the flow rate of the liquid. Convenience for users is primarily related to the ease of use, their use makes it possible to handle a large amount of working product with simultaneous reduction of technological time.

Cleaning medical equipment from mechanical pollution with powerful sound waves gives technologists the potential for reducing the concentration of surfactants (CSs), or in the long run, switch to distillates. These measures, in turn, improve the ecology of the environment, improve technical safety for workers, reduce the cost of technological processes, reduce the processing time and cost of the finished product.

The dispersion and emulsification of organic matter with the use of jet HDR leads to an increase in the active surface of the crushed matter, in which the biochemical reactions take place themselves, and also leads to a significant increase in the bulking time of emulsion or disperse mixtures. This is very important for users as it increases the shelf life of raw materials for biological and pharmaceutical production, or the finished product (ointments, gels, medicines, ketchups, mayonnaise, etc.).

In the pharmaceutical and food industries, breeding strains of antibiotics and paraffin waxes are widely used. The size of the working particles depends on the integral surface area and the time of the process, and as a consequence, the output of the finished product. For this purpose, paraffin-like substances are

dispersed in a liquid. Mechanical stirring at high speeds and steam bubbling do not meet the requirements of high dispersion, therefore more jet HDRs are more promising. In these devices, the power source is a pump with relevant characteristics that is powered by an electric motor and uses a conventional power grid. This ensures the cheapness of equipment and, consequently, the final product of production, fire and electrical safety, eliminates the need to use highly skilled personnel who have high-tensile tolerance.

The purpose of the work is to investigate jet acoustic transducers (JAT) in saturated cavitation for use in biomedical technologies (BMT) and to increase the efficiency of physical processes occurring in the liquid phase.

In order to achieve this goal, the following scientific problems were set and solved: the theoretical task of studying the absorption of non-harmonic pulses emitted by jet HDRs, due to which the function of the specific absorbed energy of the non-harmonic sound waves was obtained, an estimation of the size of the zone of the highest efficiency of HDR; Experimental researches on the technological application of JAT in BMI have been carried out, which allows us to conclude about their effectiveness in the tasks of purifying medical instruments from technological and operational contaminants, cleaning of laboratory glass and lenses from fat and protein deposits, preparation of emulsions and gels for the needs of pharmacology, dispersion of solid and emulsification of amorphous particles, homogenization of natural juices and dairy products; A new method for estimating the cavitation strength of a continuous medium based on measured values of the frequency of the sequence of non-harmonic pulses and excess pressure in the technological bath is developed.

Additional absorption of elastic waves of finite amplitude may be associated with various physical and chemical processes occurring in a continuous medium. The appearance of cavitation in a fluid substantially reduces the energy transferred through the environment, and this can be

interpreted as an increase in the extinction of sound, compared with waves of small amplitude. The absorbed energy is also spent on the processes of secondary cavitation emergence, emulsification of insoluble one in one fluid, dispersion in a solid medium of solid particles, depolymerization of organic substances, etc. These phenomena are widely used to accelerate the above technological processes and improve the quality of finished products.

The scientific novelty of the theoretical results obtained is to solve the problem of the additional absorption of non-harmonic pulses in the divergent wave and to evaluate the function of the spatial density of power absorbed by the unit volume of the working medium. The received characteristics of the intensity of sound waves and the specific absorbed intensity, as the function of acoustic pressure, the characteristics of the liquid and the distance from the sound-forming element of the jet HDR. The part of the energy absorbed in the liquid differs from the increase in the number of steam and gas vibrations, which in practice allows to increase the area of the greatest activity of the jet HDR of countercurrent type.

The scientific novelty of the obtained practical results consists in conducting experimental investigations of acoustic fields of short non-harmonic pulses at a distance, less than the wavelength of the generated HDR of the acoustic signal, research of acoustic characteristics of the JAT in conditions of static pressure, above the atmosphere, in the technological device. According to the results of these studies, the size of the area of greatest activity of these radiators was estimated. These results allow us to calculate the geometrical parameters of the biomedical technological equipment during design development.

The influence of static pressure on energy and the efficiency of HDRs used in biomedical devices is experimentally investigated. It is proved that due to the increase of pressure in the working capacity and the corresponding flow

velocity, it is possible to increase the efficiency of these devices by one and a half times. This is important for current production.

The mathematical model of jet HDR of countercurrent type for BMT, which is considered at hydrostatic pressure up to 24 atmospheres inclusively, is improved.

Fields experimentally investigated near the sound-forming element of HDR of countercurrent type, which allowed to reveal the character of the function of the efficiency of the destruction of surfaces of solids using jet transducers. The conducted studies have shown the prospect of using JAT for their use in the process of cleaning medical instruments from technological and operational deposits, emulsification, dispersion for biotechnology and pharmacology.

In the dissertation work new educational-methodical and practical recommendations which are introduced in the educational process at the Odessa National Polytechnic University are considered. A laboratory stand was developed and it is used in the educational process to carry out laboratory work by students, graduate students, applicants and scientific staff of ONPU in the course of scientific research using acoustic technologies in conditions of extended cavitation at static pressure, more than the atmosphere.

The system of complex calculations of acoustic fields for a biomedical equipment is developed and the technology of making emulsions and gels using jet HDR of countercurrent type. A production trial of research results at the Military Medical Clinical Center of the Southern Region has been carried out. The use of the results of the dissertation enabled the creation of experimental samples of the auxiliary technological equipment.

Keywords: amplitude-frequency characteristic, dispersion, emulsification, nonlinear fading of impulses, jet hydrodynamic radiators.

СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Статті у фахових виданнях

1. Manicheva N.V. Optimization of Parameters of a Broadband Acoustic Source Under Static Overpressure / Y.M. Dudzinskii, N.V. Manicheva, A.A. Nazarenko // International Journal of Fluid Mechanics Research. – 2004. – P. 477-488. (*Іноземне наукове фахове видання, що включено до наукометричної бази SCOPUS*).

Здобувачем досліджено геометричні та гідродинамічні властивості випромінювача оптимізованого для глибини занурення.

2. Manicheva N.V. Power characteristics of the uniflow hydrodynamic sound source under the conditions of hydrostatic pressure / Yu.M. Dudzinskii, A.O. Sukhar'kov, N.V. Manicheva // International Journal of Fluid Mechanics Research. – 2006. – P. 278-285. (*Іноземне наукове фахове видання, що включено до наукометричної бази SCOPUS*).

Здобувачем досліджено напруженість поля в зоні звукоутворення за допомогою параметрів акустичного сигналу та отримано залежності інтенсивності пружних хвиль й питомої потужності для періоду коливань від функцій статичного тиску в рідині.

3. Маничева Н.В. Оптимизация параметров широкополосного акустического излучателя в условиях избыточных статических давлений / Ю.М. Дудзинский, Н.В. Маничева, А.А. Назаренко // Акустичний вісник. – 2001. – 4, №2. – С. 38-46.

Здобувачем запропоновано модель вимушених коливань циліндричних СО при відповідних граничних умовах при наявності гідростатичного тиску більшого за атмосфер.

4. Маничева Н.В. Энергетика прямогоного гидродинамического излучателя в условиях гидростатического давления / Ю.М. Дудзинский,

Н.В. Маничева, А.О. Сухарьков // Акустичний вісник. – 2004. – 7, №1. – С. 44-49.

Здобувачем досліджено торойдальну вторинну кавітаційну зону та визначено геометричні параметри вторинного вихора (розраховано інтенсивність поля поблизу зони звукоутворення).

5. Маничева Н.В. Модель прямогочного гідродинамічного випромінювача з кільцевим соплом і східчастою перешкодою / Ю.М. Дудзінський, Н.В. Маничева, А.О. Сухарьков // Акустичний вісник. – 2004. – 7, №3. – С. 48-51.

Здобувачем запропоновано модель осесиметричного ГДВ та обчислено основну частоту акустичного сигналу, як функції властивостей робочої рідини, геометричних та гідродинамічних параметрів струменю.

6. Маничева Н.В. Эрозионная активность в ближнем поле струйного гидродинамического излучателя / А.А. Бондарь, В.В. Витков, Ю.М. Дудзинский, Н.В. Маничева // Электроника и связь. – 2013. – № 2. – С. 91-96. (Наукове фахове видання України, що включено до міжнародної наукометричної бази *Index Copernicus*).

Здобувачем досліджено кавітаційну активність ГДВ по ерозії свинцевих зразків та запропоновані практичні рекомендації з використанням даних джерел звуку в емульгуванні нерозчинних рідин, диспергуванні твердих частинок та очищення від забруднень.

Статті у інших виданнях України

7. Маничева Н.В. Кавитационная эрозия при избыточном статическом давлении / Ю.М. Дудзинский, Н.В. Маничева, А.А. Назаренко // Труды Одесского политехнического университета – 2001. – Вып. 3(15). – С. 114-118.

Здобувачем розроблено лабораторний стенд для проведення експериментальних досліджень акустичних властивостей струминних ГДВ в умовах надмірного статичного тиску.

8. Манічева Н.В. Підвищення ефективності кавітації у двочастотному ультразвуковому полі / Н.В. Манічева, Ю.М. Дудзінський, В.В. Вітков // *Машинознавство*. – 2010. – №5. – С. 45-47.

Здобувачем досліджено звуколюмінісценцію у полі високочастотного випромінювача та виявлено ефект тривалої після дії низькочастотних звукових коливань на інтенсивність звуколюмінісценції.

9. Манічева Н.В. Акустическое поле параметрической антенны с фазовым распределением по ее апертуре / Ю.М. Дудзинский, Н.В. Манічева, А.А. Бондарь // *Акуст. вісн.* – 2015. – 17, № 4. – С. 40-47.

Здобувачем досліджено параметричний випромінювач у вигляді антени, по поверхні якої заданий лінійний фазовий розподіл амплітуди, отримано аналітичне рішення, яке описує як ближнє, так й дальнє поле випромінювача.

10. Манічева Н.В. Струминні акустичні випромінювачі для біотехнологій. / Ю.М. Дудзінський, Н.В. Манічева, А.В. Жукова // *Журнал «Біомедична інженерія»*. – м. Київ, Україна – № 4, квітень 2017. – С. 33-36.

Здобувачем запропонован принцип зменшення інтенсивності пружних імпульсів експонентної форми, які розповсюджуються в рідинних середовищах.

Матеріали конференцій та симпозіумів

11. Manicheva N.V. Axial-Symmetric Hydrodynamic Radiators Use for Fluid Cavitation Threshold Measurment / Yu.M. Dudzinski, N.V. Manicheva, O.V. Suharkov // *The IVth International Hutsulian Workshop on Mathematical*

Theories and Their Applications in Physics & Technology, 28 October – 02 November 2002: The materials of. Conf. – Kyiv: TIMPANI, 2002. – P. 275-286.

Здобувачем вирішена теоретична задача згасання негармонійних імпульсів випромінюваних ГДВ, отримана функція питомої поглиненої енергії негармонійного акустичного поля в одиниці об'єму рідини.

12. Маничева Н.В. Энергетика затопленных конических струйных оболочек / Н.В. Маничева // КОНСОНАНС – 2007, 25-27 вересня 2007 р.: Всеукр. акустичний симп.: зб. праць. – К., 2007. – С. 176-182.

Здобувачем досліджена залежності інтенсивності акустичного поля, генерованого ГДВ ПТТ, від геометричних та гідродинамічних параметрів струминної оболонки й властивостей рідини.

13. Маничева Н.В. Нелинейное взаимодействие волн в акустических пучках с поперечным фазовым распределением / Ю.М. Дудзінський, Н.В. Маничева, А.А. Бондарь // Акустичний симпозиум «Консонанс-2015» – 2015. – С. 84-89.

Здобувачем запропоновано принцип збільшення амплітуди вторинної хвилі різних частот у ближньому полі при зладнаних частотах (ККД параметричної антени).

14. Маничева Н.В. Струминні акустичні випромінювачі для біотехнологій. / Ю.М. Дудзінський, Н.В. Маничева, А.В. Жукова // Перша міжуніверситетська науково-практична конференція з міжнародною участю «Сучасний стан та перспективи біомедичної інженерії» 26-27 квітня 2017 року, м. Київ, Україна – № 4, квітень 2017. – С. 33-36.

Здобувачем запропоновано використовувати струминні акустичні випромінювачі для диспергування парафіну у воді та вирощування штамів дріжджів.

15. Маничева Н.В. Кавітаційна ерозія металу в потужних акустичних полях за умов надмірного статичного тиску / Ю.М. Дудзінський, Н.В.

Манічева // 6-й міжнар. симп. Українських інженерів-механіків у Львові, 21-23 травня 2003 р.: тези доп.— Львів, 2003. – С. 159.

Здобувачем запропоновано використовувати гідродинамічні випромінювачі при наявності статичного тиску в робочі ємності для очищення деталей у хімічно-нейтральних рідинах.

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ ТА УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ.....	21
ВСТУП.....	22
РОЗДІЛ 1 СУЧАСНИЙ СТАН ДОСЛІДЖЕНЬ СТРУМИННОГО ЗВУКОУТВОРЕННЯ ТА ГІДРОДИНАМІЧНИХ ДЖЕРЕЛ ЗВУКУ.....	31
1.1 Особливості конструкції та принципи звукоутворення ГДВ	32
1.1.1 Резонансні ГДВ.....	33
1.1.2 Мембранні й роторні ГДВ.....	39
1.1.3 Струминні ГДВ прямоточного та протиточного типу	41
1.2 Генерування коливань турбулентними зануреними струменями.....	48
1.3 Висновки до першого розділу	59
РОЗДІЛ 2 МОДЕЛЬ ЗВУКОУТВОРЕННЯ В ГДВ ПРИ ГІДРОСТАТИЧНОМУ ТИСКУ	62
2.1 Математична модель ПТТ струминного ГДВ	63
2.1.1 Змушені коливання циліндричних СО	70
2.1.2 Залежність АЧХ струминних ГДВ від гідростатичного тиску ..	74
2.2 Аналіз теоретичних результатів	77
2.2.1 Оцінка механічних характеристик внутрішньої області ГДВ... ..	78
2.2.2 Вплив геометричних параметрів СО на частоту звуку	81
2.2.3 Вплив властивостей рідини й статичного тиску на АЧХ струминних ГДВ	85
2.3 Висновки до другого розділу.....	89
РОЗДІЛ 3 ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ АКУСТИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК СТРУМИННИХ ГДВ.....	90
3.1 Лабораторний стенд й методологія експерименту	92
3.2 Резонансна частота звуку протиточного ГДВ	99
3.2.1 Залежність частоти основного тону від геометрії зануреної СО протиточного ГДВ.....	100

3.2.2 Власна частота, як функція фізико-механічних параметрів рідини.....	107
3.2.3 Частота звуку, як функція гідродинамічних параметрів	109
3.3 Дослідження АЧХ протиточних ГДВ	118
3.3.1 Залежність АЧХ протиточних САП від геометрії СО.....	119
3.3.2 Вплив на АЧХ САП гідродинамічних параметрів та властивостей рідини	123
3.4 Енергетика звукового поля струминного ГДВ	126
3.4.1 Вплив на рівень акустичного сигналу геометрії СО	126
3.4.2 Рівень акустичного сигналу, як функція гідродинамічних параметрів	130
3.4.3 Визначення ККД струминних ГДВ ПТТ.....	137
3.5 Висновки до третього розділу	140
РОЗДІЛ 4 ДОСЛІДЖЕННЯ БЛИЖНЬОГО ПОЛЯ СТРУМИННИХ ДЖЕРЕЛ ЗВУКУ.....	
4.1 Модель додаткового поглинання негармонійних імпульсів	143
4.2 Експериментальні дослідження ближнього поля ГДВ	148
4.3 Висновки до четвертого розділу.....	156
РОЗДІЛ 5 ТЕОРЕТИКО-ПРАКТИЧНІ МЕТОДИ ЗАСТОСУВАННЯ СТРУМИННИХ ГДВ У БМТ	
5.1 Загальна характеристика застосування струминних ГДВ.....	157
5.2 Руйнівна ефективність у ближньому полі струминного ГДВ.....	160
5.3 Можливі застосування струминних ГДВ у біотехнологіях	168
5.3.1 Очищення поверхонь деталей біомедичного обладнання.....	168
5.3.2 Емульгування та диспергування струминними ГДВ	175
5.4 Поріг кавітації рідини для акустичних гідродинамічних сенсорів	178
5.5 Висновки до п'ятого розділу.....	181
ВИСНОВКИ	183
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	185

ДОДАТКИ	200
Додаток А Список опублікованих праць за темою дисертації	201
Додаток Б Відповідні параметри суцільних рідин	204
Додаток В Динаміка очищення сталевого зразка від забруднювачів	205
Додаток Г Акт впровадження в ОНПУ	206
Додаток Д Акт впровадження в Військово-медичному клінічному центрі	207

ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ ТА УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

- ГДВ – гідродинамічні випромінювачі;
- ПТТ – протиточний тип;
- БМА – біомедична апаратура;
- БМІ – біомедична інженерія;
- ЕАП – електроакустичні перетворювачі;
- ККД – коефіцієнт корисної дії;
- ПАР – поверхнево-активні речовини;
- САП – струминні акустичні перетворювачі;
- БМТ – біомедичні технології;
- АЧХ – амплітудно-частотна характеристика;
- СО – струмина оболонка.

ВСТУП

Актуальність теми. Акустичні засоби та ультразвукові технології знаходять все більше застосування в медичних приладах, біологічній апаратурі, фармацевтичних виробництвах, біологічних та харчових технологіях. Зокрема, широко використовується явище розриву суцільності середовища в рідині (акустична та гідродинамічна) та супутні ефекти, що можливо при застосуванні в хірургічній апаратурі та в медичних вимірювальних приладах.

Акустична кавітація – явище розриву суцільності середовища, знаходить також широке застосування для очищення медичного інструменту від технологічних (на стадії виробництва) та експлуатаційних (після операцій та фізіологічних процедур) забруднень; для оброблення фармацевтичних і біоматеріалів.

У фармакології, біотехнологіях та при виробництві харчових добавок застосовують дрібнодисперсне диспергування твердих та емульгування рідинних і аморфних речовин в рідинній фазі разом з гомогенізацією емульсій та суспензій для поліпшення властивостей і тривалого їх зберігання.

При очищенні медичного обладнання від забруднень традиційно використовуються мийні розчини, які надають руйнівний вплив на поверхневий шар робочої поверхні або електроакустичні перетворювачі, що створені на базі магнітострикторів та п'єзокераміки, які ефективні лише на високих частотах, оскільки на низьких вони мають малий коефіцієнт корисної дії, а через великі габарити та масу їх недоцільно використовувати на частотах менш як 1 кГц. Крім того, для цього типу джерел звуку характерні резонансна амплітудно-частотна характеристика та висока добротність, а збільшення смуги робочих частот призводить до значного зниження інтенсивності звуку.

Застосування електроакустичних перетворювачів у звукових та ультразвукових технологіях призводить до істотного подорожчання готового продукту внаслідок високої вартості обладнання, особливо ультразвукового генератора високої потужності. Цей фактор, ймовірно, є основною причиною недостатнього використання можливостей акустичних технологій в сучасних біомедичних технологіях та апаратурі.

Вельми перспективними низькочастотними джерелами акустичних полів високої інтенсивності є струминні гідродинамічні випромінювачі, які об'єднують в собі корисні властивості традиційних електроакустичних перетворювачів: низькі робочі частоти, широка смуга робочих частот, висока інтенсивність генерованих хвиль, простота в експлуатації. Над удосконаленням гідродинамічних випромінювачів та розробкою нових засобів регулювання їх вихідних параметрів працювали провідні українські та зарубіжні вчені: Д.А. Гершгал, Ф.Ф. Черножуков, Н. Hagedorn, Ши-Го-Бао, В.Ф. Юдаев, E.G. Richardson, A.B. Кортнев, А.Ф. Назаренко, Ю.М. Дудзінський, О.В. Сухарьков та інші.

Відсутність вартісного високовольтного електронного генератора забезпечує доступність технології, електробезпеку та низьку вартість готового продукту: емульсій нерозчинних одна в іншій рідин, очищення медичного інструменту від експлуатаційних забруднень та інше.

Тому розроблення і дослідження гідродинамічних випромінювачів протиточного типу та їх застосувань у біомедичній інженерії є актуальним і перспективним напрямком розвитку біомедичної апаратури.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Дисертаційна робота виконувалась відповідно до плану і завдань науково-дослідних робіт Одеського національного політехнічного університету № 35-60 «Оптимізація параметрів струминних гідродинамічних випромінювачів з метою інтенсифікації технологічних процесів в акустичних полях, створених цими пристроями» (№ державної реєстрації

0110U007046) та № 102-162 «Хвильові процеси в суцільних середовищах та акустичне обладнання» (№ державної реєстрації 0115U000836), в ході яких здобувач працювала виконавцем.

Мета і задачі дослідження. Метою дисертаційної роботи є підвищення ефективності фізичних процесів в рідинній фазі шляхом розроблення моделей, методу та експериментального стенду для дослідження струминних гідродинамічних випромінювачів.

Для досягнення поставленої мети необхідно було вирішити **наступні задачі:**

1. Проаналізувати сучасний стан струминних акустичних випромінювачів для застосування в біомедичній апаратурі, оцінити їх властивості і недоліки, визначити шляхи подальшого розвитку.

2. Розробити модель нелінійного додаткового поглинання негармонійних імпульсів в рідинному середовищі, отримати функцію питомого поглинання енергії акустичного поля в одиниці об'єму рідини.

3. Експериментально дослідити акустичні поля коротких негармонійних імпульсів у ближній зоні струминних гідродинамічних випромінювачів та оцінити розміри зони найбільшої активності.

4. Розробити метод оцінки порогу розриву суцільності середовища робочої рідини в звуковому полі створеного струминним гідродинамічним випромінювачем.

5. Експериментально дослідити метод оцінки порогу розриву суцільності середовища робочої рідини в звуковому полі створеному струминним гідродинамічним випромінювачем і вплив тиску, більшого за атмосферу, на енергетику та коефіцієнт корисної дії струминних гідродинамічних випромінювачів при їх застосуванні в біомедичній апаратурі.

6. Розробити експериментальний стенд для дослідження струминних гідродинамічних випромінювачів.

7. Провести апробацію моделі, методу та експериментальні дослідження стенду у Військовому-медичному клінічному центрі Південного регіону та Одеському національному політехнічному університеті.

Об'єкт дослідження – акустичні поля і процеси, які згенеровано струминними гідродинамічними випромінювачами в умовах гідростатичного тиску, більшого за атмосферу.

Предмет дослідження – модель, методи, стенд для дослідження струминних гідродинамічних випромінювачів протиточного типу.

Методи дослідження. Для теоретичного дослідження механізму звукоутворення струминними гідродинамічними випромінювачами використовувалась теорія пружності Кірхгофа-Лява та теорія стійкості й динаміки замкнених оболонок, у яких напруги, що діють на контур, замінено статично еквівалентною системою сил та моментів.

При теоретичному дослідженні згенерованих акустичних полів та нелінійного додаткового поглинання пружних негармонійних хвиль використано метод розкладання щільності енергії в ряд Фур'є й спектральний аналіз.

В експериментальних дослідженнях проводився аналіз частоти основної гармоніки, осцилограм й спектрів сигналів, їхнього рівня.

Виміри інтенсивності ближнього поля дублювались акустичним методом та за інтенсивністю руйнівної ефективності поверхневого шару зразків за рахунок мікроударного впливу зони розриву суцільності середовища.

Методом фото і швидкісного відео знімання проводилась візуалізація експериментів.

Наукова новизна отриманих результатів:

1. Отримала подальший розвиток математична модель струминного гідродинамічного випромінювача протиточного типу в частині її

можливого застосування стосовно для біомедичних технологій, що протікають в рідинній фазі при тиску, більшого за атмосферу; експериментально отримано амплітудно-частотну характеристику струминного гідродинамічного випромінювача.

2. Вперше розроблено математичну модель додаткового поглинання негармонійних імпульсів, генерованих струминним гідродинамічним випромінювачем, за наявності статичного рідинного тиску, більшого за атмосферу, яка дозволяє оцінити теоретично зону руйнівної ефективності поверхневого шару гідродинамічного випромінювача протиточного типу, підтверджуючи тим самим перевагу полігармонічних акустичних сигналів при їх використанні в біологічних й медичних технологічних апаратах.

3. Вперше теоретично розроблено методику розрахунку розподілу акустичного поля у ближній зоні струминних гідродинамічних випромінювачів та експериментально визначено розміри зони найбільшої активності цих випромінювачів та розраховано геометричні параметри біомедичного технологічного обладнання на етапі проектування.

4. Удосконалено метод експериментального дослідження акустичних характеристик струминних гідродинамічних випромінювачів при тиску, більшого за атмосферу, шляхом незалежного регулювання геометричних та гідродинамічних параметрів зануреної струминної оболонки, що дозволило отримати кількісні залежності характеристик випромінюваного сигналу від геометричних та гідродинамічних параметрів гідродинамічних випромінювачів.

5. Отримав подальший розвиток метод оцінки порогу розриву суцільності середовища робочої рідини акустичним полем, що створено струминним гідродинамічним перетворювачем, шляхом виявлення залежності частоти основного тону акустичного сигналу від статичного тиску, більшого за атмосферу, що підтвердило його кореляцію та узгодженість з іншими аналогічними методами.

Практичне значення отриманих результатів.

1. Розроблено експериментальну методику оцінки порогу розриву суцільності середовища та міцності робочої рідини від частоти сигналу струминного гідродинамічного випромінювача протиточного типу за тиску, більшого за атмосферу, апробація якої показала її високу кореляцію з результатами, які були отримані іншими авторами.

2. Експериментально доведено ефективність застосування струминних гідродинамічних випромінювачів в біомедичних технологіях: очищення медичних інструментів від експлуатаційних забруднень; готування емульсій та гелів; диспергування та емульгування суспензій і визначено подальші перспективи застосування в задачах біомедичної інженерії струминних гідродинамічних випромінювачів протиточного типу.

3. Розроблено експериментальний стенд для дослідження струминних гідродинамічних випромінювачів, де взаємоузгоджені давачі звукового тиску, а саме – їх розмір, як, з одного боку, на порядок менше довжини генерованих пружних хвиль, а з іншого – їх мінімальні розміри обмежені чутливістю до псевдозвукового тиску і забезпечують низьку похибку вимірювань.

4. Результати досліджень впроваджено в навчальному процесі кафедри загальної та медичної фізики при підготовці технічних спеціалістів зі спеціальності 163 – біомедична інженерія в Одеському національному політехнічному університеті при викладанні дисциплін «Біофізика», «Введення в біомедичну інженерію», «Медичні прилади, апарати, системи та комплекси» та інші, що підтверджено відповідним актом.

5. Практичне впровадження результатів роботи виконано у Військовому-медичному клінічному центрі Південного регіону, де було застосовано методику розрахунку акустичних полів струминних

гідродинамічних випромінювачів на стадії проектування біомедичного устаткування та технологію виготовлення водоолійних емульсій та гелів, що дозволило в (2...3) рази зменшити тривалість приготування лікувальних речовин та збільшити з 1 доби до (5...7) діб тривалість розшарування готового продукту, що підтверджено відповідним актом.

Особистий внесок здобувача. Всі наукові результати даної дисертаційної роботи отримані здобувачем самостійно. В роботах, підготовлених у співавторстві, здобувачу належить наступне: в [1] розроблено лабораторний стенд для проведення експериментальних досліджень акустичних властивостей струминних гідродинамічних випромінювачів в умовах надмірного статичного тиску; в [2] розроблено модель вимушених коливань циліндричних струминних оболонок при відповідних граничних умовах при наявності гідростатичного тиску більшого за атмосферу; в [3] досліджено тороїдальну вторинну кавітаційну зону, яка утворюється при роботі прямоочного гідродинамічного випромінювача з кільцевим соплом й східчастою перешкодою та визначила геометричні параметри вторинного вихору (розрахувала інтенсивність поля поблизу зони звукоутворення); в [4] розглянуто пружний занурений струмінь-оболонку, як модель осесиметричного гідродинамічного випромінювача та обчислила основну частоту акустичного сигналу, як функцію властивостей робочої рідини, геометричних та гідродинамічних параметрів струменю; в [5] досліджено геометричні та гідродинамічні властивості випромінювача оптимізованого для глибини занурення; в [6] досліджено напруженість поля в зоні звукоутворення за допомогою параметрів акустичного сигналу та отримала залежності інтенсивності пружних хвиль й питомої потужності для періоду коливань від статичного тиску в рідині; в [7] досліджено звуколюмінісценцію у полі високочастотного випромінювача, виявила ефект тривалої після дії низькочастотних звукових коливань на

інтенсивність звуколюмінісценції; в [8] досліджено ближнє поле струминного гідродинамічного випромінювача за умов гідростатичного тиску в герметичній ємності та кавітаційну активність випромінювача по ерозії свинцевих зразків, запропонувала практичні рекомендації з використанням даних джерел звуку в емульгуванні нерозчинних рідин, диспергуванні твердих частинок та очищення від забруднень; в [9] досліджено нелінійну взаємодію хвиль, що випромінюються параметричною антеною, по поверхні якої заданий лінійний фазовий розподіл амплітуди, отримала аналітичне рішення, яке описує як ближнє, так й дальнє поле нелінійного випромінювача; в [10] запропоновано принцип додаткового зменшення інтенсивності пружних імпульсів експонентної форми, які розповсюджуються в рідинних середовищах; в [11] вирішено теоретичну задачу згасання негармонійних імпульсів випромінюваних гідродинамічними випромінювачами, отримала функцію питомої поглиненої енергії негармонійного акустичного поля в одиниці об'єму рідини; в [12] запропоновано використовувати гідродинамічні випромінювачі при наявності статичного тиску в робочій ємності для очищення деталей у хімічно-нейтральних рідинах; в [13] досліджено залежності інтенсивності акустичного поля, генерованого гідродинамічними випромінювачами протиточного типу, від геометричних та гідродинамічних параметрів струминної оболонки й властивостей рідини; в [14] запропоновано принцип збільшення амплітуди вторинної хвилі низької частоти у ближньому полі при заданих частотах (тобто коефіцієнт корисної дії параметричної антени); в [15] запропоновано використовувати струминні акустичні випромінювачі для диспергування парафіну у воді та вирощування штамів дріжджів.

Апробація матеріалів дисертації. Результати досліджень, що включені в дану дисертаційну роботу, були повідомлені на 5 наукових конференціях та симпозіумах: міжнародній науковій конференції «The

IVth International Hutsulian Workshop on Mathematical Theories and Their Applications in Physics & Technology (Київ, 2002 р., форма участі – повна доповідь); міжнародному симпозіумі «6-й міжнародний симпозіум Українських інженерів-механіків у Львові» (Львів, 2003 р., форма участі – публікація тез); всеукраїнських акустичних симпозіумах «КОНСОНАНС» (Київ, 2007 р., 2015 р., форма участі – повна доповідь); першій міжуніверситетській науково-практичній конференції з міжнародною участю «Сучасний стан та перспективи біомедичної інженерії» (Київ, 2017 р., форма участі – повна доповідь).

Публікації. За результатами досліджень опубліковано **15** наукових праць, у тому числі **6** статей у наукових фахових виданнях (з них **2** статті у іноземних виданнях, що включені до наукометричної бази SCOPUS та **1** стаття у виданні України, що включено до наукометричної бази Index Copernicus), **3** статті в інших наукових виданнях з технічних наук, **1** стаття у науково-практичному виданні з біомедичної інженерії, **1** теза доповіді та **4** повні доповіді в збірниках матеріалів конференцій та симпозіумів.

РОЗДІЛ 1

СУЧАСНИЙ СТАН ДОСЛІДЖЕНЬ СТРУМИННОГО ЗВУКОУТВОРЕННЯ ТА ГІДРОДИНАМІЧНИХ ДЖЕРЕЛ ЗВУКУ

Випромінювання звуку в рідині (газі) завжди відбувається в результаті нестационарного руху деякого об'єму суцільного середовища. Рух суцільного середовища може виникнути тільки під дією прикладених до неї сил. Тому джерелом випромінювання (звуку) є той механізм фізичного явища (або пристрій), за допомогою якого створюються й передаються рідині сили, що викликають її нестационарний рух.

Джерела звуку по енергетичній природі можуть бути механічні, термічні, електричні, магнітні, хімічні й інші. Механічні джерела звуку, що виникають при русі погано обтічних тіл у рідині або нерушливих тілах рідиною із супутньою кавітацією або без неї, традиційно зветься гідродинамічними.

Аналогічно, джерела звуку при русі тіл у газоподібних середовищах – аеродинамічними (газодинамічні). До них належать: обертові гвинти судів, літаків, газотурбін та гідротурбін; вібруючі при роботі бортових механізмів корпусу судів та фюзеляжі літаків; турбулентні прикордонні сліди при обтіканні корпусів судів та літаків або великомасштабні концентровані вихори; струмені реактивних та водометних двигунів; кавітація, як можливе супутнє явище в рідині, й т.п.

Гідродинамічні (аеродинамічні) джерела звуку, у суттєвій більшості випадків, створені нестационарним рухом рідини (газу), що організовано для рішення задач, зовсім не пов'язаних з акустикою.

Виникнення акустичних полів – побічне явище відповідного процесу. При цьому випромінювання звуку являє собою втрату частини енергії, що зменшує корисний гідродинамічний (аеродинамічний) ефект. У

цьому, як правило, їхня істотна відмінність від випромінювачів, спеціально створюваних для генерування акустичних хвиль.

Разом з тим є пристрої, в яких частина кінетичної енергії зануреного струменя рідини перетворюється в енергію акустичних коливань – ГДВ. Аналогічно в газодинамічних випромінювачах частина кінетичної енергії повітряного струменя перетвориться в енергію звукових хвиль.

1.1 Особливості конструкції та принципи звукоутворення ГДВ

ГДВ відносяться до групи пристроїв, що перетворюють деяку частину енергії турбулентного зануреного струменя рідини в енергію акустичних хвиль [1].

Робота ГДВ заснована на генеруванні збурювань у рідинному середовищі у вигляді якогось поля швидкостей та тисків при взаємодії струменя, що витікає із сопла, з певною за формою й геометричними розмірами перешкодою або в результаті примусового періодичного переривання струменя. При збурюванні виникає зворотна дія на підставу струменя біля сопла, сприяючи встановленню автоколивального режиму.

На даний момент відомі ГДВ резонансного типу із пластинчастими, стрижневими й мембранними коливальними пристроями, різні сирени, що генерують коливання в результаті примусового переривання (модуляції потоку) струменя рідини, а також струминні (осесиметричні) ГДВ.

Робота струминних ГДВ заснована на поперечних коливаннях вигину зануреного кільцевого струменя рідини, що утворюється між торцями сопла й відбивача (перешкоди). Збуджує струмись кавітаційна область тороїдальної форми, що утворюється між торцями сопла й відбивача всередині кільцевого струменя. Розглянемо особливості конструкцій та принципи звукоутворення перерахованих типів ГДВ

акустичних хвиль.

1.1.1 Резонансні ГДВ

Перший ГДВ (рис. 1.1) був запропонований Польманом та Яновським [2]. Згідно даним авторів [1, 2] ці випромінювачі мають частотний діапазон (0.6...32.0) кГц при максимальній інтенсивності коливань (1.5...2.0) Вт/см².

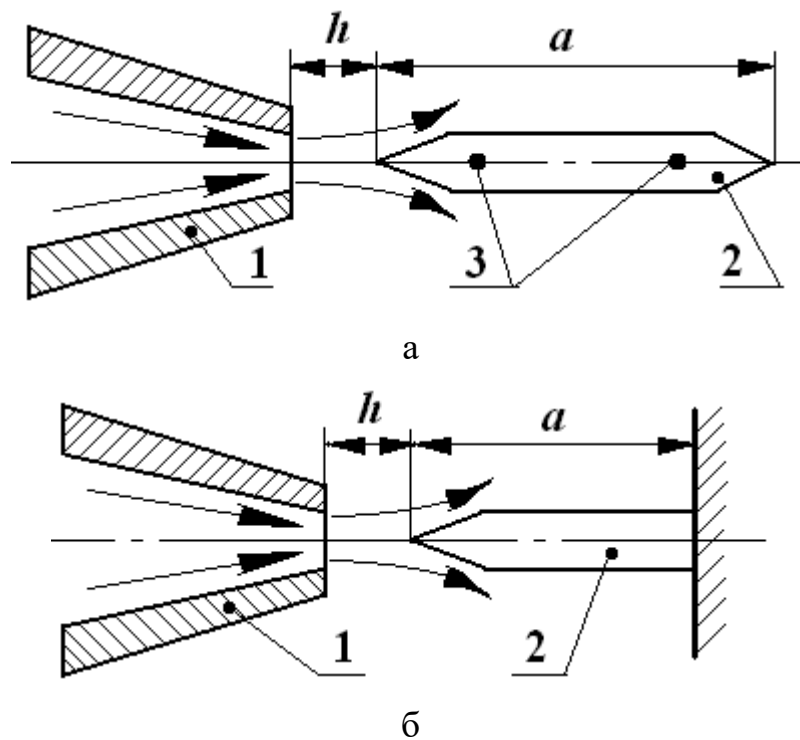


Рисунок 1.1 – Схеми пластинчастих ГДВ із кріпленням пластини у вузлових точках (а) та консольно (б):

- 1 – сопло;
- 2 – пластина;
- 3 – точки кріплення (вузли коливань)

Власна частота коливань вигину пластинки в першому наближенні

обчислюється за формулою:

$$f_{nl} = \alpha \frac{a}{b^2} \sqrt{\frac{E}{\rho}}, \quad (1.1)$$

де α – коефіцієнт пропорційності, що залежить від способу кріплення пластини, a – товщина пластини, b – її довжина, E – модуль пружності, ρ – щільність матеріалу пластини. Наявність приєднаної маси трохи знижує частоту f_{nl} .

У струмені, що натікає на перешкоду, у свою чергу виникають автоколивання на частоті:

$$f_c = \frac{kv}{h}, \quad (1.2)$$

де v – швидкість струменя, h – відстань між соплом та пластиною, k – коефіцієнт пропорційності, що залежить від співвідношення параметрів та h . Для досягнення максимальної інтенсивності акустичних хвиль необхідно досягти збігу частот f_{nl} та f_c .

На практиці резонансний режим досягається регулюванням швидкості витікання струменя із сопла й (або) зміною відстані між соплом та пластиною. Конструктивний недолік випромінювачів Польмана-Яновського – необхідність кріпити пластини строго у вузлових точках (рис. 1.1а). У протилежному випадку частота генерованих коливань відрізняється від власної резонансної частоти пластини, у результаті чого суттєво знижується ефективність випромінювання. Тому більше зручний в експлуатації випромінювач із консольним кріпленням пластини (рис. 1.1б), з частотним діапазоном (1.5...15.0) кГц [3].

Основний внесок в акустичне поле, що генерується випромінювачами Польшмана-Яновського, вносить коливальна в резонансному режимі пластина. Максимальна інтенсивність спостерігається посередині опор (рис. 1.1а) або поблизу вільного кінця (рис. 1.1б). Механізм звукоутворення остаточно не встановлений: одні дослідники вважають, що основу процесу становлять вихори, що відриваються від сопла, інші – вихори, що утворюються при зустрічі з перешкодою, треті – коливання самого струменя за рахунок деякого випадкового силового імпульсу [4, 5].

Аналіз результатів досліджень показав, що відсутність пластини приводить до хаотичного зриву вихорів. Пластина ж сприяє впорядкуванню їх за рахунок модулюючої дії звукового тиску на процес витікання рідини із сопла. У результаті цього виникає крайовий тон, збіг частоти якого із власною частотою пластини в режимі занурення приводить до резонансного її збудження. Установлено, що при малих відстанях між соплом та пластиною [4, 5] й більших швидкостях витікання струменя коливання відбуваються за рахунок сил тиску з боку потоку, що виникають при перекиванні вістрям щілини сопла. При більших відстанях вирішальну роль у збудженні коливань грають вихори, що зриваються із крайок сопла [5].

Найбільш глибокі дослідження пластинчастих випромінювачів було проведено Чорножуковим [6] та Ши-Го-Бао [7]. У роботі Ши-Го-Бао висунуто ідею про поширення уздовж струменя симетричної й антисиметричної хвиль. Показано, що внеском симетричної хвилі в коливальний процес можна зневажити. При зустрічі антисиметричної хвилі з перешкодою утвориться зустрічна відбита хвиля [6].

У результаті теоретичного аналізу встановлено, що при сумарній фазі хвиль уздовж потоку й назад, кратній або рівній 2π , мають місце незатухаючі коливання. При деяких амплітудах коливання пластини

відбита хвиля модулює витікаючий із сопла струмінь – встановлюється автоколивальний режим роботи випромінювача. На підставі експериментальних даних Ши-Го-Бао було сформульовано наступні положення: випромінювач Польшмана-Яновського є автоколивальною системою, у процесі звукоутворення основну роль грають поверхневі хвилі уздовж струменя. При цьому має місце акустичний зворотний зв'язок: зі збільшенням швидкості струменя зростає рівень сигналу, а його частота практично не змінюється [6, 7].

Суперечливі дані було отримано в роботах [6] й [7] при визначенні залежності звукового тиску від ширини щілини. Ф.Ф. Чорножуковим встановлено [6], що при малій ширині щілини сопла генерувався максимальний сигнал. Дослідження ж Ши-Го-Бао показали [7], що зі збільшенням товщини струменя інтенсивність генерованих акустичних хвиль зростала. Безумовно, варто враховувати два фактори. З одного боку, енергія потоку пропорційна товщині струменя, отже, енергія коливань пластинки повинна зростати. З іншого боку – більше тонкий струмінь легше збудити. Це приводить до того, що для системи «сопло-пластинка» повинна існувати оптимальна товщина струменя, при якій можна забезпечити максимальний акустичний ефект.

Хагедорном [8] була встановлена залежність частоти коливань від відстані h (рис. 1.1) між соплом та пластинкою. Зі збільшенням відстані частота генерованих коливань монотонно зменшується до деякого значення, а потім спостерігається її стрибок на октаву. Разом з тим, збільшення товщини пластинки або кута її заточки також приводить до росту частоти коливань. Установлено також зниження частоти при роздільному збільшенні ширини й довжини щілини. Також досліджено вплив швидкості витікання струменя із сопла на рівень та частоту акустичного сигналу. Установлено, що з її ростом звуковий тиск та частота зростають, однак, починаючи приблизно з 17 м/с ріст швидкості струменя

випереджає збільшення звукового тиску. Є також результати досліджень впливу глибини занурення пластини на частоту коливань. Зі збільшенням стовпа рідини (гідростатичного тиску) зростає приєднана маса, що приводить до зменшення власної частоти пластинки. Починаючи з деякої глибини занурення, її подальший зріст не впливає на частоту генерованого звуку.

Для підвищення резонансної частоти випромінювача Польшмана-Яновського необхідно зменшувати габарити пластини й, відповідно, площину перетину сопла. Обидва фактори приводять до зменшення інтенсивності генерованого акустичного сигналу. Одне з рішень цієї проблеми – різновид ГДВ з резонатором у вигляді коаксіальної пелюсткової структури (рис. 1.2), що представляє собою пустотілий циліндр із профрезерованими уздовж утворюючими пазами [9]. При цьому окремий пелюсток можна розглядати як пристрій, аналогічний одному випромінювачу Польшмана-Яновського.

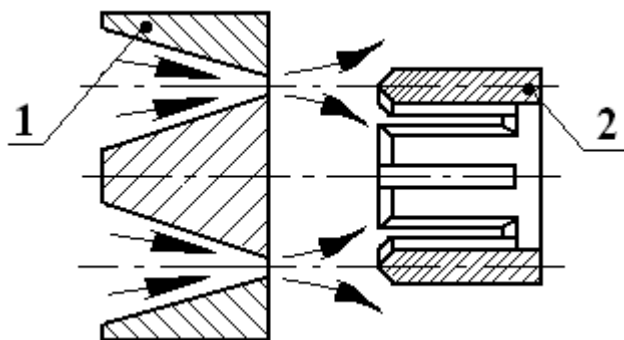


Рисунок 1.2 – Схема ГДВ із пелюстковою резонансною системою:

1 – кільцеве сопло;

2 – набір пластин (пелюстків)

Основний недолік пластинчастих ГДВ полягає у швидкому виходу з ладу коливальних твердотілих елементів конструкції. У результаті

досліджень НІХІММАШ був розроблений випромінювач із рівнопрочним перетином пластинки. Для підвищення ефективності роботи пластинчастих випромінювачів (на думку авторів) була запропонована [10] конструкція ГДВ з консольним кріпленням напівхвильової пластини посередині. Крім поломки пластин можливо істотне зниження ефективності роботи цих випромінюючих систем у результаті забруднення щілинних сопел.

Для очищення сопла було запропоновано декілька конструктивних рішень. Вони зводяться або до примусового підведення рідини під тиском до щілини сопла, або до періодичної зміни ширини його щілини в автоматичному режимі [11]. До недоліків цих ГДВ можна віднести необхідність герметизації сопел з торцевих сторін, що створює серйозні труднощі конструктивного й технологічного характеру, а також відсутність регулювання відстані між соплами й вібраторами (пластинами).

Значне місце в групі струминних ГДВ займають випромінювачі стрижневого типу. Конструкція одного з них [12] наведена на рис. 1.3.

Робота стрижневих ГДВ зводиться до наступного. Рідина під напором прокачується через сопло 1 та після зустрічі з перешкодою 2 розсіюється у вигляді диска, збуджуючи набір ідентичних стрижнів 3 (у кількості від 6 до 12). Підбираючи оптимальну швидкість витікання струменя й відстань між соплом та перешкодою, можна домогтись генерування коливань, які будуть посилені при збігу власних частот стрижнів з однієї із частот спектру генерованого звуку. При цьому інтенсивність коливань не перевищує $(1,5...2,0)$ Вт/см². На думку авторів [10, 13] для досягнення максимального рівня акустичного сигналу стрижні резонансної системи необхідно робити з виступами посередині (у пучності).

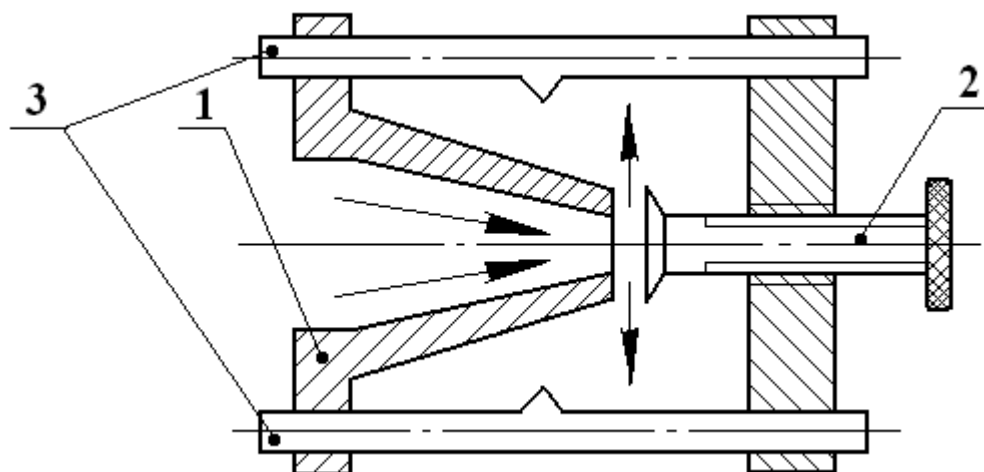


Рисунок 1.3 – Схема стрижневого ГДВ

- 1 – кільцеве сопло;
- 2 – перешкода;
- 3 – набір резонансних стрижнів

Аналіз літературних джерел показує, що якщо пластинчастим випромінювачам присвячено багато дослідницьких робіт, то стрижневим – досить незначно. Є лише кілька робіт, у яких мова ведеться лише про технологічні аспекти їхнього застосування [12, 14]. Деякі дослідження присвячені експериментальному визначенню ефективності роботи ГДВ залежно від відстані між соплом та відбивачем, а також закону зміни звукового тиску уздовж осі резонатора. Що стосується теоретичних досліджень механізму звукоутворення, а також розробленої методики розрахунку стрижневих випромінюючих систем, то дані про них відсутні.

1.1.2 Мембранні й роторні ГДВ

Поряд із пластинчастими й стрижневими випромінювачами можуть бути побудовані системи на основі ефекту Бернуллі. Відносяться вони до мембранних ГДВ [14]. Схема найбільш простого із цих перетворювачів

представлена на рис. 1.4. Робота їх зводиться до періодичної зміни тиску в зоні між соплом 1 та мембраною 2 за рахунок витікання струменя. Проведені порівняльні дослідження мембранного ГДВ й випромінювача системи Польмана-Яновського показали, що перший генерував коливання, майже у два рази перевищуючі показники другого за звуковим тиском [7].

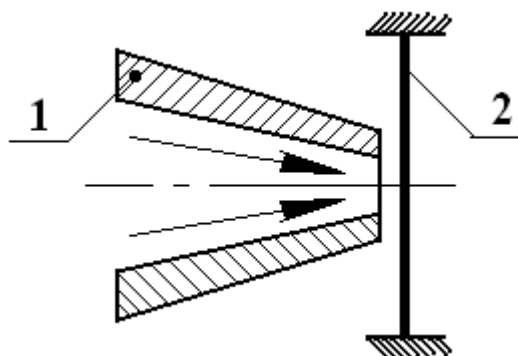


Рисунок 1.4 – Схема мембранного ГДВ

В окрему групу можна виділити роторні випромінювачі й сирени. Основними робочими елементами гідродинамічних сирен є співвісні статор 1 та ротор 2, які на бічних поверхнях мають групу отворів (рис. 1.5).

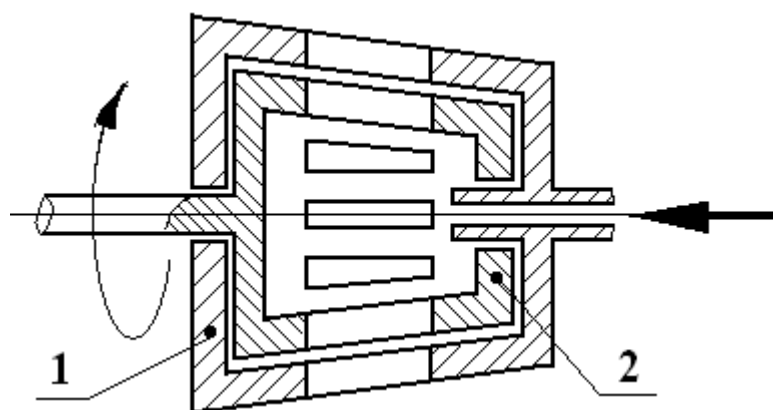


Рисунок 1.5 – Схема роторного ГДВ

У ГДВ цього типу, як правило, обертання ротора здійснюється від стороннього приводу. Робота їх подібна до роботи аеродинамічних сирен та зводиться до періодичного переривання (модулюванню витрати) струменя рідини, що досягається періодичним співпаданням прорізів статора й ротора при обертанні останнього й приводить до виникнення в рідині пульсацій тиску. Частота роторних випромінювачів визначається кількістю прорізів та частотою обертання ротора. Найбільш повні дослідження гідродинамічних сирен були провені В.Ф. Юдаєвим [15, 16].

Відомі також роботи М.А. Балабудкина, А.А. Барама й Г.Н. Борисова [17, 18]. Експериментально досліджувався як вплив геометричних параметрів сирени й режимів нагнітання рідини на процес генерування коливань, так й застосування її в різних технологічних процесах. Визначальну роль, на думку авторів, у роботі сирени грає величина зазору між ротором та статором.

1.1.3 Струминні ГДВ прямоточного та протиточного типу

Механізм генерування звуку в більшості типів випромінюючих систем заснований на порушенні згибних коливань у пластинках, стрижнях або мембранах. Збуджуючі сили виникають при натіканні на них потоку рідини в режимі занурення або на ефекті Бернуллі. Тому основний недолік розглянутих вище ГДВ – швидке руйнування вібруючих у потоці твердотільних елементів конструкцій внаслідок виникнення й подальшого розвитку мікротріщин. Можливий також принципово інший механізм генерування коливань, заснований на утворенні й періодичному захоптуванні локалізованої кавітаційної області при натіканні струменя на погано обтічні перешкоди або відбивач [19, 20]. Дослідженню даного типу ГДВ присвячено роботи А.В. Кортнева, А.Ф. Назаренко, В.В. Самойленко, Ю.М. Дудзінського, О.В. Сухарькова. Ці перетворювачі, що

одержали назву струминні (осесиметричні) ГДВ, можна розділити на два типи: прямоточні [21 – 25] та протиточні [26 – 30].

Відомо, що струмінь рідини, що витікає із кругового щілинного сопла, може замикатись в результаті розрідження, що виникає в торці сопла. Це сприяє утворенню при відповідних швидкостях витікання локалізованої області із криволінійною утворюючою. Наявність розрідження й захоплення струменем із внутрішнього об'єму порожнини деякої кількості рідини створюють умови для утворення зворотних потоків у точки змикання струменя (рис. 1.6) у бік сопла й періодичного відсікання деяких частин області, що зносяться струменем у навколишній простір, де й відбувається їх захоплення [21].

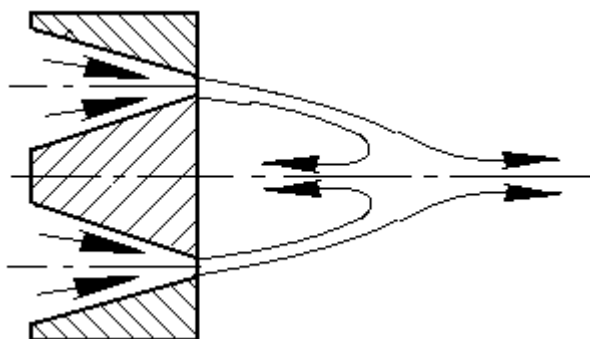


Рисунок 1.6 – Модель зануреного кільцевого струменя при вільному витіканні

Однак у більшості струминних ГДВ використовується натікання кільцевого струменя на певні за формою й розмірами перешкоду або відбивач [19, 20]. Розглянемо прямоточну випромінюючу систему (рис. 1.7а) та її різновид – прямоточний ГДВ з кільцевим соплом та східчастою перешкодою (рис. 1.7б). Будемо виходити з наступної моделі [14]: рідина, що витікає із кругового щілинного сопла 1, являє собою пружну циліндричну оболонку 2, що робить вигибні коливання. Оболонка 2

жорстко затиснена на торці сопла й обмежена перешкодою 3 (рис.1.7а), граничні умови на якому: відсутність поздовжнього зсуву й деформації крутіння. На цій перешкоді циліндричний струмінь роздвоюється: частина потоку йде в зовнішнє середовище, а інша загортається убік осі симетрії, створюючи первинний вихор 4 тороїдальної форми [8, 9].

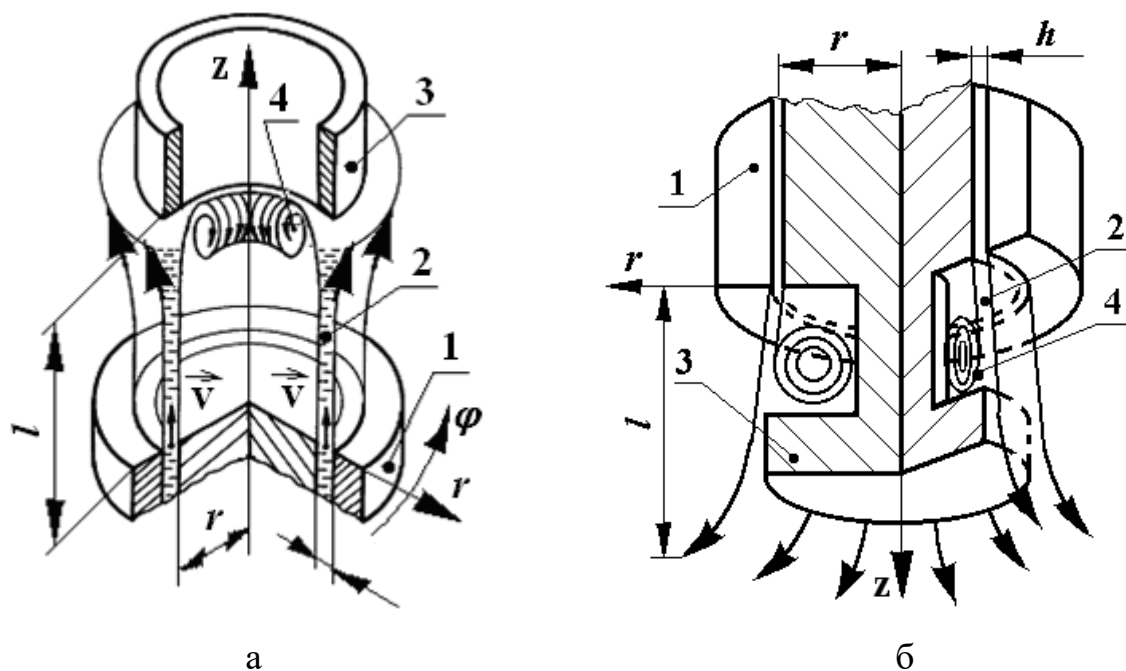


Рисунок 1.7 – Фізичні моделі струминних ГДВ: прямоточного (а), прямоточного з кільцевим соплом та східчастою перешкодою (б):

- 1 – кільцеве сопло;
- 2 – осесиметрична СО;
- 3 – перешкода (східчаста перешкода);
- 4 – первинний тороїдальний вихор з розвинутою кавітацією

У центрі вихрової зони 4 створюються умови для розриву суцільності рідини, у результаті утворюються парогазові каверни. Зі збільшенням концентрації каверн зростає тиск усередині області розвинутої кавітації 4, досягає критичного значення, після чого наступає

деформація вільного краю пружної СО й викид умісту кавітаційної зони в зовнішню область [8].

За рахунок в'язкісного тертя утвориться вторинний кільцевий вихор. При цьому тиск у внутрішній порожнині оболонки стає менше гідростатичного тиску в незбуреному середовищі, що знову приводить до завороту вільного краю струменя убік осі й виникненню первинного тороїдального вихору 4. Надалі процес періодично повторюється [9].

Вигибні поперечні коливання кільцевого струменя генерують пружні хвилі високої інтенсивності. При цьому частина кавітаційних пухирців зовні СО, резонуючи на частоті коливань оболонки, підсилює акустичний сигнал. Видно, що накопичувачем енергії є вихор, а частоту основного тону задає пружна осесиметрична рідинна оболонка. Аналогічні процеси відбуваються в ГДВ з кільцевим соплом й східчастою перешкодою (рис. 1.7б). При цьому, на відміну від попередньої конструкції, занурений струмінь несиметрично натікає на прямокутний клин 3.

Конструктивна схема протиточного ГДВ представлена на рис. 1.8а. Основні конструктивні елементи такої випромінюючої системи – співвісні кругові сопло 1 та відбивач 2 з лункою на торці. Лунка має оптимальний параболічний профіль [19, 20], а її діаметр на торці залежить від діаметра прохідного отвору сопла 1. Після натікання на лунку струмінь розвертається, формуючись в осесиметричну СО 3, яку можна вважати жорстко затисненою на торці відбивача. На зовнішньому торці сопла інша гранична умова – відсутність поздовжнього зсуву й деформації крутіння. При натіканні на зовнішню крайку сопла струмінь кільцевого перетину роздвоюється [26 – 30].

Частина потоку рідини йде в навколишній простір, а частина її за рахунок ефекту Бернуллі відхиляється до осі симетрії, створюючи вихор тороїдальної форми 4.

Усередині вихору створюється розвинена кавітаційна область. Зі збільшенням концентрації газових та парових каверн в об'ємі вихору зростає тиск, що деформує вільний край пружної СО.

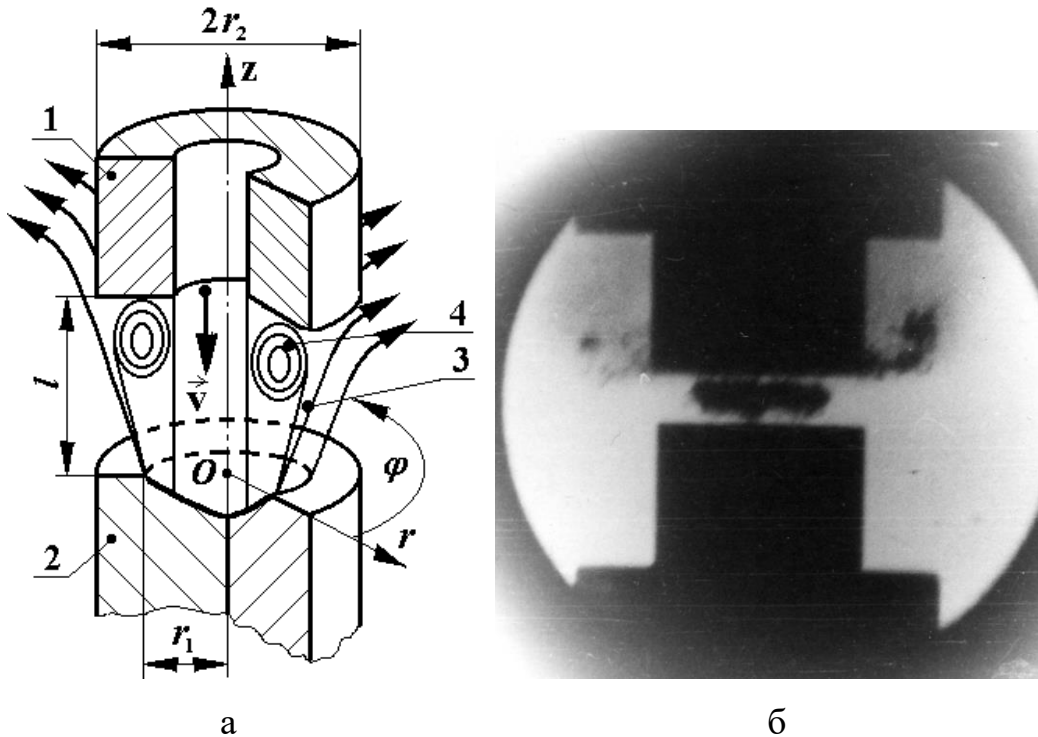


Рисунок 1.8 – Конструктивна схема протиточного струминного ГДВ (а), кадр швидкісної кіноз'йомки працюючого ГДВ (б):

- 1 – сопло;
- 2 – відбивач із параболічною лункою на торці;
- 3 – осесиметрична СО;
- 4 – первинний тороїдальний вихор з розвинутою кавітацією [23]

У результаті цього вміст кавітаційної області періодично викидається назовні, а захопування парових мікропухирців породжує тональні акустичні хвилі високої інтенсивності [23, 26 – 30].

Дослідження показали, що у протиточного ГДВ геометричні й гідродинамічні параметри зануреного кільцевого струменя жорстко

взаємозалежні між собою. Вони визначають частоту основного тону й рівень акустичного сигналу. Було отримано оптимальне співвідношення зовнішнього й внутрішнього діаметрів сопла [33, 34]. При цьому було встановлено, що зовнішня крайка сопла протиточного ГДВ відіграє важливу роль в утворенні тороїдальної кавітаційної області [35]. Аналогічні дослідження з оптимізації геометричних та гідродинамічних параметрів прямоточних ГДВ представлені в наукових роботах О.В. Сухарькова [24, 25].

Хоча основними робочими елементами струминних ГДВ є сопло й відбивач, можливе оснащення їх резонансним пристроєм. Звичайно, це виконується у вигляді набору стрижнів, за допомогою яких сопло й відбивач протиточного ГДВ скріплені між собою [12] (аналогічно стрижневому випромінювачу Польмана та Яновського). Для прямоточного ГДВ замість перешкоди можна використовувати резонатор, наприклад, у вигляді коаксіальної пелюсткової структури, що представляє собою пустотілий циліндр із профрезерованими уздовж утворюючими пазами [9]. При цьому окремий пелюсток можна розглядати як пристрій, аналогічний випромінювачу Польмана-Яновського. Основні переваги струминних ГДВ з резонатором – більш високий рівень сигналу, можливість роботи при більш низьких швидкостях витікання рідини, генерується близький до гармонійного сигнал. До недоліків можна віднести малу стійкість вібруючих елементів конструкції до руйнування, невисоку ефективність роботи в режимі розвинутої кавітації й складність плавного регулювання частоти генерованих коливань. Міняти робочу частоту доводиться, в основному, шляхом заміни резонансної системи: або з іншого матеріалу з іншим модулем пружності, або з іншими геометричними параметрами резонатора.

Існують також струминні ГДВ з опуклою перешкодою у вигляді сферичного сегмента із площиною [35, 36]. Один з варіантів конструкції

такого ГДВ наведено на рис. 1.9. Настроювання випромінюючої системи на оптимальний режим роботи здійснюється парою гвинт-гайка. Процес звукоутворення при роботі цієї випромінюючої системи зводиться до наступного. Рідина витікає із сопла 1 та зустрічається з обтічником 2. При цьому внутрішні шари струменя частково загинаються в область кільцевого вирізу, де створюється розрідження, що сприяє утворенню локалізованої кавітаційної області тороїдальної форми. Ця область обмежена зовні СО у вигляді тонкого струменя, що обтікає виріз. У процесі роботи вміст області періодично викидається в навколишній простір, генеруючи в ньому складний сигнал, що охоплює (залежно від робочих параметрів ГДВ) діапазон частот від 0.8 кГц до 25 кГц [22, 36].

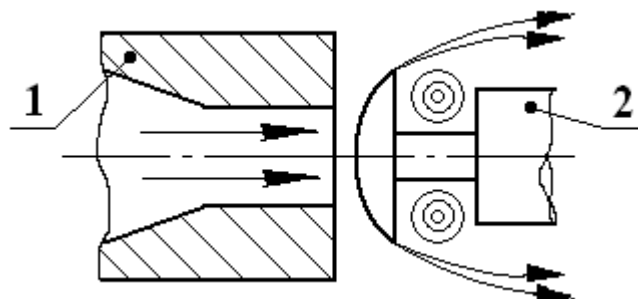


Рисунок 1.9 – Струминний ГДВ із опуклою перешкодою

Механізм звукоутворення для такого випромінювача аналогічний раніше розглянутому механізму для ГДВ прямооточного й протиточного типу. Струминний ГДВ із опуклою перешкодою має ряд переваг: може бути використаний для інтенсифікації процесу очищення площинних поверхонь [37], дозволяє озвучувати рідини із включеннями великих твердих частинок, а також відкриває можливості для озвучування внутрішніх поверхонь труб у широкому діапазоні діаметрів [38].

Отже, у всіх типів струминних ГДВ механізм звукоутворення обумовлений пульсаціями кавітаційної області тороїдальної форми (накопичувач енергії) й поперечними вигибними коливаннями зануреної СО. АЧХ ГДВ й спектр генерованого акустичного сигналу формує занурена СО (клапан). Тому становить інтерес провести огляд наукових праць по тематиці:

1. Гідродинамічне звукоутворення струменями й вихорами.
2. Стійкість й динаміка оболонок, у тому числі при наявності потоку рідини усередині оболонки.

1.2 Генерування коливань турбулентними зануреними струменями

Гідродинамічне звукоутворення містить у собі генерування коливань нестационарним рухом рідини, турбулентністю й кавітацією [39, 40]. Сучасні теоретичні подання про ці джерела звуку розроблені в останні чотири десятиліття й базуються на наступних міркуваннях. Виходячи із самих загальних передумов: рівняння нерозривності й закону збереження імпульсу й піддаючи їх стандартним диференціальним операціям, одержують нелінійне хвильове рівняння, права частина якого характеризує інтенсивність гідродинамічних джерел коливання.

Таким чином, фактична течія заміняється гіпотетичним зовнішнім силовим полем, еквівалентним йому в тому розумінні, що вони генерують коливання однакової інтенсивності у будь-якій зовнішній точці простору.

Найбільш загальним є хвильове рівняння, що описує випромінювання звуку рідиною, що рухається, й що має наступний вигляд [39]:

$$\Delta^2 P - \frac{1}{c_0^2} \cdot \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} = -\frac{\partial Q(\mathbf{x}, t)}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{F}(\mathbf{x}, t) - \frac{\partial^2 (\rho U_i U_j - \sigma_{ij})}{\partial x_i \partial x_j} - \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{P}{c_0^2} - \rho \right), \quad (1.3)$$

де P – тиск, c_0 – швидкість звуку в незбуреній рідині, Q – витрати рідини, \mathbf{x} – радіус-вектор деякої точки простору, \mathbf{F} – сила, ρ – щільність незбуреної рідини, U – її швидкість, σ_{ij} – компоненти тензора в'язких напруженостей, $i, j = 1, 2, 3$.

Перший доданок правої частини, що описує швидкість зміни витрати рідини, відповідальний за монопольне випромінювання: пульсуючі струмені або створювані ними зони, кавітаційні пухирці.

Другий доданок – просторова зміна масових сил. У випадку нестационарності він визначає дипольне випромінювання: осцилюючі в рідині струмені або тіла. Якщо масові сили, що діють у межах деякого об'єму V_0 , міняються періодично, в полі генерованих тисків:

$$P(\mathbf{x}) \cong -\frac{e^{-ikR}}{4\pi R} \left\{ ik\mathbf{n} \int_{V_0} \mathbf{F}(\mathbf{x}_0) dV_0 + k^2 \mathbf{n} \left[\int_{V_0} \mathbf{F}(\mathbf{x}_0) \mathbf{x}_0 dV_0 \right] + O(kl)^3 \right\}, \quad (1.4)$$

визначальним є перший член, що описує дипольне випромінювання. Це рішення записане для умови $kl \sim 1 \ll kR$, де l – довжина області, у якій зосереджені джерела звуку, $\mathbf{n} = \mathbf{x}/R$ – одиничний вектор у напрямку \mathbf{x} , R – відстань від джерела до точки спостереження, k – хвильове число.

Третій доданок характеризує зміну в просторі імпульса й в'язкісних напруг. У випадку його залежності від часу також виникає

випромінювання звуку: перша частина $\left(\frac{\partial^2 (\rho U_i U_j)}{\partial x_i \partial x_j} \right)$ – відповідає

квадрупольним джерелам (турбулентні струмені й потоки), а друга

$\left(\frac{\partial^2 \sigma_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \right)$ – характеризує випромінювання, обумовлене нестационарністю

якісних напруг й, як правило, зневажливо мале в порівнянні з іншими складовими. При періодичній зміні імпульсу в об'ємі V_0 тиск у довільній точці поля визначається співвідношенням, що описує квадрупольне випромінювання:

$$P(\mathbf{x}) \cong -\frac{k^2}{4\pi R} e^{-ikR} \mathbf{n} \left[\int_{V_0} (\rho \mathbf{U} \mathbf{U}) dV_0 \right] \mathbf{n} + \dots \quad (1.5)$$

I, нарешті, четвертий доданок описує випромінювання звуку, обумовлене зміною з часом температури або ентропії середовища, а також можливим порушенням суцільності рідини при її течії. Ці джерела відіграють незначну роль у процесі генерування коливань, їхнім внеском у більшості реальних випадків можна знехотити. Наведений аналіз підтверджує дуже широке коло гідродинамічних об'єктів, що викликають випромінювання, що описується рівнянням (1.3).

Звукоутворення більше вузькою областю гідродинамічних джерел – турбулентними пульсаціями – описується неоднорідним хвильовим рівнянням, що було виведено Лайтхілом й має вигляд [41, 42]:

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_0^2 \nabla^2 \rho = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial \mathbf{x}_i \partial \mathbf{x}_j}, \quad (1.6)$$

де

$$T_{ij} = \rho U_i U_j + P_{ij} - c_0^2 \rho \delta_{ij}, \quad (1.7)$$

T_{ij} – тензор потоку кількості руху, δ_{ij} – символ Кронекера, P_{ij} – тензор напруг.

$$P_{ij} = P\delta_{ij} + \eta \left\{ -\frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{2}{3} \left(\frac{\partial U_k}{\partial x_k} \right) \delta_{ij} \right\}, \quad (1.8)$$

де η – коефіцієнт зсувної в'язкості.

Рівняння Лайтхіла також носить досить узагальнений характер: джерелом звуку є флуктуючий вплив в'язкої та стискальності рідини, що займає кінцеву область V_0 , яка оточена необмеженим об'ємом нерухливої рідини. Основним у вираженні (1.7) для тензору потоку кількості руху T_{ij} є перший доданок $\rho U_i U_j$, а два інших пропорційні квадрату числа Маху $M^2 = (U/c_0^2)^2$. Тому для звукових течій з достатнім ступенем точності справедливо:

$$T_{ij} \cong \rho U_i U_j. \quad (1.9)$$

Рівняння Лайтхилла (1.6) – типу запізнілого потенціалу. Його рішення, що описує вихідне від джерела випромінювання, має такий вигляд [43]:

$$P(\mathbf{r}, t) = C^2 \{ \rho(\mathbf{r}, t) - \rho_0 \} = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{\partial^2}{\partial X_i \partial X_j} \int_V \frac{[T_{ij}(\mathbf{r}', t)]}{R} dV(\mathbf{r}'), \quad (1.10)$$

де ρ_0 – щільність незбуреної рідини, \mathbf{r} та \mathbf{r}' , відповідно, радіус-вектор точки спостереження й точки, що переміщується, в області інтегрування.

Квадратні дужки означають, що вписану в них величину варто брати в момент часу $(t - R/c)$, попередньому тому моменту t , у який визначено величини P та ρ , що знаходяться в лівій частині рішення (1.10). Аналіз рішення (1.10) дозволив Лайтхілу зробити висновок про те, що потужність звуку, генерованого безмежним турбулентним потоком, пропорційна восьмому ступеню швидкості, що підтверджує квадрупольний характер випромінювання [44].

Універсальність передумов, з яких виходить теорія Лайтхіла (точні рівняння гідродинаміки без яких-небудь спрощуючих припущень) приводить до того, що ця теорія описує не тільки генерування звуку, але також його конвекцію з потоком та дисипацію, обумовлену розсіюванням та в'язкістю. Ідеї Лайтхіла виявились дуже плідними з погляду з'ясування механізму звукоутворення. Вони знайшли розвиток у цілому ряді робіт.

А. Пауэлл у роботі [45], розглядаючи як модель джерела акустичного поля сферичну поверхню довільних розмірів, що обмежує область турбулентності в рідині, й припускаючи рідину усередині цієї поверхні нестислою, вважає, що акустичний тиск генерується точковим мультиполем у стискальній рідині, що оточує сферичну поверхню. Виходячи, подібно Лайтхілу, з рівняння нерозривності й закону збереження кількості руху, він одержує прості вираження тиску випромінювання в точці далекого поля:

$$\text{– для квадруполья} \quad P(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{3} \frac{y^2}{x c_0^2} \frac{\partial^2 [P_{inc}]}{\partial t^2}, \quad (1.11)$$

$$\text{– для диполья} \quad P[\mathbf{x}, t] = \frac{y^2}{x c_0} \frac{\partial [P_{inc}]}{\partial t}, \quad (1.12)$$

– для монополя
$$P(\mathbf{x}, t) = \frac{y}{x} [P_{inc}]. \quad (1.13)$$

Тут P_{inc} – тиск у нестисливій рідині на сферичній поверхні, \mathbf{x} – радіус-вектор джерела поля.

У роботі [46], використовуючи замість рівняння Лайтхіла конвективне рівняння Ліллі, що відрізняється від рівняння Лайтхіла переносом члена $\rho U_i U_j$ із правої частини в ліву, автор одержує можливість обліку як рефракції звуку, так й екрануючої дії прикордонного шару струменя. Модифікація рівняння Лайтхіла наведена в роботі [47]: кожному з фізичних ефектів, що обумовлюють акустичне випромінювання вільного потоку, відповідає в правій частині спеціальний член – джерело. У роботі [48] враховані теплопровідність та в'язкість середовища, а в роботі [49] наведено формулу для визначення інтенсивності повного шумового випромінювання в навколишнє середовище вільним реактивним струменем, що, за твердженням автора, дає більше точні результати, чим формула Лайтхіла.

Результати робіт [41, 42, 45 – 49], описані вище, застосовні до турбулентних течій на більших видаленнях від твердих тіл. При наявності твердих меж конструктивна схема генерування й випромінювання звуку турбулентним потоком змінюється [50 – 55]. По-перше, звук, генерований квадруполями, відповідно до теорії Лайтхіла при наявності твердих поверхонь дифрагує на межах. По-друге, квадруполі не займають усього об'єму турбулентного потоку, а розподілені в областях, що відстоять на деякій відстані від твердих поверхонь. Поблизу пружних податливих поверхонь зосереджуються, головним чином, монополі. Якщо поверхні негіддатливі або роблять коливання у своїй площині, то випромінювання визначається, в основному, диполями.

Наявність меж у теорії Лайтхіла знаходить наступне вираження:

права частина рівняння (1.6), у відповідності з усім, означеним вище, повинна являти собою суму трьох складових, що визначають внесок акустичних джерел відповідних порядків. Рішення рівняння (1.6) у цьому випадку отримано Кьорлем у роботі [55] у припущенні, що турбулентність зосереджена в області V , що містить тверду межу S , у наступному вигляді:

$$\rho(t) - \rho_0 = \frac{1}{4\pi c^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{[T_{ij}(\mathbf{r}, t)]}{R} dV(\mathbf{r}') +$$

$$+ \frac{1}{4\pi c^2} \int_S l_i \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial}{\partial y_i} [\rho U_i U_j + P_{ij}] dS(\mathbf{r}') + \frac{1}{4\pi c^2} \cdot \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S l_j \frac{1}{R} [\rho U_i U_j + P_{ij}] dS(\mathbf{r}'),$$
(1.14)

де використано ті ж позначення, що в рішенні (1.10), включаючи квадратні дужки для позначення попереднього моменту часу $(t - R/c)$; l_j – напрямні косинуси до поверхні S . У вільній турбулентності, при відсутності меж, другий та третій поверхневі інтеграли в останньому рівнянні, що відповідають монопольному й дипольному випромінюванням, обертаються в нуль. Тоді рішення (1.14) перетворюється в рішення Лайтхіла (1.10).

Теоретично проблема турбулентного звукоутворення розроблена непогано [41, 42, 45 – 48, 56 – 64]. Наведені результати теоретичних робіт дуже корисні для з'ясування механізму генерування звуку турбулентною областю й прикордонним шаром. При безпосередньому використанні для оцінки експериментальних даних вони мають недостатність відомостей про структуру турбулентності [65 – 77]. Для цієї задачі придатні формули, виведені Лайтхілом [28] шляхом аналізу розмірностей для акустичного тиску, генерованого вільним турбулентним струменем:

$$P \approx \frac{\rho^3 d^2 U^3}{\rho_0 c_0}. \quad (1.15)$$

Кьорлем [56] та Пауелом [78] для потужності випромінювання акустичних монополів, диполів та квадруполів, відповідно, отримано співвідношення:

$$I_M \approx M^4; \quad I_D \approx M^6; \quad I_{KV} \approx M^8. \quad (1.16)$$

З останніх формул витікає, що для дозвукових течій ($M < 1$) акустичні потужності зменшуються з підвищенням порядку випромінювача [79]. Залежності інтенсивності випромінюваного звуку від числа Маху описані також у роботах [53, 80].

Наведені теоретичні оцінки інтенсивності турбулентного шуму припускають гладкість обтічної поверхні. Оскільки шорсткість підвищує енергію турбулентних пульсацій, варто очікувати при її зростанні підвищення турбулентного шуму [81, 82].

Нарешті, третє джерело гідродинамічного звукоутворення – кавітація. Це явище можна описати неоднорідним хвильовим рівнянням [83, 84]:

$$\frac{\partial^2 \rho_\kappa}{\partial t^2} - c_0^2 \nabla^2 \rho_\kappa = \rho_{OK} \frac{\partial^2 (U_i U_j)}{\partial x_i \partial x_j} - \rho_{OK} \frac{\partial^2 (V U_i U_j)}{\partial x_i \partial x_j} + \rho_\kappa \frac{\partial^2 V}{\partial t^2}, \quad (1.17)$$

де ρ_κ та ρ_{OK} – відповідно миттєве й рівноважне значення щільності рідини, n – кількість пухирців в одиниці об'єму, R та R_0 – відповідно миттєве й початкове значення радіусу пухирця, $V = \frac{4}{3} \pi n (R^3 - R_0^3)$ – зміна об'єму

пухирця при його пульсаціях або захопуванні. Другий та третій доданок правої частини характеризує наявність газової фази в рідині. Головну роль грає третій доданок, що описує об'ємні коливання газових пухирців та виникаюче при цьому монополярне випромінювання.

Особливий інтерес із погляду турбулентного звукоутворення представляє генерування коливань зануреними струменями. Кьорль [85] експериментально досліджував повітряний струмінь без підігріву, що попадає в нерухоме середовище.

Зроблено висновок, що струмінь починає змішуватись із зовнішнім повітрям відразу після виходу із сопла, так що існує область інтенсивного «перетину», де швидкість змінюється від швидкості «ядра», до нульової швидкості навколишнього середовища.

У початку струменя цей здвиговий шар дуже тонкий, але турбулентне змішування змушує його розширюватись з видаленням від сопла далі за течією, поки не пошириться аж до осі струменя.

У роботах [86 – 89] показано, що область змішування струменя є основним джерелом звуку, особливо при високих швидкостях струменя. Установлено [53, 61], що основне джерело випромінювання струменя простирається аж до діаметра сопла, причому високочастотний шум генерується ближче до сопла. У ряді робіт [4, 58] наводяться дані про спрямованість шуму, генерованого турбореактивними аеро-динамічними струменями, як дозвуковими, так й надзвуковими, у досить широкому діапазоні чисел Маху. Діаграми спрямованості цих шумів характеризуються різним ступенем асиметрії.

Дотепер розглядалися вільні турбулентні області й турбулентні прикордонні шари. Якщо ж потік охоплює всю поверхню тіла, то генерується, в основному, вихровий звук, а також спостерігається випромінювання, пов'язане з вібраціями тіла під дією турбулентного потоку. Вихровий звук утворюється в результаті зриву вихорів з обтічних

потокот перешкод [63, 64]. Це приводить до виникнення «доріжки завихрень», форма якої добре пояснюється теоретично [63]. Із приводу ж причини її виникнення не існує єдиної точки зору [80, 78 – 81].

Особливий інтерес для генерування коливань ГДВ представляє «крайовий тон» – звук, що генерується витікаючим із щілини або осесимметричного отвору струменем, що зустрічається із твердою перешкодою [2, 8, 45].

Перешкода у більшості випадків загострюється убік струменя. Численні експериментальні дані дозволяють стверджувати, що будь-яка перешкода на шляху струменя змушує її коливатись із частотою, що лінійно залежить від середньої швидкості витікання рідини. Крім того, вібратор під дією струменя може збуджуватись на власній частоті. У цей час відсутня єдина точка зору на механізм утворення крайових тонів. З існуючих гіпотез варто виділити гідродинамічну (Ричардсон [44], Кьорль [85]), акустичну (Пауэлл [45, 78], Лямшев [90]) та динамічну (Ніборг [91]) теорії.

Загальним для перших двох з них є утворення вихорів біля сопла при витіканні з нього струменя й вплив з боку вібратора через зворотний зв'язок на сопло. У результаті цього встановлюються автоколивання. Розходження зводиться лише до кінематичних подань, зв'язаних з механізмом передачі інформації від вібратора до сопла.

У гідродинамічній теорії цей рух струменя біля вібратора, що впливає на витікання, додаючи струменю поперечну швидкість та створюючи нові завихрення до сопла.

В акустичній теорії – ударна хвиля, генерована вихором біля вібратора, й поширюється зі швидкістю звуку до сопла. Поводження низькошвидкісних струменів краще описується гідродинамічною теорією, а високошвидкісних – акустичною теорією.

Динамічна теорія Ніборга припускає, що на струмінь у поперечному

напрямку діє сила, однакова у всіх точках між соплом та перешкодою. Величина її незмінна в часі, спрямована або нагору, або донизу, залежно від того, перебуває вільний кінець струменя нижче, або вище вістря клина в цей момент часу [91].

До недоліків цієї теорії можна віднести штучність введення цієї сили та її характеристик. Тому автор вважає потрібним якісно розглядати коливний струмінь як доріжку зростаючих завихрень, вважаючи кожний наступний виступ та западину «зародковою парою завихрень».

Зі сказаного вище бачимо, що ідея вихореутворення присутня у всіх трьох теоріях: у гідродинамічній та акустичній – у явному вигляді, та динамічній – у схованому. Вихореутворенню присвячена теорія Крюгера в основу якої покладена вихрова доріжка Кармана.

Константинов Б.П. засумнівався в правильності цієї теорії, думаючи, що вона вдало відображає лише зовнішню картину механізму звукоутворення, його кінематику. Йому вдалось запропонувати теорію утворення крайових тонів без залучення ідеї вихореутворення [92].

Константинов виходить із того, що на виході із сопла елемент рідини перетерплює вплив у бічному напрямку й, рухаючись за інерцією, усе більше відхиляється від середнього положення, створюючи в навколишньому середовищі збурювання [92].

Це робить зворотну дію на підставу струменя біля сопла, у результаті чого встановлюється автоколивальний режим. Виходячи із другого закону динаміки, він виводить диференціальне рівняння змущених коливань струменя, порівняння якого з результатами експериментальних досліджень дає непогані результати [92].

Викладені відомості про сучасний стан теоретичних та експериментальних досліджень струминного звукоутворення дозволяють зробити висновок про те, що теоретично принципові питання цього явища, загалом, розроблені, але кожний конкретний випадок його застосування з

метою генерування коливань вимагає спеціальних досліджень, як аналітичних, так й експериментальних.

1.3 Висновки до першого розділу

Для інтенсифікації багатьох фізико-хімічних процесів, що протікають у рідинній фазі, усе більше використовуються акустичні методи. Це пов'язано з декількома причинами. Відомо, що деякі технологічні процеси або взагалі нездійсненні, або приводять до низької якості продукції без акустичного впливу (наприклад, готування водомасляних емульсій, перемішування погано розчинних рідин, гомогенізація харчових продуктів, очищення медичного інструмента від забруднень й т.д.). Крім того, для багатьох технологічних процесів акустичний вплив підвищує якість продукції.

Акустичні методи дозволяють механізувати, а в багатьох випадках повністю автоматизувати технологічні процеси. Це призводить до росту продуктивності.

Існують різні випромінюючі системи для озвучування рідинної фази. Загальними перевагами САП, у порівнянні з іншими видами випромінювачів, є дешевина одержуваної акустичної енергії, простота конструкцій та зручність їх в експлуатації, надійність та стабільність роботи, високий ступінь перемішування оброблюваного продукту, висока продуктивність та ін.

Струмінь рідини є генератором коливань й одночасно об'єктом озвучування. Відповідно до досліджень [93], при готуванні емульсії за допомогою магнітостриктора й ГДВ продуктивність останнього в 75 разів вище. Поряд з витратами істотну роль грає якість готового продукту. Дослідження показали [1, 10], що за допомогою магнітостриктора можна

одержати 9% емульсію, а гідродинамічним – 15%, й це не є межою. Крім того, вартість електронного встаткування для магнітострикційних та п'єзоелектричних перетворювачів на кілька порядків вище вартості струминних випромінюючих систем.

Найбільш перспективними для багатьох технологічних процесів є струминні ГДВ системи. Аналіз літературних джерел показав, що цей тип випромінювачів має ряд незаперечних переваг.

По-перше, механізм звукоутворення заснований на періодичному схлопуванні кавітаційної зони, що створювана вихровим рухом рідини, причому зона найбільшої руйнівної активності кавітації перебуває за межами деталей конструкції. Відсутність елементів конструкції, що роблять коливання в резонансному режимі, забезпечує довгострокову надійну роботу випромінювача.

По-друге, відсутні обмеження на матеріал, з якого виготовляються деталі конструкції випромінюючої системи, що дає можливість використання її в різних біохімічних процесах, що протікають в агресивних середовищах.

По-третє, струминні ГДВ можна успішно застосовувати для озвучування рідин у широкому інтервалі в'язкостей (від ефірів до парафіністих бітумів).

По-четверте, можливість вибору робочої частоти в широкому інтервалі значень за рахунок вибору відповідної пари сопло-відбивач.

Багато технологічних процесів (особливо в хімічному та біохімічному виробництві) протікають в умовах надлишкових статичних тисків. Разом з тим відсутні цілеспрямовані дослідження режимів роботи струминних ГДВ систем в умовах статичного тиску.

Немає однозначної відповіді про можливість й доцільність застосування цих випромінювачів, про їхню ефективність при надлишковому статичному тиску в робочій місткості. Наявні дані

обмежені значенням надлишкового статичного тиску $\Delta P_{ст} \leq 3 \cdot 10^5$ Па, хоча відзначається помітний ріст частоти генерованих коливань зі збільшенням статичного тиску.

З огляду на все викладене вище можна сформулювати задачі подальших досліджень:

1. Удосконалити модель струминного ГДВ, що дозволила б теоретично розраховувати частоту основного тону генерованого акустичного сигналу та АЧХ даного джерела звуку в умовах гідростатичного тиску в рідині. Теоретично й експериментально вивчити вплив статичного тиску на АЧХ струминних ГДВ та інтенсивність генерованого ними звуку.

2. Встановити способи плавного регулювання частоти основного тону генерованих коливань.

3. Розробити математичну модель нелінійного згасання негармонійного сигналу у вигляді коротких експонентних імпульсів, що дозволить розраховувати питому акустичну потужність, поглинену в одиниці об'єму рідини.

4. Дослідити руйнівну активність поверхового шару струминними ГДВ в умовах гідростатичного тиску й можливості застосування цих джерел звуку для задач БМІ.

РОЗДІЛ 2

МОДЕЛЬ ЗВУКОУТВОРЕННЯ В ГДВ ПРИ ГІДРОСТАТИЧНОМУ ТИСКУ

Механізм генерування коливань у струминних ГДВ заснований на пульсаціях локалізованої кавітаційної області. Ця первинна область тороїдальної форми утворюється при несиметричному натіканні зануреної СО на прямокутний клин (рис. 1.7, 1.8).

Зовнішньою межею кавітаційної області є занурена СО: циліндрична або у вигляді усіченого конуса, вільна підстава якої робить згінні коливання на одній із власних частот. При цьому парогазові каверни з потоком виходять назовні й утворюють вторинний тороїдальний вихор [94].

Тональний звук генерується в результаті періодичного схлопування парогазових каверн у вторинній вихровій тороїдальній області, за межами робочої пари сопло-відбивач. Можна стверджувати, що кавітаційна область між торцями сопла й перешкоди є накопичувачем енергії [94].

І хоча загалом процес перетворення енергії струменя в акустичну енергію й енергію кавітації рідини якоюсь мірою зрозумілий, фізичний механізм виникнення поперечних автоколивань струменя дотепер не з'ясований.

Ця ідея згадується в джерелах [95, 96], але більш детально розглядалась в роботах [83 – 86]. Однак деталі цього механізму, зокрема вплив гідростатичного тиску в рідині, не були розроблені.

Метою даного розділу є спроба розробити теорію струминних ГДВ при наявності гідростатичного тиску в рідині, оцінити можливість плавного регулювання частоти основного тону генерованого акустичного сигналу.

2.1 Математична модель ПТТ струминного ГДВ

Конструктивна схема протиточного ГДВ представлена на рис. 2.1а. Основні конструктивні елементи такої випромінюючої системи – співвісні кругові сопло 1 та відбивач 3 з лункою на торці. Лунка має оптимальний параболічний профіль [27], а її діаметр на торці залежить від діаметра прохідного отвору сопла 1. Після натікання на лунку струмінь розвертається, формуючись в осесиметричну СО 3, яку можна вважати жорстко затисненою на торці відбивача. На іншому торці сопла інша гранична умова – відсутність поздовжнього зсуву й деформації крутіння.

При натіканні на зовнішню крайку сопла струмінь кільцевого перетину роздвоюється. Частина потоку рідини йде в навколишній простір, а частина за рахунок ефекту Бернуллі відхиляється до осі симетрії, створюючи вихор тороїдальної форми 4. У середині вихору створюється кавітаційна область.

Зі збільшенням концентрації газових та парових каверн в об'ємі вихору зростає тиск, що деформує вільний край пружної СО. У результаті цього вміст внутрішньої області викидається назовні, формуючи зовнішній тороїдальний вихор розвинутої кавітації, добре видний на рис. 2.1б, в, г [97 – 100].

На рис. 2.1 також добре видно, що у внутрішній області ГДВ має місце розвинена кавітація. Саме наявність хмари парогазових мікро пухирців ускладнює проходження світлових променів, через що внутрішня область виглядає темною. Таким чином, у внутрішній області між соплом та відбивачем ГДВ існує двофазне середовище, що складається з рідини й парогазових мікро пухирців. Другою причиною поперечної нестійкості СО може бути мінливість швидкості рідини, що витікає із сопла, а на практиці це завжди має місце.

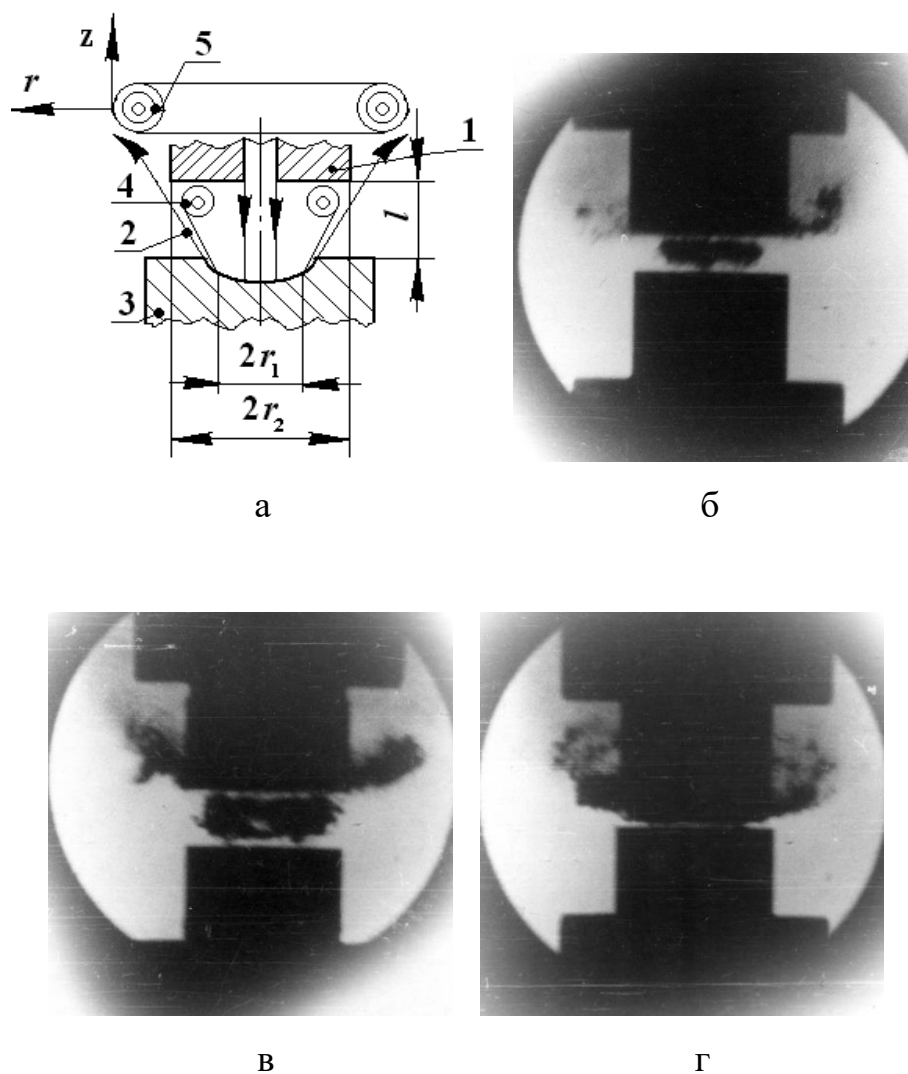


Рисунок 2.1 – Конструктивна схема протиточного струминного ГДВ (а), кадри швидкісної кінозйомки працюючого ГДВ (б, в, г):

- 1 – сопло;
- 2 – занурена СО;
- 3 – відбивач;
- 4 – первинний тороїдальний вихор з розвинутою кавітацією;
- 5 – вторинний тороїдальний вихор з розвинутою кавітацією

Для струминних ГДВ характерна осесиметрична кругова циліндрична або конічна усічена СО. Однак, при наявності надлишкового статичного тиску в незбуреній рідині, кут між віссю й утворюючою

усіченого конуса СО малий, тому можна застосувати модель циліндричної оболонки [101].

Також при оптимальному настроюванні протиточного ГДВ (максимальний рівень генерованого звуку), коли довжина оболонки становить 0.9...1.1 діаметра вихідного отвору сопла (відповідає 0.45...0.55 діаметра меншої підстави усіченого конуса), то СО в першому наближенні можна вважати циліндричною [102].

Отже, будуть розглядатися оболонки середньої довжини, для яких довжина ℓ й середній радіус r співвідносяться, як $\ell/r \sim 1$.

Як було показано І.В. Вовком, В.Т. Грінченко та Ю.М. Дудзінським [97], пружними властивостями володіє двофазне середовище усередині зануреної СО (рис. 2.1). Механічні властивості рідини з парогазовими мікро пухирцями змінюються, наприклад, з ростом швидкості струменя [103]. Зокрема, при цьому зменшується пружність цієї субстанції внаслідок збільшення об'ємної концентрації парових та газових пухирців. При побудові моделі струминного ГДВ умовно будемо приписувати цю пружність самій зануреній СО. Рішення задачі її коливань дасть можливість розраховувати частоту основного тону (нижча гармоніка) генерованого звуку й АЧХ протиточного ГДВ.

Існують два шляхи рішення задачі стійкості й динаміки оболонок. Перший полягає в тому, що пружну оболонку розглядають як тривимірне тіло. Рішення відповідних рівнянь теорії пружності знаходять шляхом розкладання в ряди по ступенях відстані точки оболонки від серединної поверхні. Хоча цим методом й досягається висока точність розрахунків, він досить громіздкий.

Другий підхід полягає в тому, що шляхом прийняття деяких гіпотез тривимірна задача теорії пружності зводиться до двовимірної задачі про рівновагу й деформацію серединної поверхні оболонки. Ця поверхня

приймається навантаженою системою сил та моментів, статично еквівалентною системою навантажень оболонки.

Другий шлях був обраний з міркувань його відносної простоти й «видимості» результатів. Найбільш простий та вживаний варіант теорії базується на гіпотезах Кірхгофа-Лява [104]:

– прямокутні волокна оболонки, перпендикулярні до серединної поверхні до деформування, після деформації залишаються прямолінійними й перпендикулярними до вигнутої серединної поверхні, зберігаючи при цьому свою довжину;

– нормальні напруги на площадках, паралельних серединній поверхні, вважаються зневажливо малими в порівнянні з іншими напругами.

Слід зазначити, що теорія, побудована на основі гіпотез Кірхгофа-Лява, є наближеною. Прийняття цих гіпотез вносить похибку порядку h/R , де h – товщина оболонки, R – мінімальний лінійний розмір серединної поверхні [104, 105].

Скористаємось рівняннями руху оболонки в загальному вигляді [104, 106]:

$$\frac{1}{AB} \left[\frac{\partial(T_1 B)}{\partial \alpha} - \frac{\partial(S_2 A)}{\partial \beta} + S_1 \frac{\partial A}{\partial \beta} - T_2 \frac{\partial B}{\partial \alpha} \right] - \frac{N_1}{R_1} = \rho h \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + q_1,$$

$$\frac{1}{AB} \left[\frac{\partial(S_1 B)}{\partial \alpha} + \frac{\partial(T_2 A)}{\partial \beta} - T_1 \frac{\partial A}{\partial \beta} - S_2 \frac{\partial B}{\partial \alpha} \right] - \frac{N_2}{R_2} = \rho h \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} + q_2,$$

$$\frac{1}{AB} \left[\frac{\partial(N_1 B)}{\partial \alpha} + \frac{\partial(N_2 A)}{\partial \beta} \right] + \frac{T_1}{R_1} + \frac{T_2}{R_2} = \rho h \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + q_3,$$

$$\frac{1}{AB} \left[\frac{\partial(M_{12}B)}{\partial\alpha} - \frac{\partial(M_2A)}{\partial\beta} + M_1 \frac{\partial A}{\partial\beta} - M_{21} \frac{\partial B}{\partial\alpha} \right] + N_2 = 0,$$

$$\frac{1}{AB} \left[\frac{\partial(M_1B)}{\partial\alpha} + \frac{\partial(M_{21}A)}{\partial\beta} - M_{12} \frac{\partial A}{\partial\beta} - M_2 \frac{\partial B}{\partial\alpha} \right] - N_1 = 0,$$

$$\frac{M_{12}}{R_1} + \frac{M_{21}}{R_2} + S_1 + S_2 = 0, \quad (2.1)$$

де α, β – криволінійні координати точки на серединній поверхні (рис. 2.2а);

R_1, R_2 – радіуси кривизни оболонки;

$A = \left| \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial \alpha} \right|, B = \left| \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial \beta} \right|$ – модулі координатних векторів (параметри Ламе);

ρ – щільність матеріалу оболонки;

h – товщина оболонки в точці з координатами (α, β) .

Статично еквівалентні сили, прикладені до елемента серединної поверхні оболонки (рис. 2.2а):

– $\mathbf{T}_1, \mathbf{T}_2$ – нормальні;

– $\mathbf{T}_{12}, \mathbf{T}_{21}$ – зсувні;

– $\mathbf{N}_1, \mathbf{N}_2$ – перетину.

Статично еквівалентні моменти, прикладені до елемента серединної поверхні оболонки (рис. 2.2а):

– $\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2$ – згину;

– $\mathbf{M}_{12}, \mathbf{M}_{21}$ – крутіння.

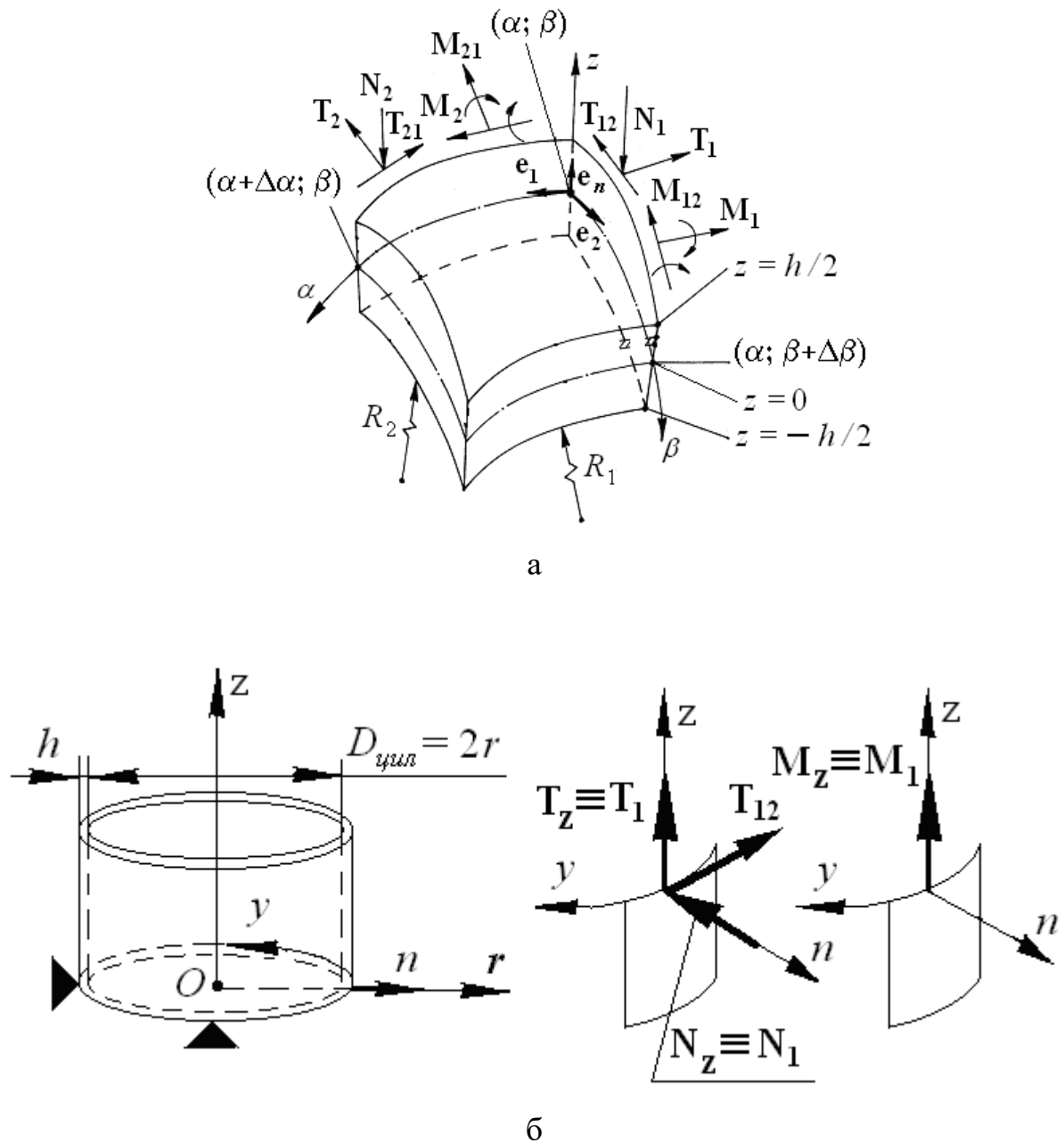


Рисунок 2.2 – Елемент довільної оболонки (а); циліндрична оболонка з жорстко затисненою нижньою підставою (б) [98]

При деформуванні оболонки точки її серединної поверхні одержують переміщення:

$$\mathbf{D}(\alpha, \beta) = \mathbf{e}_1 u + \mathbf{e}_2 v + \mathbf{e}_n w, \quad (2.2)$$

де $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_n$ – орти осей α, β та нормалі z , відповідно;

u, v, w – деформації стиску – розтягання, крутіння й вигину, відповідно;

$\mathbf{S}_1, \mathbf{S}_2$ – узагальнені згинаючі сили: $S_1 = T_{12} - \frac{M_{21}}{R_2}$; $S_2 = T_{21} - \frac{M_{12}}{R_1}$;

t – параметр часу;

$\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2, \mathbf{q}_n$ – питомі зовнішні сили, що викликають деформації стиску – розтягання, крутіння й вигину елемента оболонки, відповідно, й діючі в напрямку ортів $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_n$.

Система рівнянь коливання СО може бути зведена до одного диференціального рівняння вигляду [107, 108, 98, 99, 102]:

$$\frac{Eh^3}{12} \frac{\partial^4 w}{\partial z^4} - \rho h \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + \frac{Eh}{r^2} w = Q_0. \quad (2.3)$$

Передбачається, що оболонка, деформується під дією сил, рівномірно розподілених по її внутрішній поверхні, робить тільки вигибні гармонійні коливання, тобто:

$$q_z = q_\varphi = 0; \quad q_n = Q_0 \cdot e^{i\omega t}$$

$$w(z, t) = w(z) \cdot e^{i\omega t}. \quad (2.4)$$

З урахуванням виразу (2.4), остаточно маємо:

$$\frac{\partial^4 w}{\partial z^4} - k^4 w = -F_0, \quad (2.5)$$

де

$$k = \sqrt[4]{\frac{12(\rho r^2 \omega^2 - E)}{E h^2 r^2}}; \quad F_0 = \frac{12 Q_0}{E h^3}, \quad (2.6)$$

ω – кругова частота;

F_0 – наведена амплітуда питомої зовнішньої сили, що доводиться на одиницю площини внутрішньої поверхні оболонки.

2.1.1 Змушені коливання циліндричних СО

Загальне рішення неоднорідного рівняння (2.5) має вигляд:

$$w(z) = W_0(z) + W_*(z), \quad (2.7)$$

де рішення відповідного однорідного рівняння [112]:

$$W_0(z) = a \cdot \operatorname{ch}(kz) + b \cdot \operatorname{sh}(kz) + c \cdot \cos(kz) + d \cdot \sin(kz). \quad (2.8)$$

Приватним рішенням рівняння (2.5) є постійна функція $B = W_*(z)$.

Після підстановки цього значення в рівняння одержуємо:

$$B = \frac{F_0}{k^4}. \quad (2.9)$$

Отже, загальне рішення розглянутого неоднорідного диференціального рівняння:

$$w(z) = a \cdot \operatorname{ch}(kz) + b \cdot \operatorname{sh}(kz) + c \cdot \cos(kz) + d \cdot \sin(kz) + \frac{F_0}{k^4}. \quad (2.10)$$

Підставивши у вираження (2.18) крайові умови, що відповідають конкретному типу осесиметричних ГДВ, можна визначити невідомі коефіцієнти a, b, c, d . Як видно з конструкції ГДВ ПТТ (рис. 1.8, рис. 2.1), одна підстава оболонки ($z=0$) жорстко затиснена, а на іншій ($z=l$) – відсутні поздовжній зсув, зрушення та перерізуючі зусилля. Граничні умови на підставах оболонки [105, 106]:

$$w(0) = w'(0) = 0; \quad w'(l) = w''(l) = 0. \quad (2.11)$$

При таких граничних умовах характеристичні параметри k_n СО можуть бути отримані із трансцендентного рівняння [110, 111]:

$$2[\sin(kl) \cdot \operatorname{ch}(kl) + \cos(kl) \cdot \operatorname{sh}(kl)] = 0. \quad (2.12)$$

Основний тон (нижча частота) генерованого звуку при цьому відповідає найменшому кореню $k_0 l = 2.365$.

Підставивши в граничні умови (2.12) функцію прогину w (2.10) та її похідні, маємо систему рівнянь:

$$a + c = -\frac{F_0}{k^4};$$

$$b + d = 0;$$

$$a \operatorname{sh}(kl) + b \operatorname{ch}(kl) - c \sin(kl) + d \cos(kl) = 0;$$

$$a \operatorname{ch}(kl) + b \operatorname{sh}(kl) - c \cos(kl) - d \sin(kl) = 0, \quad (2.13)$$

з якої можна визначити невідомі коефіцієнти a, b, c, d .

Функція для амплітуди змушених коливань СО, що відповідає протиточному ГДВ, вище резонансу приймає вигляд:

$$w_{\text{прот}}^{BC}(z) = \frac{F_0}{2k^4 \sin(k\ell) \text{sh}(k\ell)} [\cos(k\ell) \text{ch}(k(\ell - z)) - \sin(k\ell) \text{sh}(k(\ell - z)) - \text{ch}(kz) - \text{ch}(k\ell) \cos(k(\ell - z)) - \text{sh}(k\ell) \sin(k(\ell - z)) + \cos(kz) + 2\text{sh}(k\ell) \sin(k\ell)]. \quad (2.14)$$

Амплітуда коливань вільного краю оболонки ($z = \ell$) вище резонансу:

$$w_{\text{прот}}^{BC}(\ell) = \frac{F_0}{k^4 \sin(k\ell) \cdot \text{sh}(k\ell)} [\sin(k\ell) \cdot \text{sh}(k\ell) + \cos(k\ell) - \text{ch}(k\ell)]. \quad (2.15)$$

Функції (2.14) та (2.15) мають розрив, коли параметр оболонки $k = 0$. Ця умова повинна відповідати резонансним коливанням оболонки на частоті основного тону:

$$\omega_0 = 2\pi f_0 = \sqrt{\frac{k_0^4 h^2 r^2 - 12}{12 \rho r^2}} E. \quad (2.16)$$

Цей же результат можна одержати, якщо розглядати власні коливання циліндричної оболонки [14]. Для цього в першому рівнянні системи (2.1) необхідно виключити зовнішню силу ($q_n = 0$). При цьому k_0 – найменший корінь відповідного трансцендентного рівняння [98].

Вираженням для АЧХ протиточного ГДВ (2.14) та (2.15) можна користуватись коли $\rho r^2 \omega - E > 0$, тобто в інтервалі частот ($\omega > \omega_0$), вище

резонансного значення. Розглянемо область нижче резонансного значення, тобто випадок, коли виконується умова $\rho r^2 \omega^2 - E < 0$. Перетворимо формулу (2.16) [111]:

$$\begin{aligned}
 k &= \sqrt[4]{\frac{12(\rho r^2 \omega^2 - E)}{E h^2 r^2}} = \sqrt[4]{\frac{12(E - \rho r^2 \omega^2)}{E h^2 r^2}} \cdot \sqrt[4]{-1} = \\
 &= \sqrt[4]{\frac{12(E - \rho r^2 \omega^2)}{E h^2 r^2}} \sqrt[4]{\cos \pi + i \sin \pi} = \\
 &= \sqrt[4]{\frac{12(E - \rho r^2 \omega^2)}{E h^2 r^2}} \left[\cos\left(\frac{\pi}{4}\right) + i \sin\left(\frac{\pi}{4}\right) \right] = p \cdot (1 + i), \quad (2.17)
 \end{aligned}$$

де

$$p = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt[4]{\frac{12(E - \rho r^2 \omega^2)}{E h^2 r^2}}.$$

Щоб одержати вираження для АЧХ осесиметричної СО в інтервалі частот, нижче резонансного значення ($\omega < \omega_0$), підставимо характеристичний параметр оболонки (2.17) у формулу (2.14) та перетворимо. Після перетворень одержимо функцію амплітуди змушених коливань СО, якою можна користуватись в інтервалі частот, нижче резонансного значення ($\omega < \omega_0$), за умови $\rho r^2 \omega - E < 0$:

$$\begin{aligned}
 w_{\text{пром}}^{HЧ}(z) &= \frac{F_0}{k^4 [\cos(2p\ell) - \text{ch}(2pz)]} \cdot [\sin(p(2\ell - z)) \cdot \text{sh}(pz) + \\
 &+ \sin(pz) \cdot \text{sh}(p(2\ell - z)) - \text{ch}(pz) \cdot \cos(p(2\ell - z)) -
 \end{aligned}$$

$$-\cos(pz) \cdot \operatorname{ch}(p(2\ell - z)) + \sin(pz) \cdot \operatorname{sh}(pz) + \cos(2p\ell) - \operatorname{ch}(2p\ell)]. \quad (2.18)$$

Амплітуда коливань вільного краю оболонки ($z = \ell$) нижче резонансу:

$$w_{\text{пром}}^{\text{НЧ}}(\ell) = \frac{F_0}{4p^4 [\cos(2p\ell) - \operatorname{ch}(2p\ell)]} \cdot [3\sin(p\ell) \cdot \operatorname{sh}(p\ell) - 2\cos(p\ell) \cdot \operatorname{ch}(2p\ell) + \cos(2p\ell) - \operatorname{ch}(2p\ell)]. \quad (2.19)$$

Таким чином, для розрахунку АЧХ СО можна скористатись вираженням (2.19) нижче резонансу й (2.15) – вище резонансу, відповідно. При цьому резонансне настроювання ГДВ відповідає частоті основного тону $\omega_0 = 2\pi f_0$, що обчислюється за формулою (2.16).

2.1.2 Залежність АЧХ струминних ГДВ від гідростатичного тиску

Далі під статичним тиском будемо мати на увазі надлишковий, у порівнянні з нормальною атмосферою, тиск у рідині (герметичній ємності). Зв'язок між гідростатичним та статичним тисками, отже, можна виразити співвідношенням:

$$P_{cm} = P_0 + \Delta P_{cm}, \quad (2.20)$$

де P_0 [Па] – нормальний атмосферний тиск;

ΔP_{cm} [Па] – статичний тиск у незбуреній рідині;

P_{cm} [Па] – повний гідростатичний тиск у незбуреній рідині.

Як витікає з вираження (2.16), частота основного тону ω_0 залежить,

зокрема, від геометричних параметрів кільцевого струменя, щільності робочої рідини ρ та модуля пружності E зануреної СО.

Геометричні параметри визначаються габаритами сопла, відбивача й регульованою відстанню між ними. Щільність рідини можна вважати практично незмінним параметром, зокрема в діапазоні розглянутих статичних тисків у рідині:

$$\Delta P_{cm} \leq 2.5 \text{ МПа} \Rightarrow \rho \approx \text{const}.$$

Залишається припустити, що зростання частоти $\omega_0 = 2\pi f_0$ пов'язано зі збільшенням модуля пружності $E(\Delta P_{cm})$ при підвищенні статичного тиску. Визначивши функцію $E(\Delta P_{cm})$, можна розраховувати АЧХ струминних ГДВ по відомих властивостях рідини й геометричних параметрів зануреної СО.

Для більшості двохатомних газів рівняння стану з великою точністю описується рівнянням Пуассона для ідеальних газів:

$$P = P_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma, \quad (2.21)$$

де P_0 – тиск при $\rho = \rho_0$, як буде показано в розділі 3, в розробленій моделі струминного ГДВ досить обмежитись першими трьома складовими в вираженні (2.22).

Модуль пружності циліндричної СО [114]:

$$E = \frac{K_{ad}}{3 \cdot (1 - 2\nu)} \approx \frac{\sum_{i=1}^n \chi_i \cdot (P_* + \Delta P_{cm})^i}{3}. \quad (2.22)$$

Оскільки матеріал оболонки – рідина, то приймаємо коефіцієнт Пуассона $\nu = 0$.

Для більшості рідин теоретичні значення внутрішнього тиску дуже великі: $P_* \sim 10^8$ Па. Що стосується реально вимірних величин P_* для тих же рідин, то вона укладається в інтервалі значень $(10^6 \dots 10^7)$ Па. Це можна пояснити тим, що адсорбовані на поверхні ємності органічні речовини (жирні кислоти, високомолекулярні спирти та інше), розчинене у рідині повітря, утримана поверхнею волога значно знижують об'ємну та тангенціальну міцність рідини [115].

Речовини, здатні приводити до утворення таких «слабких» місць, завжди присутні на поверхнях твердих тіл та в повітрі. Відомо, наприклад, що поверхня свіжої розколотої слюди покривається цятками жиру після декількох хвилин контакту з повітрям [113]. Крім того, неможливо повністю дегазувати рідину.

Слід також враховувати, що будь-яка рідина має кінцеву міцність на розрив. Це має місце для струминного ГДВ, при роботі якого створюється тороїдальна вихрова зона з розвиненою кавітацією (рис. 1.8, рис. 2.1). Тому пропонується в якості внутрішнього тиску P_* прийняти межу міцності рідини на розрив (поріг кавітації): $P_* \sim (10^5 \dots 10^6)$ Па [115].

$\gamma = C_p / C_v$ – показник адіабати, дорівнює відношенню молярних теплоємностей газу при постійному тиску й об'ємі, відповідно.

У багатьох практичних питаннях, коли необхідно враховувати стискальність рідини, використовується емпіричне рівняння Тета [40]:

$$P = P_* \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma, \quad (2.23)$$

де $P_*[\text{Па}]$ – внутрішній тиск у рідині при $\rho = \rho_0$, який обумовлений силою взаємодії молекул;

χ – параметр, що характеризує відхилення адіабатичної стискальності рідини від закону Гука.

Згідно [113] адіабатичний модуль об'ємної пружності рідини визначається вираженням:

$$K_{ad} = \sum_{i=1}^n \chi_i (P_* + \Delta P_{cm})^i. \quad (2.24)$$

Параметр P_* суттєво залежить від температури, а параметри χ_i від температури практично не залежить. Для більшості рідин величина безрозмірного лінійного параметра лежить у діапазоні значень $\chi_1 = (4...12)$, а нелінійні параметри $\chi_2[\text{Па}^{-1}]$, $\chi_3[\text{Па}^{-2}]$, $\chi_4[\text{Па}^{-3}]$,... малі й вплив відповідних членів ряду в розкладанні (2.24) істотно лише при високих статичних тисках.

Питання про нелінійні параметри більше високого порядку еквівалентно питанню про те, наскільки реальна рідина відповідає рівнянню Тета (2.23). Якщо скористатись отриманою формулою (2.10) у вираженнях (2.14), (2.15), (2.18) та (2.19), то можна теоретично розрахувати АЧХ струминних ГДВ та частоту основного тону акустичного сигналу, генерованого в режимі резонансу.

2.2 Аналіз теоретичних результатів

У спектрі акустичного сигналу, генерованого струминними ГДВ, є присутнім ряд гармонік, як кратних, так й некрлатних частот (див. розділ 3).

При цьому більша частина енергії доводиться на гармоніку, частота якої збігається з нижчою власною частотою оболонки (частота основного тону сигналу). Як видно з вираження (2.16), власна частота коливань циліндричної СО залежить від її геометричних та гідродинамічних параметрів, а також властивостей робочої рідини.

До геометричних параметрів ставляться середній радіус оболонки r , її товщина h й довжина ℓ в сукупності з параметром оболонки $k\ell$ (2.6).

Гідродинамічні параметри – швидкість струменя й статичний тиск у незбуреній рідині. Із властивостей робочої рідини виділимо її щільність, в'язкість та поріг кавітації. Ці ж параметри впливають на вид АЧХ струминних ГДВ, як витікає з формул (2.15), (2.19).

Як показали експериментальні дослідження (див. розділ 3), для струминних ГДВ ПТТ товщина оболонки, в основному, визначається одним гідродинамічним параметром – витратою рідини, тобто швидкістю струменя ($h \sim v$) на виході із сопла (рис. 2.1а).

Матеріалом СО є сама робоча рідина. Тому питомі сили інерції пропорційні щільності рідини ρ , а питомі пружні сили – модулю пружності двофазного середовища усередині циліндричного зануреного струменя.

Будемо умовно вважати, що ця пружність (E) належить самій СО. Модуль пружності E , як видно з (2.22), визначається порогом кавітації рідини й надлишковим, у порівнянні з атмосферним, статичним тиском у ній ΔP_{cm} . Проведемо більш детальний аналіз.

2.2.1 Оцінка механічних характеристик внутрішньої області ГДВ

Для одного з габаритів сопла й відбивача струминного ГДВ ПТТ (рис. 1.8, рис. 2.1) зона звукоутворення має лінійний розмір 20 мм.

Частота проходження імпульсів акустичного сигналу при цьому становить (0.9...1.0) кГц, тобто довжина хвилі (~1.5 м) на два порядки більше випромінюючого тіла. Цей факт дозволив у роботі [97] І.В. Вовку, В.Т. Грінченку та Ю.М. Дудзінському запропонувати акустичну модель струминного ГДВ у вигляді пульсуючого монополя. Було отримано вираження для частоти основного тону генерованого звуку:

$$f_0 = \left[\frac{3E}{(2\pi r_0)^2 \rho_{жс}} \right]^{1/2} = \left[\frac{3}{(\pi d)^2 \rho_{жс} K} \right]^{1/2}, \quad (2.25)$$

де $d = 2r_0$ – діаметр тонкої СО (монополь);

$E = 1/K$ – пружність (K – стискальність) двофазного середовища (рідина з парогазовими мікро пухирцями) усередині СО.

Оскільки частоту основної гармоніки можна експериментально виміряти, то з вираження (2.25) можна одержати формулу для оцінки пружності двофазної сферичної області усередині СО ГДВ:

$$E = \frac{1}{K} = \frac{(\pi d)^2 \rho_{жс} f_0^2}{3}. \quad (2.26)$$

Також по відомих геометричних параметрах зони звукоутворення струминного ГДВ й параметрам суцільних середовищ (рідина й повітря) можна оцінити інші механічні характеристики двофазного середовища [84]:

$$h = \frac{K_2 - K}{K_2 - K_{жс}}; \quad \rho = (1-h)\rho_2 + h\rho_{жс}; \quad c = \sqrt{\frac{E}{\rho}} = \sqrt{\frac{1}{\rho K}}, \quad (2.27)$$

де $\rho_2, \rho_{жс}, \rho$ – щільності газу (повітря), суцільної рідини й двофазного середовища;

$K_2, K_{жс}$ – об'ємні стискальності газу й рідини;

h – доля води;

$(1-h)$ – доля газу в двофазному середовищі.

Оцінимо характеристики двофазного середовища усередині пульсуючого монополя на прикладі роботи одного струминного ГДВ у двох рідинах: вистояній воді й трансформаторному мастилі. Зрівняємо їх також з відповідними параметрами суцільних рідин (додаток Б).

Слід зазначити два факти. По-перше, при оптимальному настроюванні струминного ГДВ на максимальний рівень сигналу характеристики пульсуючої двофазної області близькі для обох робочих рідин. По-друге, хвильовий розмір діаметра СО становить величину близьку до $d/\lambda \approx 1$, щодо швидкості звуку у двофазному середовищі усередині СО. Цим можна пояснити високу інтенсивність генерованого акустичного сигналу при малих габаритах зони звукоутворення. Отже, для випромінювання назовні струминний ГДВ можна вважати точковим, тому що $d/\lambda_{жс} \sim 10^{-2}$. Як витікає з виражень (2.25), (2.26) та (2.27), частота пульсацій локальної кавітаційної області, що утворюється між соплом та перешкодою струминного ГДВ (рис. 2.1), залежить від її геометричних параметрів (d), від властивостей рідини ($\rho_{жс}, K_{жс}$) та газу (ρ_2, K_2), від частки рідини (h) у двофазному середовищі.

Відповідно до наведеної в роботі [97] гіпотези зміна швидкості струменя рідини v на виході сопла змінює параметр h й, відповідно, характеристики K, ρ, h кавітаційної області, що приводить до зміни частоти основного тону (f_0) генерованого звуку. Модуль пружності E зануреної СО збільшується з ростом гідростатичного тиску за рахунок

всєбічного стиску рїдини й парогазових пухирцїв у нїй. Варто очїкувати при цьому, згїдно (2.25), зростання частоти пульсацїй (f_0) тороїдального вихору з розвинутою кавїтацїєю усерединї зануреної СО. Розходження порога кавїтацїї в рїдин P_* (наявнїсть домішок, ступїнь дегазацїї, рїзні типи рїдин та їн.) бїде причиною розходження частоти основного тону f_0 при переходї з одного рїдинного середовища на їнше.

Треба вїдзначити, що коливання СО генерують їнтенсивний звук тїльки в умовах двофазного середовища з розвинутою кавїтацїєю у внутрїшнїй областї, за рахунок їстотно меншого їмпедансу, в порївняннї з суцїльною рїдиною в зовнїшнїй областї (рис. 2.1). Одночасно зї збїльшенням надлишкового (у порївняннї з атмосферою) статичного тиску ΔP_{cm} зростає межа мїцностї рїдини на розрив – порїг кавїтацїї. Можна припустити, що для виконання умови $\rho c \sim \rho_{ж} c_{ж}$ (табл. 2.1) з ростом ΔP_{cm} необхідно одночасно збїльшувати швидкїсть струменя на виходї сопла.

2.2.2 Вплив геометричних параметрїв СО на частоту звуку

Вплив на значення f_0 довжини СО ℓ позначається через параметр оболонки k_0 , що є найменшим коренем характеристичного трансцендентного рївняння (2.12). Рїшення його дає значення параметра оболонки:

$$k\ell = 2.365 \rightarrow k = \frac{2.365}{\ell}. \quad (2.28)$$

Пїсля пїдстановки параметра оболонки (2.28) у формулу (2.16), можна одержати залежнїсть $f_0(\ell)$.

На рис. 2.3 представлені залежності частоти основного тону звуку, генерованого струминним випромінювачем ПТТ, від відстані між торцями сопла й відбивача (рис. 2.1а), тобто від довжини СО. Криву 1 на рис. 2.3 отримано з використанням моделі конічної зануреної СО за методикою, що представлена Ю.М. Дудзінським у роботі [117].

Залежність 2 отримана з використанням формули (2.16), що відповідає моделі еквівалентної циліндричної зануреної СО, розробленої в даній дисертаційній роботі.

Радіус меншої підстави усіченого конуса визначається розмірами лунки на торці відбивача ($r_1 = 3.5$ мм), радіус більшої підстави – зовнішнім радіусом сопла ($r_2 = 5.7$ мм).

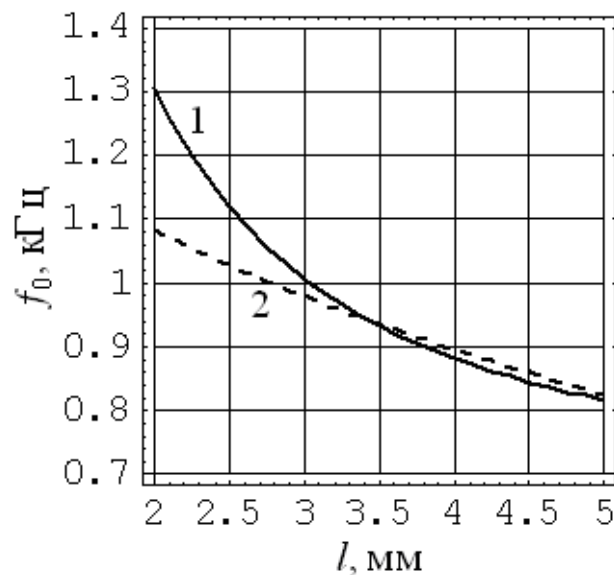


Рисунок 2.3 – Залежність частоти нижчої гармоніки звуку, генерованого протиточним ГДВ, від довжини l :

1 – модель конічної усіченої оболонки [116];

2 – модель циліндричної оболонки

При цьому як радіус приймалось усереднене значення $r = (r_1 + r_2) / 2$. Довжина оболонки плавно регулювалась в діапазоні значень $\ell = (2 \dots 5)$ мм. Робоча рідина – трансформаторне мастило.

Розглянемо залежність частоти основної гармоніки звуку, генерованого при вигибних коливаннях занурених циліндричних СО, від їхніх геометричних параметрів. Як витікає з вираження (2.16), збільшення одного з геометричних параметрів – середнього радіуса зануреної струминної оболонки, приводить до зниження частоти основного тону.

На рис. 2.4 представлено теоретичну залежність, відповідно до вираження (2.16).

Товщина СО 0,5 мм. Робоча рідина – вистояна протягом трьох тижнів водопровідна вода. Ці результати не суперечать відомому факту: зниження власних частот пульсуючих або осцилюючих тіл зі збільшенням їхніх характерних габаритів.

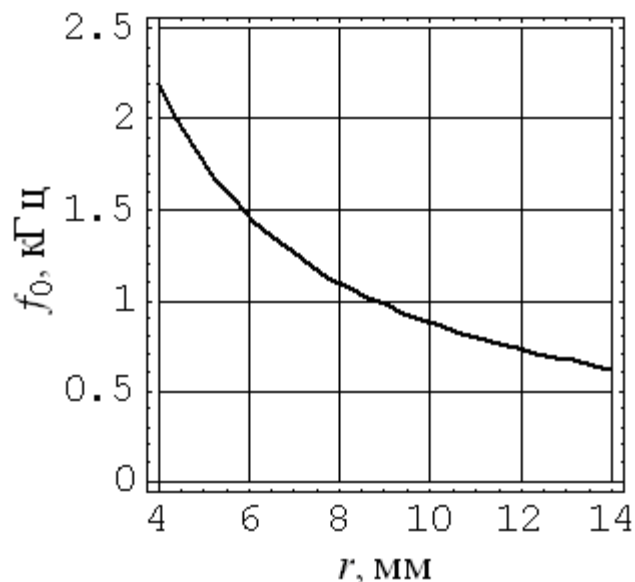


Рисунок 2.4 – Залежність частоти основного тону від радіусу циліндричної СО

На рис. 2.5 представлено теоретичну залежність нижчої гармоніки циліндричної СО від її товщини.

Середній радіус еквівалентної циліндричної оболонки $r = 4.6\text{мм}$, її довжина – $\ell = 3.4\text{мм}$. Робоча рідина – трансформаторне мастило. Відповідно до вираження (2.25) залежність $f_0(h)$ нелінійно зростає зі збільшенням товщини. Пояснити цю закономірність можна тим, що зі збільшенням параметра h , з однієї сторони збільшується питома маса одиниці поверхні оболонки, з іншого боку – зростає її модуль пружності E .

Перший фактор, збільшуючи інертність зануреної СО, приводить до зниження власної частоти.

Другий фактор, збільшуючи модуль пружності оболонки, приводить до підвищення її власної частоти. Очевидно, у діапазоні значень $h = (0.15 \dots 0.8)$ мм другий фактор грає більше істотну роль у порівнянні з першим.

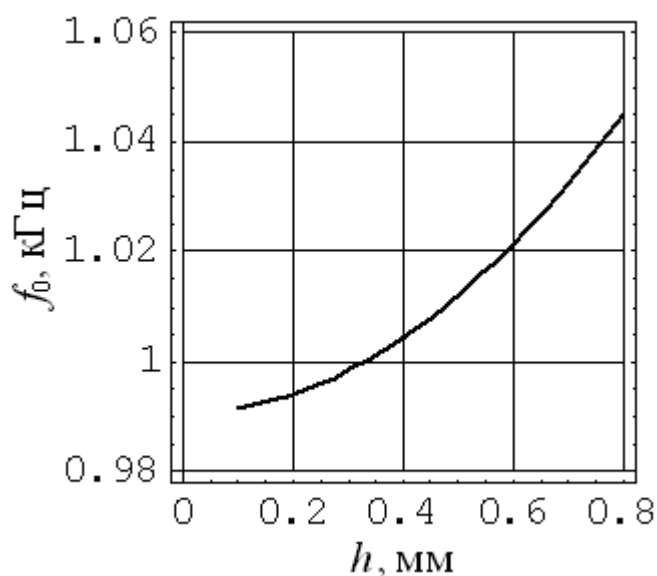


Рисунок 2.5 – Залежність частоти основного тону від товщини циліндричної СО

2.2.3 Вплив властивостей рідини й статичного тиску на АЧХ струминних ГДВ

Проаналізуємо вплив на АЧХ занурених СО щільності рідинного середовища. Як видно з формули (2.16), у рідині з більшою щільністю власна частота циліндричної СО нижче (рис. 2.6) при інших незмінних параметрах. Дійсно, з ростом щільності рідини збільшується питома маса СО. Збільшення інертності пульсуючого або осцилюючого тіла неминуче приводить до зниження його власних частот.

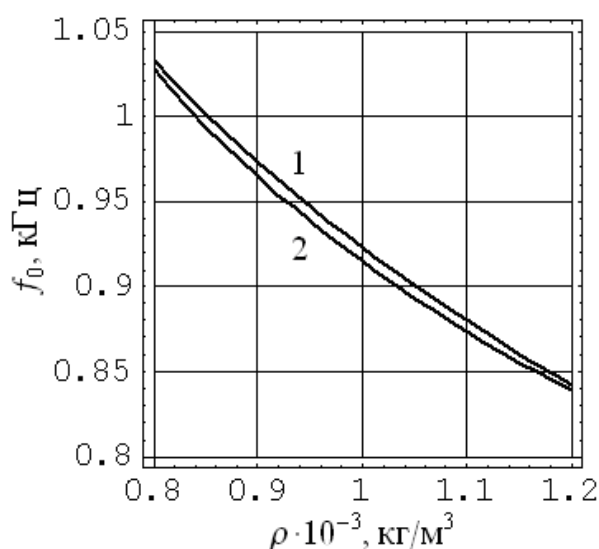


Рисунок 2.6 – Залежність частоти основного тону від щільності рідини:

- 1 – модель циліндричної СО;
- 2 – модель конічної СО [117]

Також становить інтерес оцінити вплив щільності рідини на АЧХ, на частоту основного тону f_0 й на добротність розглянутих випромінюючих систем. Задаємось геометричними параметрами СО – активного елемента струминного ГДВ ПТТ. Результати розрахунку АЧХ по формулах (2.15) та

(2.19) представлено на рис. 2.7. Крива 1 – для зануреної водяної СО, крива 2 – відповідає трансформаторному мастилу, як матеріалу оболонки.

При заміні робочої рідини (з води на трансформаторне мастило) зниження щільності й, відповідно, зменшення питомої маси оболонки позначається на резонансній частоті більш істотно, ніж зниження параметра P_* й, відповідно, зменшення модуля пружності E осесиметричного циліндричного струменя (2.22).

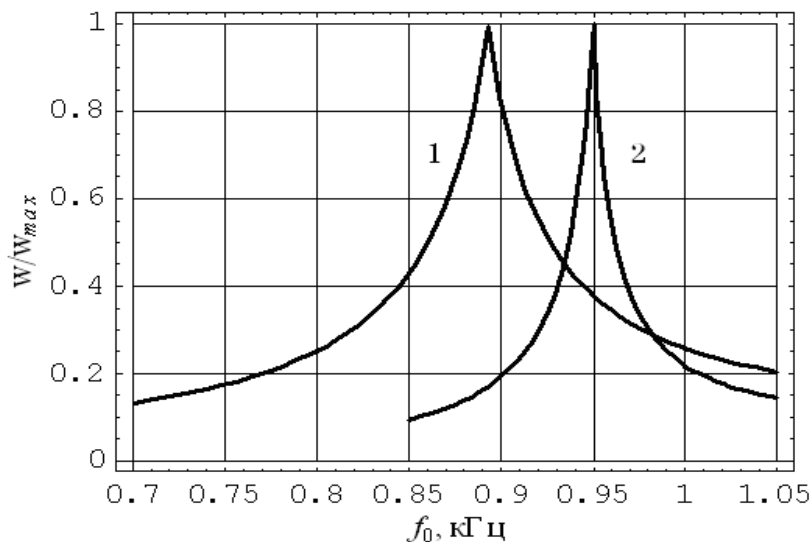


Рисунок 2.7 – АЧХ зануреної СО при використанні робочої рідини:

- 1 – водопровідна вода;
- 2 – трансформаторне мастило

Крім того, зменшення маси супроводжується зростанням добротності, що взагалі характерно для динамічних систем. З урахуванням вираження (2.22) формулу для частоти основного тону генерованого сигналу (2.16) можна переписати у вигляді:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k_0^4 h^2 r^2 + 12 \sum_{i=1}^3 \chi_i (P_* + \Delta P_{cm})^i}{36 \rho r^2}}. \quad (2.29)$$

Як витікає з (2.29), можливо плавне регулювання нижчої власної частоти СО шляхом зміни статичного тиску $\Delta P_{ст}$ в герметичній ємності. Це ж явище буде мати місце зі збільшенням глибини занурення струминних ГДВ при незмінних геометричних параметрах СО.

На рис. 2.8 показано теоретичні залежності $f_0(\Delta P_{ст})$ для випадків роботи ГДВ ПТТ в воді та мастилі.

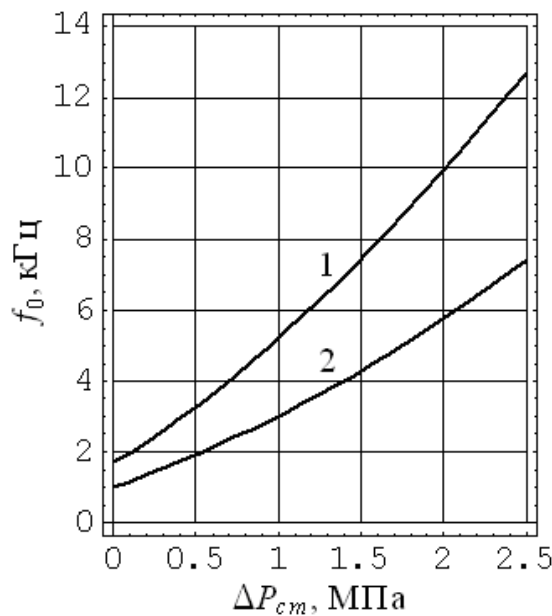


Рисунок 2.8 – Залежність частоти нижчої гармоніки від статичного тиску при використанні робочої рідини:

- 1 – водопровідна вода;
- 2 – трансформаторне мастило

У якості $\Delta P_{ст}$ мається на увазі надлишковий, у порівнянні з атмосферою, статичний тиск у незбуреному середовищі. Це може відповідати умовам генерування звуку пружною СО, наприклад, на різних глибинах або в герметичній ємності із плавно регульованим гідростатичним тиском.

Розрахунки показують, що в діапазоні $\Delta P_{cm} = (0...2.5)$ МПа в обох рідинних середовищах нижча власна частота СО змінюється приблизно у 8 разів, що було підтверджено експериментально (розділ 3).

Як робоча рідина використовувалась трансформаторне мастило: щільність $\rho = 940$ кг/м³, внутрішній тиск у рідині (поріг кавітації) $P_* = 0.39$ МПа, лінійний й перші два нелінійні параметри: $\chi_1 = 7.1$, $\chi_2 = 8 \cdot 10^{-6}$ Па⁻¹, $\chi_3 = 10^{-11}$ Па⁻² [112]. Модуль пружності E зануреної СО визначається вираженням (2.22) для перших трьох членів у сумі.

Як видно з нормованих залежностей $w(f)$ (рис. 2.9), з підвищенням ΔP_{cm} не тільки збільшується частота основної (нижчої) гармоніки, але й добротність досліджуваної автоколивальної системи помітно зростає.

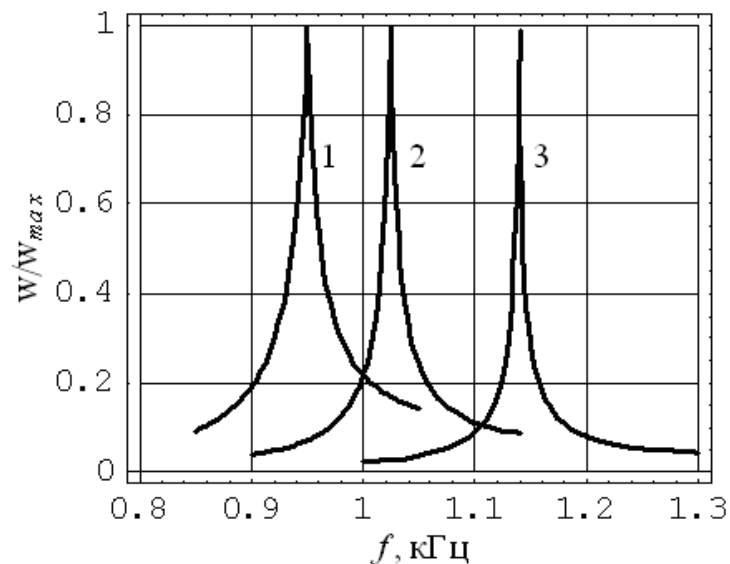


Рисунок 2.9 – АЧХ струминного ГДВ при надмірному статичному тиску в рідині:

$$1 - \Delta P_{cm} = 0;$$

$$2 - \Delta P_{cm} = 0.4 \text{ МПа};$$

$$3 - \Delta P_{cm} = 1.0 \text{ МПа}$$

2.3 Висновки до другого розділу

За результатами теоретичних досліджень можна зробити наступні висновки:

1. Проведено докладний аналіз роботи струминних ГДВ звуку з розвинутою кавітацією усередині СО. Обговорено його основні гідродинамічні й акустичні властивості. На основі цього аналізу запропонована гіпотеза про можливий фізичний механізм, що породжує автоколивання СО розглянутого типу ГДВ.

2. Проведено кількісні оцінки величин стислості, щільності й швидкості звуку у внутрішній кавітуючій області на основі найпростішої акустичної моделі зануреної СО. Зокрема встановлено, що в цьому двофазному середовищі швидкість звуку істотно (в 50...70 разів) нижче швидкості звуку в рідині, що оточує СО із зовнішньої сторони.

3. Удосконалено модель струминного ГДВ у вигляді зануреної СО – циліндричного профілю з урахуванням гідростатичного тиску в рідині. Рішення задачі про змушені вигибні коливання циліндричних СО при відповідних граничних умовах дозволяє розраховувати на стадії проектування АЧХ струминних ГДВ. Показано принципову можливість випромінювання звуку ГДВ в умовах надлишкових статичних тисків у незбуреній рідині.

РОЗДІЛ 3

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ

АКУСТИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК СТРУМИННИХ ГДВ

ЕАП типу магніостриктор та п'єзокераміка досить ефективні лише на ультразвукових частотах (≥ 20 кГц). На звукових частотах (5...6) кГц вони мають малий ККД, а на частотах нижче 2 кГц їх вага й розміри настільки великі, що неможливо використовувати в медичних приладах та біотехнологічному устаткуванні [26; 107]. Крім того, вони мають залежність амплітуди звукового тиску від частоти резонансного типу, а збільшення смуги робочих частот приводить до суттєвої знижки потужності звуку. Однак, акустичні антени, набрані з ЕАП, мають, завдяки малій довжині хвилі, вузьку діаграму спрямованості. Тому ЕАП доцільно використовувати у морській акустиці та підводній геології.

Параметричні прилади, робота яких основана на нелінійних ефектах пружних хвиль, характеризуються дуже вузькою діаграмою направленості, широкополосністю, нижній діапазон робочих частот у них доволі низький (0.1 кГц) [118, 119]. Однак низький ККД (3...5) % у водних розчинах біологічних речовин робить недоцільним використати ці пристрої в БМІ [120, 121].

Дотепер практично застосовується імпульсний розрядний струм високої напруги, з енергетичним показником порядку 100 кДж. При цьому часова тривалість пакету коротких імпульсів складає кілька секунд. Застосування цих ЕАП у біотехнологіях проблематично. По-перше, високовольтні прилади небезпечні. По-друге, енергія коротких імпульсів значно поглинається в біологічних тканинах та речовинах [122 – 125].

Труднощі із електробезпекою та експлуатацією привели до пошуку нових, більше безпечних й зручних для експлуатації приладів. Були

розроблені низькочастотні високоенергетичні перетворювачі, що використовують при експлуатації матеріали, поширені в сучасних технічних засобах: дизельне паливо, пропано-бутанова суміш, навколишнє повітря, морська чи річна вода. При цьому для генерування коротких звукових імпульсів використовується або попереднє стиснення речовини, або кавітаційні ефекти у рідині (табл. 3.1).

Таблиця 3.1 – Звукові перетворювачів вибухового, гідравлічного та пневматичного типу

Тип джерела	Принцип дії	Джерело енергії	Накопичена енергія	Діапазон частот, Гц	Література
Вибухове джерело	Тиск	Динаміт	$4 \frac{\text{кДж}}{\text{г}}$	$10 \dots 10^3$	[105]
Пневмо пушка	Тиск	Стиснене повітря	4 – 1000 кДж	5...300	[112]
Водяна гармата	Кавітація	Стиснений кисень	≈ 20 кДж	10...300	[113]
Флексичок	Кавітація	Стиснено мастило	≈ 20 кДж	10...300	[114]
Газовий експлодер	Тиск	Газ (пропан)	40 – 300 кДж	20...300	[105]
Спаркер	Тиск	Електричний заряд	1 – 100 кДж	$20 \dots 5 \cdot 10^3$	[105] [106]
Бумер	Тиск	Електричний заряд	≈ 1 кДж	$500 \dots 10^4$	[105] [106]

САП (ГДВ) суттєво відрізняються від наведених у табл. 3.1. Вони випромінюють пружні хвилі у вигляді тонального звуку. Спектри їх

містять ряд гармонійних складових, які залежать від геометрії й гідродинамічних характеристик кільцевого струменя, а також фізичних показників робочої рідини [31, 108]. Струминні ГДВ генерують звукові хвилі великої потужності [108, 126] із частотою послідовності імпульсів (основна або нижня спектральна складова) (0.3...10)кГц. Без сумніву струминні САП поєднують у собі корисні властивості традиційних (низькі частоти, більша потужність, простота в експлуатації) та ЕАП (дискретний спектр) [32, 118, 121].

Становить інтерес експериментально досліджувати характеристики струминних ГДВ ПТТ, особливості роботи у дистилаті та органічних чи біологічних рідинах, особливості генерування акустичних хвиль при наявності гідростатичного тиску в технологічному обладнанні. Остання умова пов'язана з можливістю застосування даних САП для поліпшення технологій в біологічному, харчовому та фармацевтичному виробництві.

3.1 Лабораторний стенд й методологія експерименту

Для експериментального дослідження генерування пружних хвиль струминними ГДВ в умовах статичного тиску в робочій ємності, вище за атмосферу, було спроектовано та змонтовано лабораторний стенд [23, 127, 128]. Умовно його можна поділити на енергетичну й вимірювальну складові. До складу лабораторного устаткування входить декілька робочих ємностей, що використовувались в різних умовах експерименту: у великих за габаритами досліджувались акустичні поля, в малих – проводились технологічні дослідження. Стенд дає можливість проводити експерименти з рідинами різної в'язкості та щільності. Умови роботи ГДВ в біомедичному технологічному встаткуванні можна моделювати за

допомогою регулювання статичного тиску, більшого за атмосферу, температури в герметичній ємності [23, 127, 128, 129].

Функціональну блок-схему лабораторного стенду представлено на рис. 3.1. САП генерують пружні хвилі в сталевій технологічній ванні 1. За конструкцією вона має вигляд розбірного циліндру із напівсферичними підставами внутрішнім діаметром 465 мм, висотою 1200 мм й товщиною стінки 14 мм [23, 107]. Ємність має герметичні електричні контакти 2, патрубки 3, ілюмінатори 4. Ємність 1, повністю заповнена робочою рідиною. Усередині змонтовано ГДВ ПТТ 5, до складу якого входить редукторний двигун 6 (тип РД – 09), й датчик звукового тиску 7. Рідина на вхід ГДВ подається від системи електродвигун 9 – аксіально-поршневий насос 8 об'ємного типу, із плавно регульованою витратою рідини [26]. Тиск нагнітання вимірюється за допомогою зразкового манометра 10. Слід зазначити, що ємність 1, ГДВ 5, насос 8 та сполучні трубопроводи являють собою замкнену гідродинамічну систему. Тому усередині робочої ємності, на вході насоса й на виході сопла ГДВ діє однаковий статичний тиск $\Delta P_{ст}$. Останній створюється допоміжним насосом 11 з електродвигуном 12. На вхід допоміжного насоса рідина надходить із ємності 13, що відкритого типу, а вихід насоса 11 з'єднаний з одним з патрубків 3. Регулювання статичного тиску здійснюється за допомогою регульованого клапана 14, вхід якого підключений до іншого патрубка 3. Надлишкова рідина надходить у ємність 13 [107]. Статичний тиск контролюється зразковим манометром 15 [108, 126]. Завдяки обміну між ємностями 1 та 13 створено охолодження рідини. Для регулювання статичного тиску $\Delta P_{ст}$ можна також використовувати балон стисненого газу, що знижує редуктор тиску й еластичну гумову мембрану, установлену всередині робочої ємності 1.

Регулювання відстані між соплом 16 та відбивачем 17 ГДВ здійснюється механізмом типу гвинт-гайка [26]. На гайці й осі двигуна 6,

що керується електричним блоком 18, є зубчасті колеса. За допомогою відповідного датчика й лічильника імпульсів 19 здійснюється з точністю 0.1мм вимір довжини кільцевого струменя. Сигнал з виходу датчика звукового тиску 7 надходить на цифровий вольтметр 20 (тип В 3-19), осцилоскоп 21 (тип С 1-83) та спектроаналізатор звукових й ультразвукових частот 22 (тип СК 4-56). Висвітлення, візуальне спостереження, фотографування й відеозйомка роботи САП проводились через ілюмінатори 4.

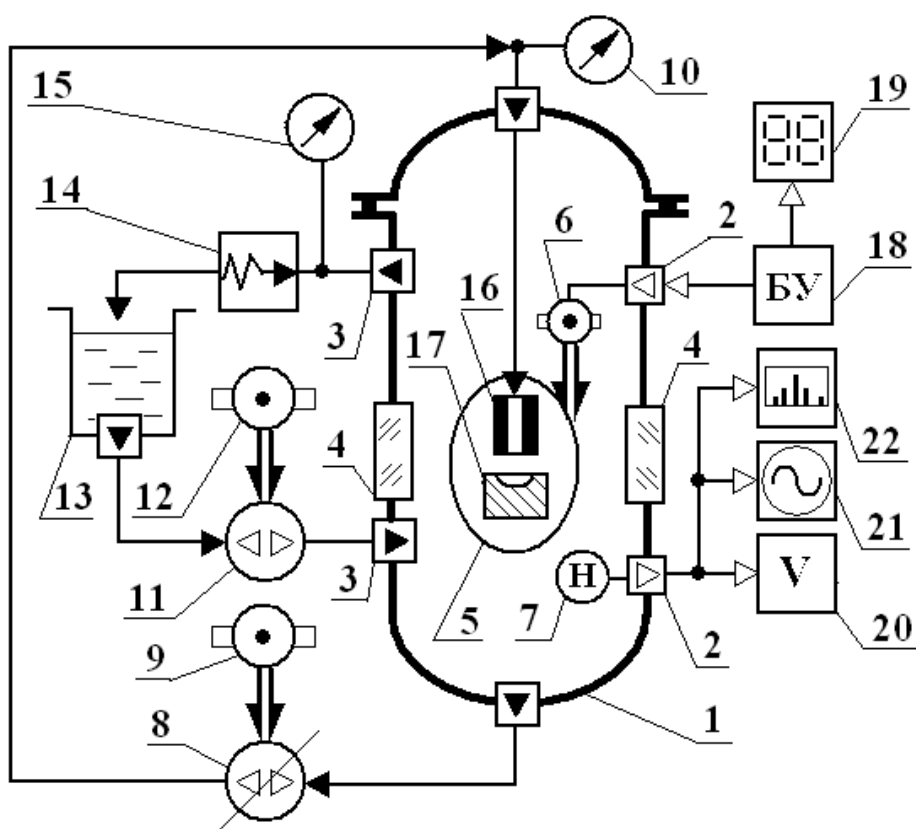
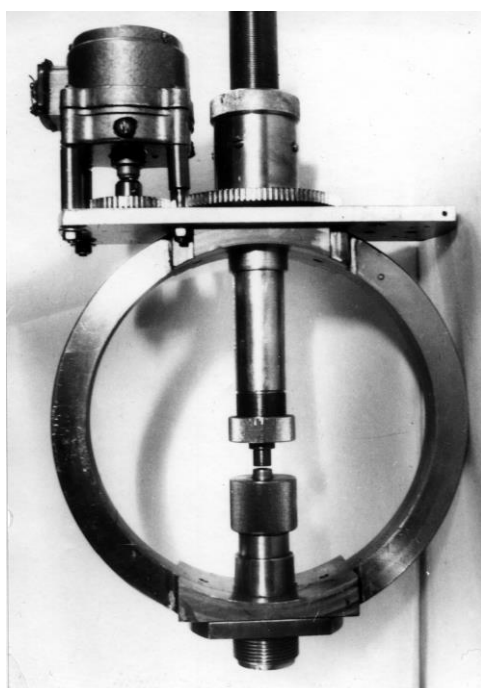


Рисунок 3.1 – Блок-схема лабораторного стенду

На рис. 3.2 представлено два варіанти конструкцій струминних ГДВ ПТТ [23, 107, 120]. Один з них має механізм гвинт-гайка з електроприводом (рис 3.2а). Цей пристрій дає можливість на відстані

змінювати режими роботи ГДВ шляхом регулювання відстані між соплом та відбивачем (довжина струменя кільцевого перетину). Призначення цього випромінювача – експлуатація в герметичній ємності для інтенсифікації процесів, що протікають у рідинній фазі, для інтенсифікації біологічних та фармацевтичних технологій. Конструкція іншого джерела звуку (рис 3.2б) розроблена для очищення внутрішніх циліндричних порожнин біотехнологічного обладнання.



а



б

Рисунок 3.2 – Конструктивні варіанти випромінювачів звуку

Похибки вимірів у значній мірі залежать від характеристик датчика акустичного тиску [130, 131] та його розташування стосовно області звукоутворення – вторинного тороїдального вихору з насиченою зоною розриву суцільного середовища. Датчик звукового тиску у процесі вимірів може перебувати в турбулентному потоці, на нього впливає

гідростатичний тиск, його поверхня може піддаватись ерозійному руйнуванню поблизу області насиченого розриву суцільного середовища.

З одного боку, для виконання умови точкового приймача, його розміри повинні бути на порядок менше довжини генерованих пружних хвиль. Оскільки в досліджуваних джерелах звуку частотний діапазон широкий (0.9...10) кГц, то діаметр п'єзокерамічної сфери повинен бути не більше 160 мм для нижньої частоти й не більше 15 мм для верхнього значення [130, 131]. З іншого боку, мінімальні розміри датчика обмежені його чутливістю до псевдозвукового тиску [39, 57]. Датчик звукового тиску має мінімальну чутливість до псевдозвуку, якщо його діаметр істотно більше радіусу кореляції, обумовленого половиною довжини турбулентності [130]. Для зменшення частки псевдозвукового тиску в звуковому сигналі рекомендовано вибирати розмір приймача з умови [39]:

$$d \gg \frac{v_c}{2f}, \quad (3.1)$$

де d – діаметр п'єзокерамічної сфери датчика звукового тиску;

f – частота звукового сигналу;

$v_c = 0.75v$ – швидкість перемішування вихорів;

v – середня швидкість потоку навкруги датчика звукового тиску.

Виходячи із цих двох взаємовиключних вимог, було розроблено для вимірів два датчики звукового тиску діаметрами $d_1 = 25$ мм й $d_2 = 15$ мм [26, 108]. Це доцільно, як з погляду припустимого перекручування досліджуваного акустичного сигналу, так з погляду чутливості приймача до псевдозвуку в потоці рідини. Розподіл акустичного поля у великій ємності (рис. 3.1) досліджувався переважно за допомогою датчика більшого діаметру. Виміри поблизу елемента звукоутворення та у малій

робочій ємності здійснювались приймачем меншого розміру.

Конструкції датчиків звукового тиску подібні й були розроблені, з урахуванням простоти, надійності, достатньої чутливості, необхідності проведення вимірів в умовах статичного тиску, вище за атмосферу. Чутливими елементами датчиків є сфери з п'єзокерамічного матеріалу PZT-23 середнім діаметром й товщиною стінки $\{d_1 = 25 \text{ мм}; h_1 = 1.0 \text{ мм}\}$ та $\{d_2 = 15 \text{ мм}; h_2 = 0.6 \text{ мм}\}$, відповідно [26, 126]. Оскільки приймач звуку може експлуатуватись при статичному тиску в герметичній ємності значно вище за атмосферу ($\Delta P_{ст} = 0 \dots 2.4 \text{ МПа}$), то його внутрішня порожнина заповнена твердим ядром – затверділим після полімеризації епоксидним компаундом з мілко дисперсним корундовим порошком [39, 131]. Для гасіння можливих вібрацій, переданих від стінок робочої ємності, датчик звукового тиску знаходиться в підвішеному стані, як фізичний маятник. Отриманий маятник має власну частоту на два порядки менше нижньої границі частотного діапазону досліджуваних звукових хвиль. За допомогою коаксіального кабелю датчик приєднаний до одного з герметичних електричних контактів робочої ємності (рис. 3.1).

Калібрування гідрофонів було проведено методом взаємності [132, 133] в акустичній трубі. Резонансна частота становить для меншого 250 кГц й для більшого датчика 160 кГц, відповідно. На високе значення f_p , мабуть, вплинула наявність твердого ядра усередині сфери з PZT-23. У частотному діапазоні досліджуваних сигналів (0.8...10) кГц датчики звукового тиску мають рівномірні АЧХ (рис. 3.3). Крива 1 належить частотній залежності чутливості датчика діаметром 25 мм, крива 2 – для датчика діаметром 15 мм. Удалині від вторинної тороїдальної області розширеної кавітації ($50 \text{ мм} < r < 180 \text{ мм}$) виміри проводились за допомогою приймача більшого розміру, поблизу елемента звукоутворення

($r < 50$ мм) – за допомогою приймача меншого діаметра. Чутливості датчиків діаметрами 25 мм та 15 мм, відповідно, становлять:

$$M_1 = 134 \text{ Па/мВ} \text{ та } M_2 = 75.4 \text{ Па/мВ}.$$

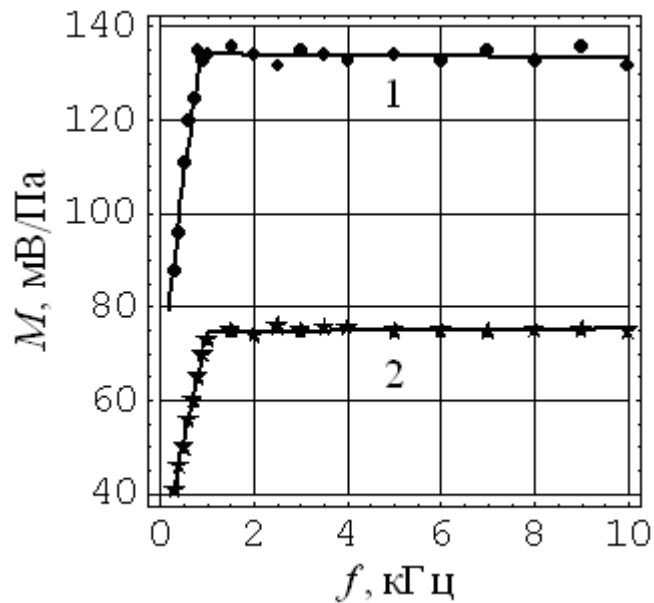


Рисунок 3.3 – АЧХ розроблених датчиків звукового тиску

Габарити елемента звукоутворення струминних ГДВ на два порядки менше довжини хвилі нижньої границі частотного діапазону й на порядок менше довжини хвилі його верхньої границі [23, 129, 134]. Тому ці джерела звуку можна вважати точковими, а удільну потужність у розбіжних хвилях можливо розраховувати за формулою [13, 19, 102]:

$$I = \frac{p_0^2}{2\rho c} = \frac{p^2}{\rho c}, \quad (3.2)$$

де p_0 , p – амплітудне й діюче значення акустичного тиску, відповідно;

c – фазова швидкість акустичних хвиль у рідині;

ρ – щільність рідини.

Занурені СО при роботі САП створюються насосом 8 об'ємного типу з регульованою продуктивністю (рис. 3.1). Вимірюючи витрату рідини, знаючи площину перетину сопла у відповідного пристрою, можна з достатньою точністю обчислити швидкість потоку на виході із сопла.

3.2 Резонансна частота звуку протиточного ГДВ

Незважаючи на позитивні характеристики струминних ГДВ, цим приладам властиві й недоліки:

1. Змінювати в рази або на порядок частоту генерованого звуку можливо шляхом заміни пари сопло-відбивач, що не зручно в деяких біологічних, харчових та фармацевтичних технологіях.

2. Верхня межа частоти обмежена площиною каналу сопла й, відповідно, габаритами інших елементів САП. Рівень генерованого звуку при надмірно малих площинах істотно знижується. Крім того, при значеннях діаметра каналу сопла ГДВ ПТТ ($d \leq 1$ мм) збільшується гідравлічний опір. Відповідно зменшується ККД системи й можливе засмічення сопла, у результаті чого має місце генерування широкосмугового шуму.

3. У вузькому діапазоні значень ($\pm 10\%$) частоту генерованого акустичного сигналу можна регулювати за рахунок швидкості струменя на виході із сопла. Хоча це приводить до суттєвого зменшення потужності звуку.

Необхідно провести експериментальні дослідження впливу геометрії кільцевого струменя на основну частоту й АЧХ цих САП, зрівняти

експериментальні дані з теоретичними розрахунками (див. розділ 2).

3.2.1 Залежність частоти основного тону від геометрії зануреної СО протиточного ГДВ

На практиці доведено, що максимальному рівню p генерованого звуку відповідають оптимальні значення довжини оболонки $\ell(r_1)$ (рис. 3.4а) та швидкості потоку рідини $v_{opt}(r_1)$ (рис. 3.4б).

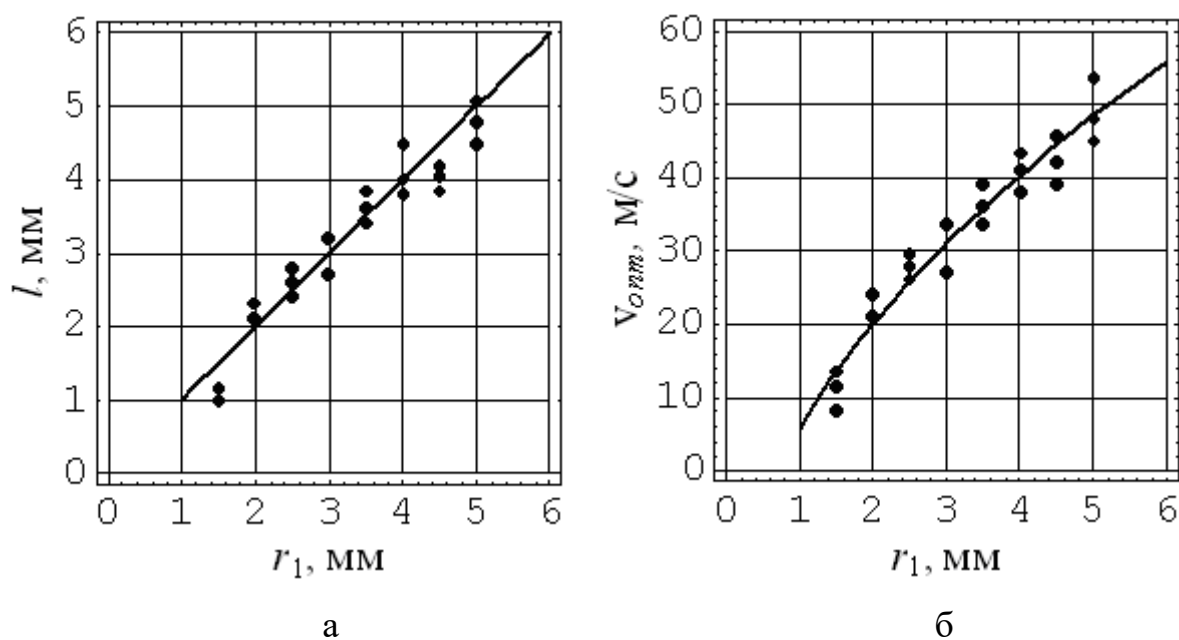


Рисунок 3.4 – Довжини кільцевого струменя (а) та швидкість рідини (б), як функція радіусу меншої підстави

У САП ПТТ найбільше значення акустичного сигналу має місце, коли залежність довжини до радіусу меншої підстави СО [26]:

$$\frac{\ell}{r_1} = (0.9 \dots 1.1). \quad (3.3)$$

Наприклад, для $r_1 = 3.5$ мм й відповідного значення ℓ оптимальна швидкість струменя v_{opt} становить (26...29) м/с, якщо робочою рідиною є вистояна водопровідна вода та (34...36) м/с, якщо генерування звуку відбувається в трансформаторному мастилі. У другому випадку вище в'язкість рідини, отже, більше витрати на внутрішнє тертя. Тому необхідно більшу кінетичну енергію потоку рідини.

Було виявлено істотну зміну частоти генерованого звуку при регулюванні відстані між соплом та відбивачем ГДВ ПТТ в широкому діапазоні значень [108]. Це явище – наслідок двох, не зв'язаних прямо факторів. По-перше, змінюється довжина СО ℓ . По-друге, при незмінному радіусі більшої підстави (зовнішній радіус сопла r_2) зі збільшенням ℓ одночасно зменшується кут при вершині конуса (рис. 2.1). Тому спочатку досліджувалась власна частота сигналу, як функція довжини при постійній конусності кільцевого струменя. Для цього в першому експерименті використовувався один відбивач, що задає радіус меншої підстави усіченого конуса $r_1 = 3.5$ мм, й набір сопел з однаковим діаметром прохідного отвору й різними діаметрами зовнішньої крайки, що задає радіус більшої підстави r_2 .

Функція $r_2(\ell)$, що відповідає умові постійної конусності ($\theta = \text{const}$) представлена на рис. 3.5а, де точки відповідають параметрам r_2 восьми сопел, використаних у даному експерименті [108].

Графік залежності $f_0|_{\theta}(\ell)$ – результати розрахунків по формулах (2.15) та (2.19), точки відповідають експериментальним вимірам частоти для відповідних зовнішніх радіусів сопел (рис. 2.1). Частота основного тону f_0 звуку, генерованого конічною оболонкою, знижується зі збільшенням параметра ℓ .

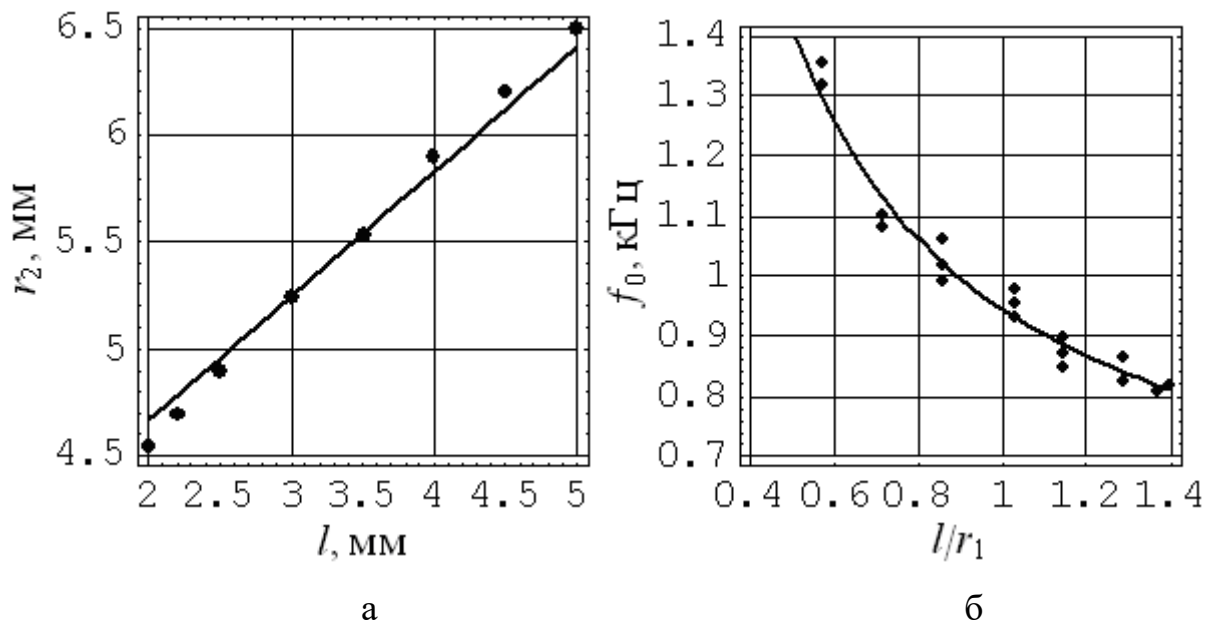


Рисунок 3.5 – Радіус більшої підстави (а) та основної частоти сигналу (б) як функція відстані між торцями сопла й відбивача

Як зазначено в результатах досліджень [26, 118, 121], АЧХ струминних ГДВ залежать від геометрії кільцевого струменя у вигляді усіченого конуса. Також наведені тіньова фотографія й кадри швидкісної кінозйомки, на яких добре видно цей об'єкт.

При цьому радіус меншої підстави r_1 визначається розмірами лунки на торці відбивача, а більшої підстави r_2 – зовнішнім краєм сопла (рис. 1.8а, рис. 2.1а).

У розділі 2 наведено аналітичне рішення задачі про змушені коливання циліндричної СО. Тому доцільно зрівняти моделі струминних ГДВ у вигляді усіченого конусу та циліндру, оцінити межу можливості використання менш складної циліндричної моделі.

На практиці частоту звуку, генерованого САП, зручно змінювати регулюванням відстані між соплом та відбивачем, на одній робочій парі сопло-відбивач. У цьому випадку радіуси підстав r_1, r_2 залишаються

постійними, але змінюються одночасно два залежних один від іншого геометричні параметри: довжина оболонки ℓ та її конусність θ . У цьому випадку на зміну власної частоти f_0 впливають одночасно обидва фактори.

На рис. 3.6а показано залежність $\theta(\ell/r_1)$, а на рис. 3.6б відображено залежність $f_0(\ell/r_1)$. Кривая 1 відповідає розрахунку для моделі конічної СО [26, 108].

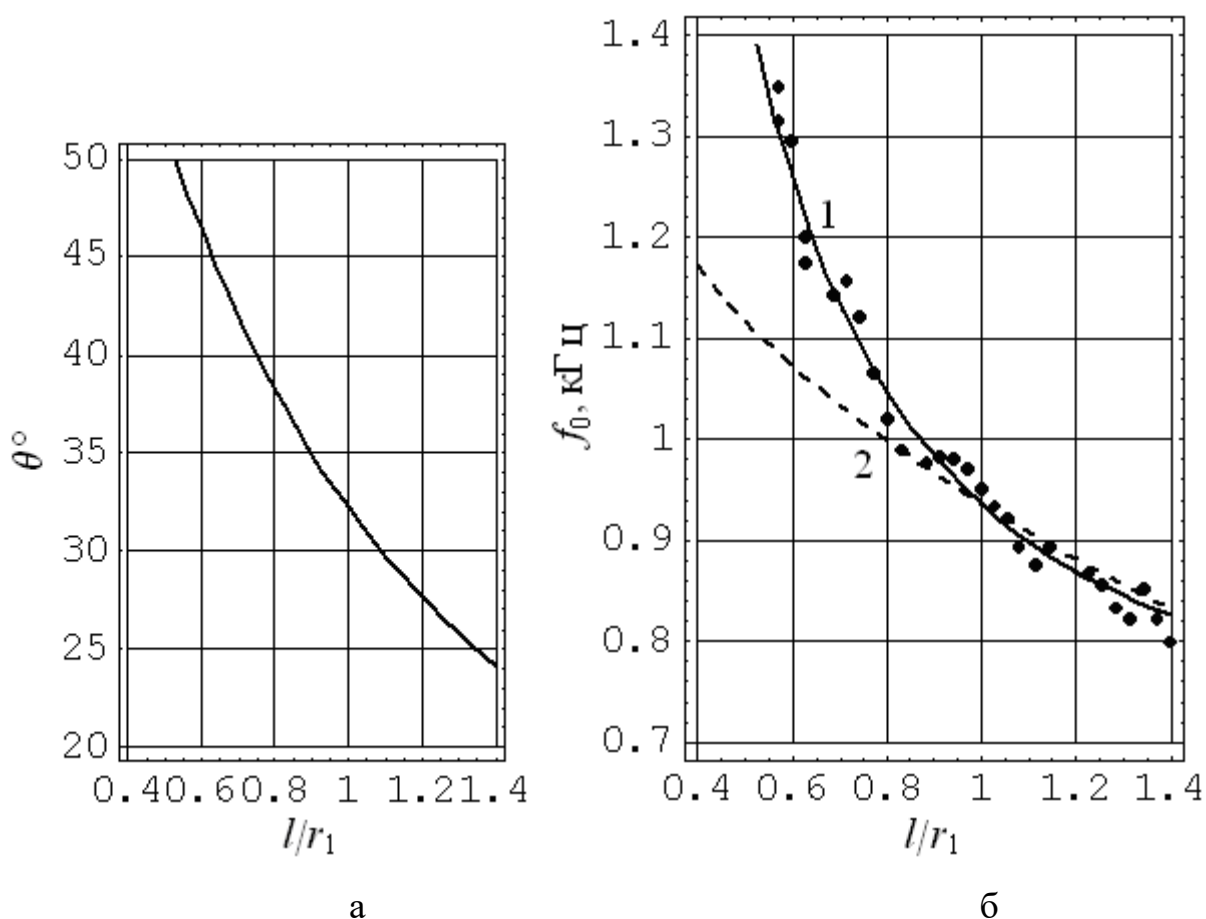


Рисунок 3.6 – Конусність кільцевого струменя (а) та основна частота сигналу (б) як функція довжини СО:

1 – оболонка у вигляді усіченого конусу [102];

2 – оболонка у вигляді циліндру

Точки – результати вимірів, крива 1 – регресія експериментальних даних. Розрахунок для моделі циліндричної оболонки – пунктирна крива 2.

При цьому радіус еквівалентного циліндра $r = (r_1 + r_2) / 2$ – середній радіус конічної оболонки.

Видно, що для конусності оболонки $\theta \leq 45^\circ$ або при довжині оболонки $\ell / r_1 = (0.8 \dots 1.2)$ обидві моделі дають практично однакові результати. Це має місце для реальних струминних ГДВ, тому можна користуватись моделлю, що представлена в розділі 2 [120].

Також становить інтерес дослідити вплив на власну частоту СО її радіусу. Досліджувались вісім пар сопло-відбивач, відповідної геометрії:

$$r_1 = (1.5 \dots 5.0) \text{ мм}; \quad \theta = \text{const}; \quad \ell \approx r_1; \quad r_2 = r_1 + \ell \cdot \text{tg} \theta; \quad v = v_{\text{opt}}, \quad (3.4)$$

тобто оптимальні геометричні та гідродинамічні параметри (рис. 3.4) забезпечують найбільшу амплітуду коливань вільного краю оболонки. При цьому генерується звук найбільшого рівня.

Частота генерованого звуку як функція радіусу меншої підстави кільцевого струменя відображена на рис. 3.7. Крива $f_0|_{\theta}(r_1)$ отримана розрахунками за формулами (2.14) – (2.19), точки – експериментальні дані для відповідних робочих пар сопло-відбивач [107].

Як видно на графіці, зі збільшенням радіусу r_1 частота звуку f_0 знижується.

У діапазоні значень $r_1 = (1.5 \dots 5.0)$ мм та відповідних їм оптимальних значень гідродинамічного й інших геометричних параметрів (3.4) має місце кореляція теоретичних та експериментальних результатів.

Слід зазначити, що діаметр прохідного отвору сопла ГДВ ПТТ (рис. 1.8а, рис. 2.1а) становить $d = r_1$. Щоб швидкість потоку на отворі сопла

була відповідною, необхідно забезпечувати витрату рідини насосом:

$$\Delta Q = \frac{\pi d^2 v_{om}}{4} \left[\frac{\text{М}^3}{\text{с}} \right]. \quad (3.5)$$

Тому діапазон зміни величини r_1 обмежений зверху номінальною продуктивністю насосу, що харчує ГДВ (рис. 3.1). Нижнє значення r_1 також обмежене: якщо менше 1 мм, то великий гідродинамічний опір, при цьому у кілька разів знижується рівень сигналу. Крім того, отвір малого діаметру часто засмічується.

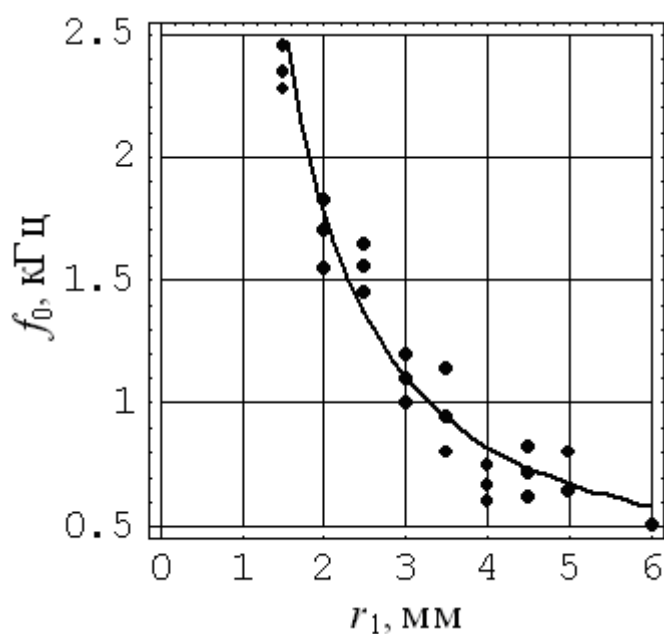


Рисунок 3.7 – Частота нижньої гармоніки як функція радіусу меншої підстави СО

У струминних ГДВ ПТТ діапазон зміни товщини СО h обмежений: шляхом зміни швидкості струменя, тобто регулюванням продуктивності насосу.

На рис. 3.8 відображено теоретичну функцію власної частоти генерованого звуку від товщини СО.

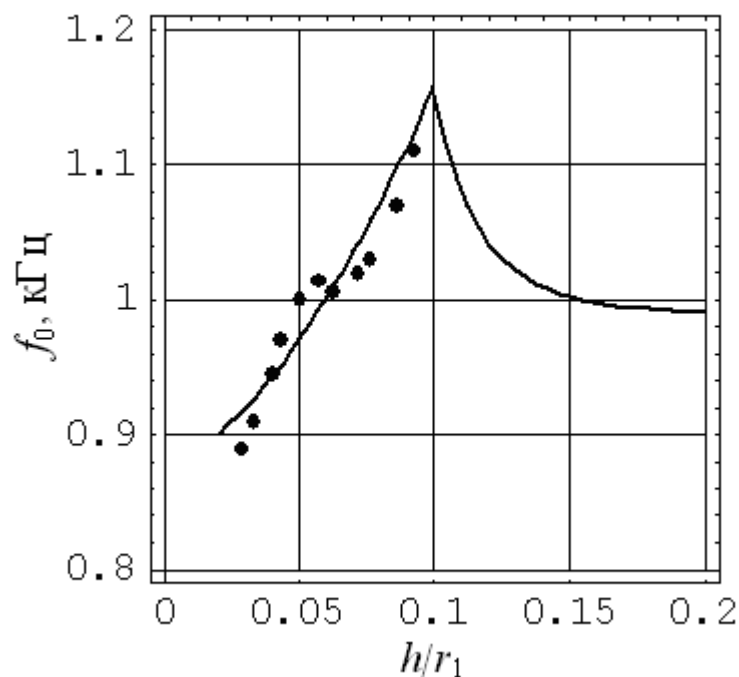


Рисунок 3.8 – Частота сигналу, як функція товщини зануреної СО

Для розрахунків залежності $f_0(h)$ за методикою, що наведена в підрозділі 2.1, була використана геометрія одного із струминних ГДВ: $r_1 = 3.5$ мм; $r_2 = 5.7$ мм; $\ell = 3.5$ мм, робоча рідина – трансформаторне мастило. Точки – результати експерименту.

Зі збільшенням товщини кільцевого струменя, зростає питома маса її поверхні ($\sim \rho h$). Також збільшується параметр D – коефіцієнт жорсткості оболонки [105 – 109]:

$$D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} \approx \frac{Eh^3}{12}, \quad (3.6)$$

У формулу (3.6) входить модуль пружності E зануреного струменя [39, 113, 127], згідно (2.26). Збільшення показника ρh повинно приводити до зниження власної частоти оболонки, оскільки стає більшою інертність пружного тіла. Збільшення параметра E навпаки, приводить до зростання D .

Можна прогнозувати, що для $h=(0.1...0.35)$ мм ріст коефіцієнта жорсткості циліндричної оболонки більше впливає на підвищення власної частоти, ніж її зменшення, якщо зростає питома маса.

У діапазоні $h=(0.35...0.55)$ мм параметр ρh більше впливає на зниження частоти f_0 , ніж D – на її підвищення. Якщо виконується умова $h/r_1 \geq 0.15$, ці наслідки урівноважують один одного, тому власна частота стає практично постійною.

Технологічно в розробленому лабораторному стенді не досягається отримати параметр h до 0.55 мм й перевірити на практиці функцію $f_0(h)$ у всьому діапазоні товщини.

3.2.2 Власна частота, як функція фізико-механічних параметрів рідини

У більшості прикладних задач звукових (ультразвукових) технологій для БМІ робітничим середовищем є дистилат й водяні розчини ПАР: органічних та біологічних.

Найчастіше доводиться обробляти органічні рідини вуглеводної природи: масла, мінеральні мастила, білкові субстанції й інші продукти.

Тому становить інтерес досліджувати процес генерування звуку струминними ГДВ в двох найбільш поширених середовищах, властивості яких [39, 113] наведено в табл. 3.2.

Таблиця 3.2 – Фізико-механічні параметри використаних рідин

Середовище	Щільність	Швидкість звуку	В'язкість кінематична	Поріг кавітації	Коефіцієнти Тета		
	ρ , кг/м ³	c , м/с	$\nu \cdot 10^8$, м ² /с	P_* , МПа	χ_1	$\chi_2 \cdot 10^6$, Па ⁻¹	$\chi_3 \cdot 10^{12}$, Па ⁻²
Вода	1000	1500	1	0.8...1.2	7.5	1.6	4.7
Транс. мастило	940	1400	28	0.39... ...0.53	7.1	8.0	10.0

Частота основного тону звуку, створеного ГДВ ПТТ, як функція безрозмірної довжини CO $f_0(l/r_1)$, відображено на рис. 3.9.

При використанні дистиляту (крива 1) та трансформаторного мастила (крива 2) САП настроювався на найбільший рівень звуку регулюванням швидкості потоку. Криві отримані розрахунком за формулами, отриманими в підрозділі 2.1.

Точки на рис. 3.9 – результати практичних досліджень частоти звуку, генерованого ГДВ з різними параметрами r_1 й відповідними їм параметрами r_2 . Більша інертність водяної оболонки вносить більш істотний вклад у зниження її власної частоти. Однак більша жорсткість (у порівнянні з мастильною оболонкою) повинна привести до підвищення цієї частоти. З результатів досліджень (рис. 3.9) видно, що перший фактор суттєвіше.

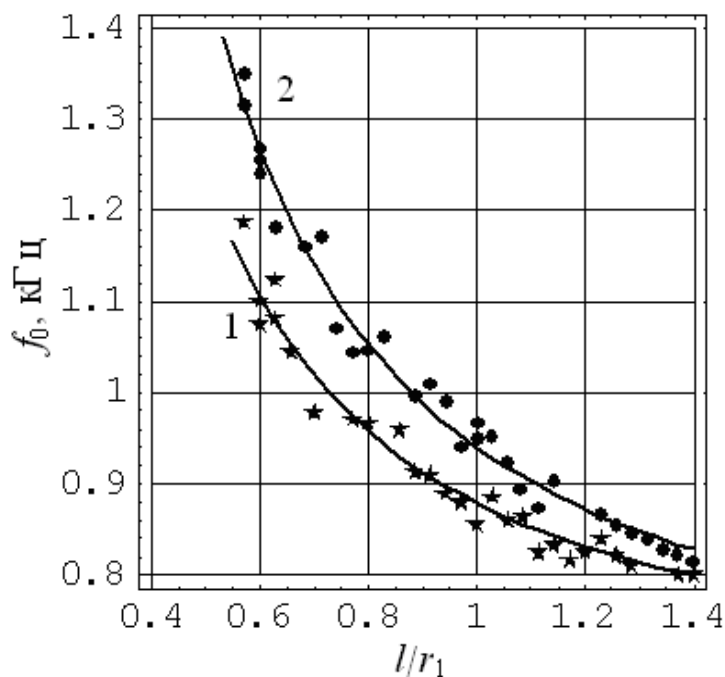


Рисунок 3.9 – Частота основної гармоніки звуку, як функція відстані між торцями сопла й відбивача:

- 1 – відстояна вода з водоводу;
- 2 – трансформаторне мастило

3.2.3 Частота звуку, як функція гідродинамічних параметрів

Було оцінено вплив на частоту генерованого звуку гідродинамічних параметрів: швидкості струменя та гідростатичного тиску в робочій ємності. Можна плавно змінювати частоту основного тону сигналу методом регулювання швидкості струменя v , що витікає із сопла.

В експериментах це було реалізовано двома засобами. Насос об'ємного типу (рис. 3.1) дозволяє плавно регулювати витрату рідини, незалежно від тиску. По витраті й площині каналу сопла, можна отримати значення швидкості струменя [14, 135]. При дослідженні процесу звукоутворення у водопровідній воді були використані два послідовно з'єднані нерегульовані насоси вихрового типу. Витрати рідини

змінювались за допомогою двох вентилів, а надлишкова рідина надходила назад у ємність, міняючи вхід ГДВ. Продуктивність насосів вимірялась за допомогою витратоміра.

На рис. 3.10 представлено частоту звуку, генерованого струминним ГДВ, як функцію швидкості потоку в каналі сопла. Геометричні параметри САП (рис. 1.8а, рис. 2.1а): діаметр каналу сопла $d = 3.5$ мм, діаметр його зовнішньої крайки $D_2 = 11.15$ мм, діаметр параболічної лунки на торці сопла $D_1 = 7.0$ мм, відстань між торцями сопла й відбивача встановлювалась в діапазоні $\ell = (3.4 \dots 3.6)$ мм. Геометричні параметри усіченого конічного струменя становлять: $r_1 = 3.5$ мм, $r_2 = 5.57$ мм, $\ell = 3.5$ мм, $h = (0.150 \dots 0.257)$ мм. Товщина СО оцінювалась по витраті рідини.

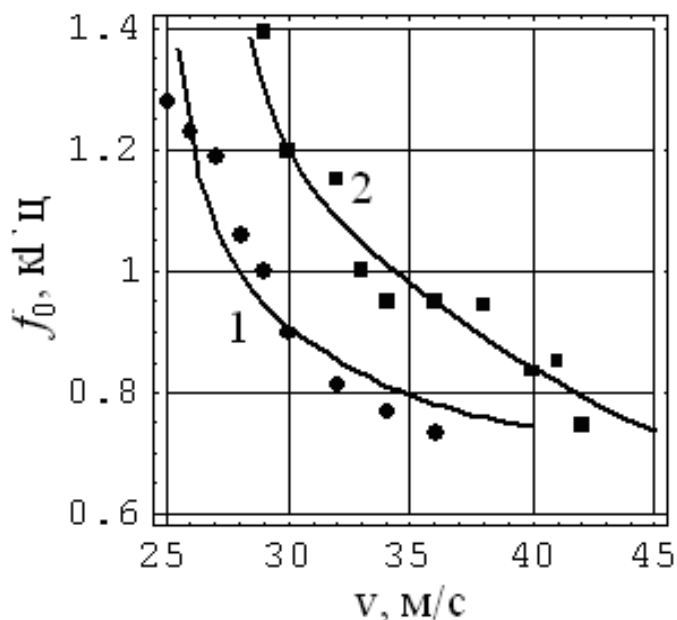


Рисунок 3.10 – Частота основного тону акустичного сигналу, як функція швидкості рідини:

- 1 – відстояна вода з водоводу;
- 2 – трансформаторне мастило

Спочатку досягали найбільшого рівня звуку, регулюючи оптимальний геометричний параметр $\ell = \ell_{opt}$ та оптимальну швидкість потоку ($v = v_{opt}$). Потім швидкість струменя v змінювалась в більшу й меншу сторону від оптимального значення.

Для вистояної водопровідної води (крива 1 на рис. 3.10) найбільший рівень звуку на власній частоті $f_0 = 0.90$ кГц.

При цьому товщина зануреного струменя $h \approx (0.25...0.26)$ мм, а значення оптимальної швидкості перебувають у діапазоні $v_{opt} = (28...30)$ м/с.

У трансформаторному мастилі, відповідно, $v_{opt} = (33...36)$ м/с, тому що в'язкість цієї рідини істотно вище (табл. 3.2), тому необхідна більша кінетична енергія потоку для створення розширеної кавітації усередині СО. Товщина струменя становить $h \approx 0.150$ мм. Оскільки щільність та, відповідно, питома маса одиниці площі мастильної СО ($\sim \rho h$), менше, ніж водяної оболонки, то максимальному звуку відповідає більш висока власна частота f_0 (крива 2).

Подібна закономірність [32] простежується в сімействі залежностей $f_0(h)$ для прямого ГДВ з кільцевим соплом та східчастою перешкодою [34, 104].

Як видно на рис. 3.10, зі збільшенням швидкості струменя частота генерованого сигналу знижується.

Причина в особливостях фізичних моделей даних ГДВ (див. пункт 2.1.2). Можна припустити, що в струминному ГДВ мають місце релаксаційні автоколивання [120, 126].

Накопичувач енергії – тороїдальний вихор із двофазним середовищем (рідина – парогазові мікропухирці), клапан – занурена СО циліндричної або конічної форми. Найбільший рівень генерованого звуку

має місце при збігу власних частот пульсуючої кавітаційної області та кільцевого струменя, коли практично всі пухирці із внутрішньої області виходять із потоком рідини назовні. Оптимальний режим роботи ГДВ забезпечується підбором відповідної оптимальної швидкості v_{opt} витікання рідини із сопла.

Відомо два типи зворотних зв'язків для механічних коливальних систем: гідродинамічна й акустична.

У першому випадку (обтікання потоком рідини або газу циліндра, прямокутної ями) частота генерованого звуку зростає зі збільшенням швидкості потоку.

У другому випадку (органна труба, газодинамічні випромінювачі) частота акустичного випромінювання практично не залежить від швидкості струменя [19].

Проведені дослідження показали одну закономірність для струминних ГДВ. З ростом швидкості зануреного струменя частота основного тону генерованого звуку знижується [120, 126]. Ймовірно, в струминних ГДВ має місце третій тип зворотного зв'язку.

Варто відмітити, що регулювання частоти генерованих коливань методом зміни швидкості потоку в каналі сопла має обмежений діапазон.

При занадто низьких швидкостях відсутня кавітація всередині кільцевого струменя, у результаті чого припиняється процес гідродинамічного звукоутворення.

При швидкостях ($v > 1.5 v_{opt}$) кавітація, ймовірно, має місце в каналі сопла, руйнується струмінь кільцевого перетину, генерується широкосмуговий шум [26, 127].

Дослідження впливу гідростатичного тиску на частоту основного тону генерованого сигналу проводилось в умовах, коли усередині герметичної ємності, на вході й виході основного насоса, що живить

джерело звуку (рис. 3.1), однаковий гідростатичний тиск:

$$P_0 = P_{атм} + \Delta P_{ст}, \quad (3.7)$$

де $P_{атм}$ [Па] – нормальний атмосферний тиск,

$\Delta P_{ст}$ [Па] – статичний тиск, більший за атмосферу, (відносно $P_{атм}$), створений штучно.

Експерименти по дослідженню залежності $f_0(\Delta P_{ст})$ [26, 107] проводились з використанням ГДВ ПТТ із дистанційним керуванням (рис. 3.2а), що розміщався у герметичній ємності (рис. 3.1). Було використано один набір сопел та відбивачів.

Параметри конічної СО становили: $r_1 = 3.5$ мм, $r_2 = 5.57$ мм, $\ell = 3.5$ мм, $h = 0.257$ мм – радіуси меншої, більшої підстави, довжина й товщина, відповідно (рис. 2.1а).

Середовище – трансформаторне мастило. Гідростатичний тиск плавно регулювався в діапазоні $\Delta P_{ст} = (0...2.4)$ МПа.

Випромінювач настраювався на оптимальний режим, що відповідає максимальному рівню звуку, шляхом підбора оптимальної швидкості потоку $v_{opt}(\Delta P_{ст})$ (рис. 3.11а).

При підвищенні $\Delta P_{ст}$ зростає поріг кавітації в рідині [39, 113], тому необхідно збільшувати кінетичну потужність зануреного струменя. У даному експерименті максимальний рівень звуку, генерованого в трансформаторному мастилі, відповідав відношенню динамічного тиску нагнітання рідини до статичного тиску в незбуреному середовищі [107]:

$$P_{нагн} / \Delta P_{ст} = (3.95...4.06). \quad (3.8)$$

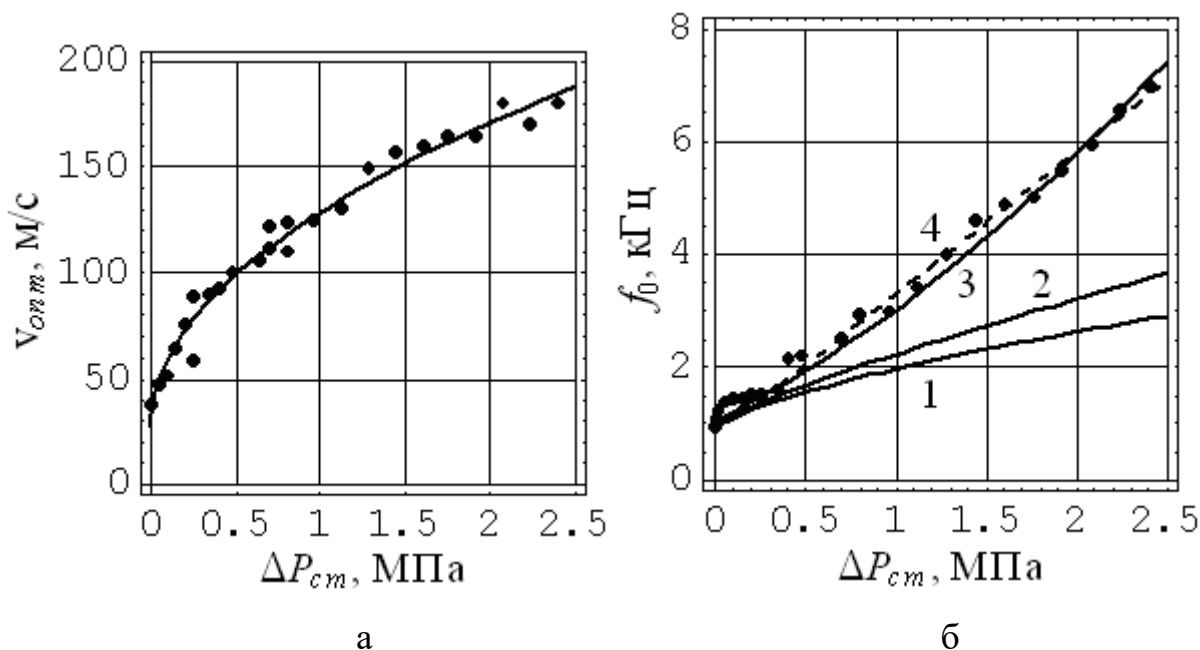


Рисунок 3.11 – Оптимальна швидкість рідини (а) та частота основного тону звуку (б), як функція гідростатичного тиску більшого за атмосферу

Результати вимірів залежності $f_0(\Delta P_{cm})$ наведено точками на рис. 3.11б. Також для порівняння наведено теоретичні криві за теоретичними функціями (2.25).

При цьому модуль пружності E зануреної СО визначається відповідно (2.22). Оскільки пружні коливання відбуваються при розширеній кавітації, то внутрішній тиск в рідині P_* у формулі (2.22) доцільно замінити на поріг кавітації (табл. 3.2).

Крива 1 отримана при використанні у вираженні для E тільки одного лінійного параметра рідини (χ_1), крива 2 – при використанні лінійного (χ_1) й першого нелінійного параметра (χ_2), крива 3 – при використанні лінійного (χ_1), першого (χ_2) та другого (χ_3) нелінійних параметрів.

Як видно на рис. 3.11б, при використанні у формулі (2.22) трьох членів, розбіжності між теоретичними та практичними даними не перевищує 5%.

Пунктирна крива 4 отримана з формули (2.25) для еквівалентної циліндричної оболонки. Раніше було теоретично обґрунтоване (підрозділ 2.2), що для оболонки середньої довжини й малої конусности можна користуватись циліндричною моделлю. Цей висновок також підтверджує мала розбіжність між кривими 3 та 4.

Є можливість плавно змінити частоту звуку f_0 майже на порядок шляхом регулювання статичного тиску, більшого за атмосферу, й одночасного підбору оптимальної швидкості потоку. У даному експерименті ΔP_{cm} регулювалось від 0 до 2.4 МПа.

На рис. 3.12а представлено залежності $f_0|_r(\Delta P_{cm})$ для різних радіусів меншої підстави СО [26].

У цих п'яти експериментах джерело звуку настроювалось на найбільший звук регулюванням відстані між соплом та відбивачем та швидкості потоку.

Оптимальні швидкості потоку [26, 107] як функції гідростатичного тиску, більше за атмосферу, $v_{opt}|_r(\Delta P_{cm})$ представлено на рис. 3.12б. Криві відповідні конкретним значенням r_1 .

По експериментальних залежностях $f_0|_r(\Delta P_{cm})$ можна одержати значення модуля пружності E циліндричної СО.

Після досягнення найбільшого рівня генерованого сигналу було виміряно статичний тиск, більший за атмосферу, у ємності ΔP_{cm} й частоту f_0 акустичного сигналу.

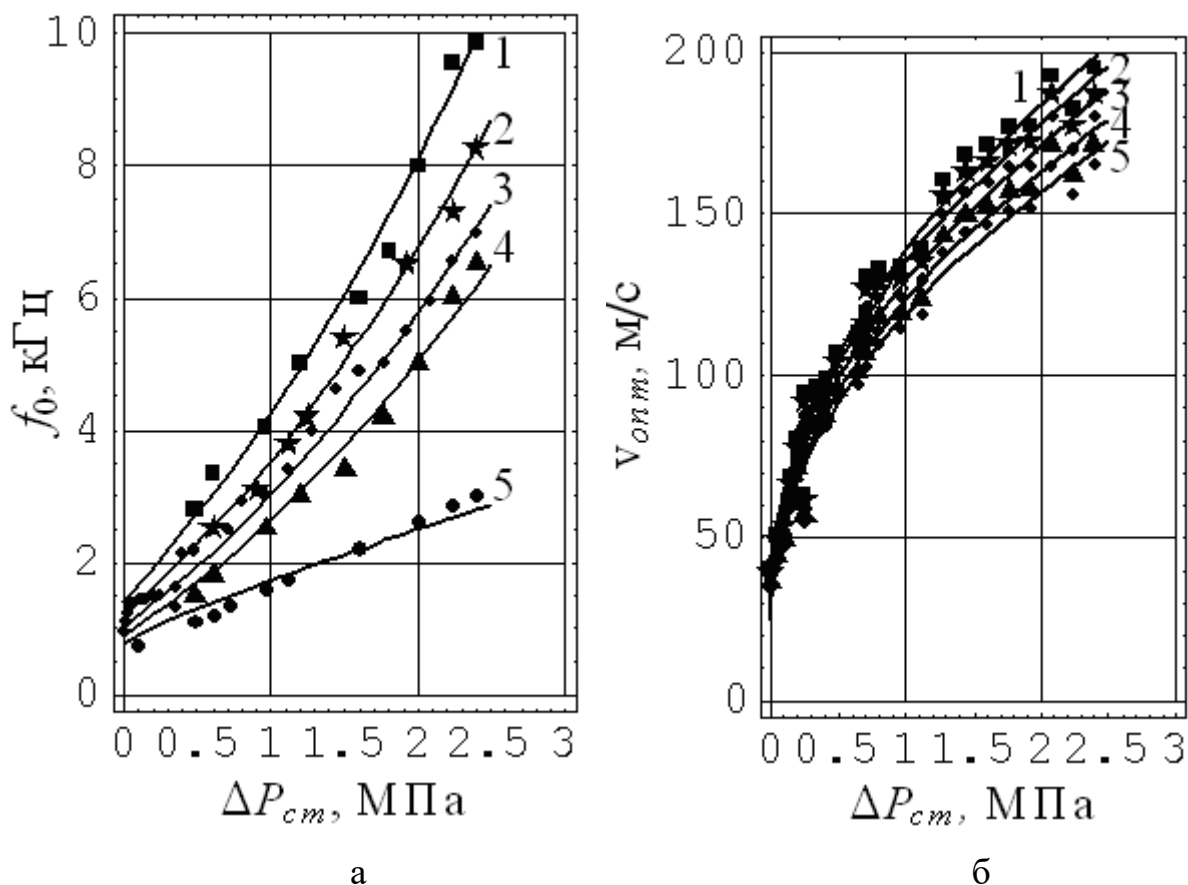


Рисунок 3.12 – Частота нижньої гармоніки звуку (а) та оптимальна швидкість потоку (б) як функція гідростатичного тиску:

$$1 - r_1 = 2.5\text{мм};$$

$$2 - r_1 = 3.0\text{мм};$$

$$3 - r_1 = 3.5\text{мм};$$

$$4 - r_1 = 4.0\text{мм};$$

$$5 - r_1 = 4.5\text{мм}$$

При відомих геометричних параметрах СО (r, ℓ, h) й щільності ρ рідини (табл. 2.3) можна одержати величину E . З виведеного в розділі 2 вираження (2.22) витікає формула:

$$E = \frac{48\pi^2 f_0^2 \rho r^2}{k_0^4 h^2 r^2 + 12}; \quad k_0 = \frac{2.365}{\ell}, \quad (3.9)$$

де $k_0 \ell = 2.365$ – найменший параметр еквівалентної СО, отриманий рішенням відповідного трансцендентного рівняння (підрозділ 2.1).

На рис. 3.13 представлена залежність $E(\Delta P_{cm})$ модуля пружності кільцевого струменя від гідростатичного тиску в рідині – трансформаторне мастило. Точки – результат розрахунку згідно (3.9) по експериментально обмірюваних значеннях частоти f_0 (рис. 3.12а).

Також для порівняння представлені теоретичні залежності $E(\Delta P_{cm})$, отримані з (2.29):

– крива 1 отримана в першому наближенні, при використанні тільки одного лінійного члена:

$$E(\Delta P_{cm}) = \frac{\chi_1 (P_* + \Delta P_{cm})}{3}; \quad (3.10)$$

– крива 2 отримана в другому наближенні, при використанні двох членів:

$$E(\Delta P_{cm}) = \frac{\chi_1 (P_* + \Delta P_{cm}) + \chi_2 (P_* + \Delta P_{cm})^2}{3}; \quad (3.11)$$

– крива 3 отримана в третьому наближенні, при обліку трьох членів:

$$E(\Delta P_{cm}) = \frac{\chi_1(P_* + \Delta P_{cm}) + \chi_2(P_* + \Delta P_{cm})^2 + \chi_3(P_* + \Delta P_{cm})^3}{3}. \quad (3.12)$$

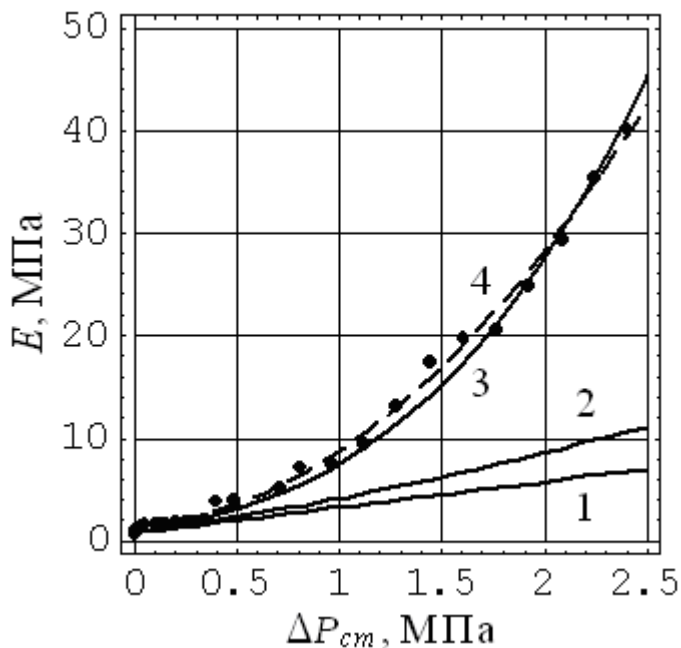


Рисунок 3.13 – Модуль пружності кільцевого струменя, як функція гідростатичного тиску в робочій ємності

Пунктирна крива 4 – регресія експериментальних результатів. Видно, що для значень тиску (0...2.5) МПа у формулах для адіабатичного модуля об'ємної стискальності рідини K_{ad} (пункт 2.1.2) та модуля пружності зануреного струменя E (2.22) можна обмежитись першими трьома доданками.

3.3 Дослідження АЧХ протиточних ГДВ

Необхідно експериментально досліджувати АЧХ струминних ГДВ ПТТ. В експериментах змінювались геометричні й гідродинамічні

параметри: радіуси, довжина й товщина СО, швидкість струменя в каналі сопла, гідростатичний тиск у незбуреному середовищі. При цьому дослідження проводились в рідинах з різними властивостями – вистояної протягом трьох тижнів водопровідній воді й трансформаторному мастилі.

Було оцінено добротність цих джерел звуку, оцінено вплив на цю характеристику геометричних та гідродинамічних параметрів кільцевих струменів, властивостей робочої рідини.

3.3.1 Залежність АЧХ протиточних САП від геометрії СО

Конструкція струминних ГДВ (рис. 3.2) дає можливість без заміни сопла або відбивача регулювати два геометричних параметри СО. Довжина останньої збігається з відстанню між торцями сопла й відбивача, а товщина залежить від витрати рідини, інакше кажучи – від площини прохідного отвору сопла й швидкості витікання рідини. Спочатку були досліджені залежності $p|_h(f)$ рівня акустичного сигналу від частоти пульсацій елемента звукоутворення ГДВ з різною товщиною СО.

На рис. 3.14 точками відображені результати практичних досліджень АЧХ даних САП [31]. Також представлені у відносних одиницях теоретичні АЧХ вигібних коливань СО (w/w_{max}), розраховані по формулах (2.14) та (2.19). Робоча рідина – трансформаторне мастило. Частота пульсацій елемента звукоутворення змінювалась плавним регулюванням швидкості потоку. Незмінні середній радіус оболонки ($r = 4.5$ мм) та її довжина ($\ell = 3.5$ мм). Наявна кореляція АЧХ ГДВ та функції вигібних коливань вільного краю зануреної СО.

Пояснення витікає з фізичної моделі САП (рис. 1.8). Чим більше амплітуда вигібних коливань вільного краю СО $w(\ell)$, тим вище рівень генерованого звуку. При цьому більша кількість парогазових каверн

виходить із первинного вихору назовні. Частина з них з резонансними частотами, близькими до спектральних складових акустичного сигналу, захоплюючись, підсилюють останній.

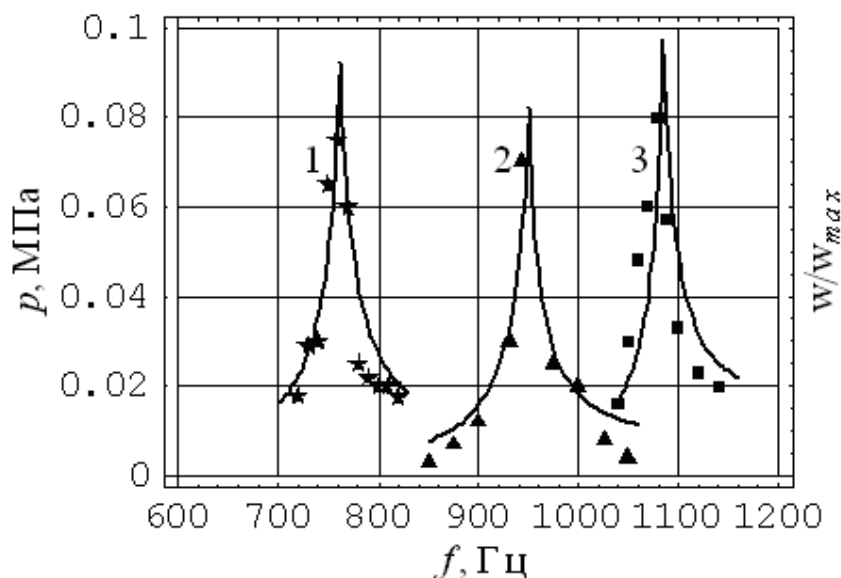


Рисунок 3.14 – Вплив на АЧХ САП товщини кільцевого струменя:

1 – $h_1 = 0.150$ мм;

2 – $h_2 = 0.178$ мм;

3 – $h_3 = 0.200$ мм

Показано раніше, що зменшення товщини оболонки h приводить одночасно до зниження модуля пружності оболонки й зменшенню питомої маси одиниці її поверхні.

Другий фактор, знижуючи інертність тіла, більш істотно впливає на АЧХ. Аналіз залежностей $p|_h(f)$ (рис. 3.14) для струминного ГДВ показує, що зі зменшенням товщини оболонки підвищується резонансна частота коливальної системи й зростає її добротність.

Залежність добротності від товщини h зануреної СО [108] показана на рис. 3.15. Суцільна лінія на графіці отримана регресією

експериментальних точок. Пунктирна крива – результати аналізу теоретичних АЧХ.

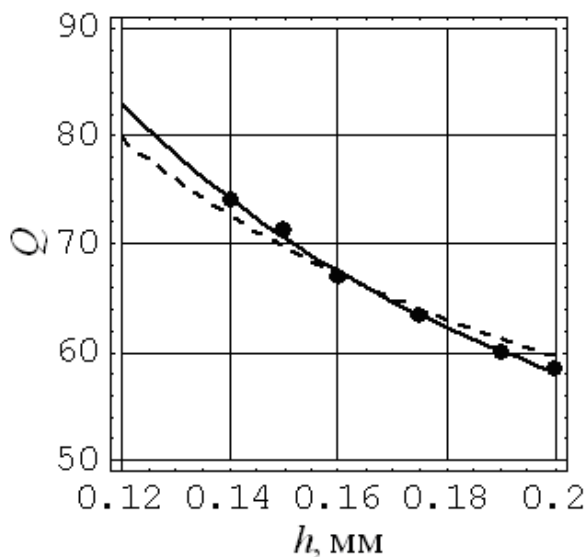


Рисунок 3.15 – Вплив товщини кільцевого струменя на добротність САП

При цьому у всіх випадках підтримувалась приблизно однакова товщина ($h \approx 0.18$ мм) й установлювалась оптимальна довжина оболонки, що відповідає максимальному рівню генерованого звуку на резонансній частоті. Для порівняння на рис. 3.16 показано відповідні теоретичні залежності $p|_r(f)$, де $r = (r_1 + r_2)/2$ – середній радіус ГДВ для еквівалентної циліндричної СО.

На рис. 3.17 показана залежність добротності $Q(r)$ від середнього радіусу СО [126]. Суцільна крива – результат обробки теоретичних залежностей $p|_r(f)$, а пунктирна лінія отримана регресією по експериментальних точках. Видно, що добротність ГДВ з ростом середнього радіусу СО істотно знижується, асимптотично наближаючись до значення $Q = (10...12)$.

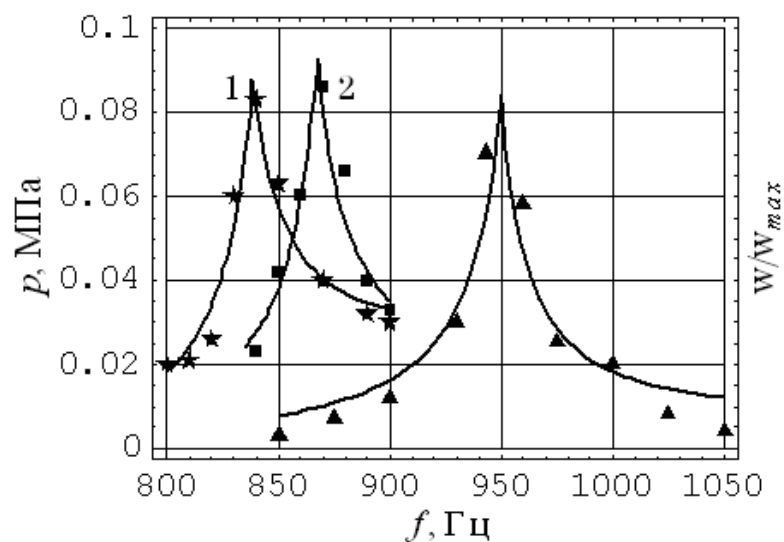


Рисунок 3.16 – Вплив на АЧХ САП середнього радіусу СО:

1 – $r = 6.08$ мм, $\ell = 4.50$ мм;

2 – $r = 5.40$ мм, $\ell = 4.00$ мм;

3 – $r = 4.50$ мм, $\ell = 3.50$ мм

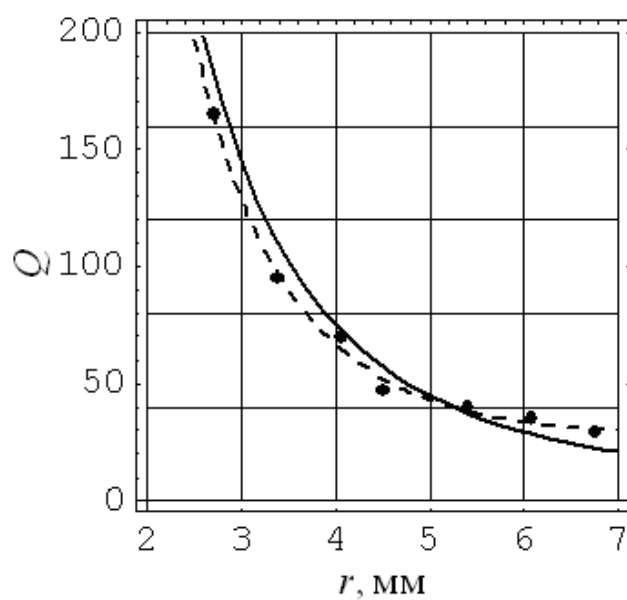


Рисунок 3.17 – Добротність протиточного ГДВ, як функція радіусу зануреного струменя кільцевого перетину

3.3.2 Вплив на АЧХ САП гідродинамічних параметрів та властивостей рідини

У підрозділі 3.2 було показано, що властивості середовища й статичний тиск істотно впливають на частоту звуку, генерованого струминними ГДВ.

Експериментували на вистояній водопровідній воді та трансформаторному мастилі, (табл. 3.2). Більша щільність та, відповідно, більша питома маса одиниці площини поверхні СО, знижують її власну частоту.

З іншого боку – більш висока межа міцності рідини й, відповідно, більш висока жорсткість СО підвищують її резонансну частоту.

Із третьої – з ростом статичного тиску, більшого за атмосферу, в герметичній ємності зростають жорсткість та, відповідно, власна частота СО. Становить інтерес оцінити вплив цих параметрів на АЧХ струминних ГДВ.

На рис. 3.18 суцільними лініями представлені експериментальні АЧХ струминного ГДВ у воді (крива 1) та трансформаторному мастилі (крива 2).

Пунктирними лініями відображено теоретичні АЧХ СО, що обчислено за формулами (2.14) та (2.19), у відносних одиницях.

Параметри еквівалентної циліндричної оболонки: середній радіус $r = 4.5$ мм, довжина $\ell = 3.5$ мм, товщина $h = (0.23...0.24)$ мм у воді й $h = (0.17...0.18)$ мм – в мастилі. Пульсації нестійкого первинного торіодального вихору збуджують СО (рис. 1.8а, рис. 2.1а).

Частота пульсацій змінювалась за рахунок швидкості струменя на виході із сопла (рис. 2.10а).

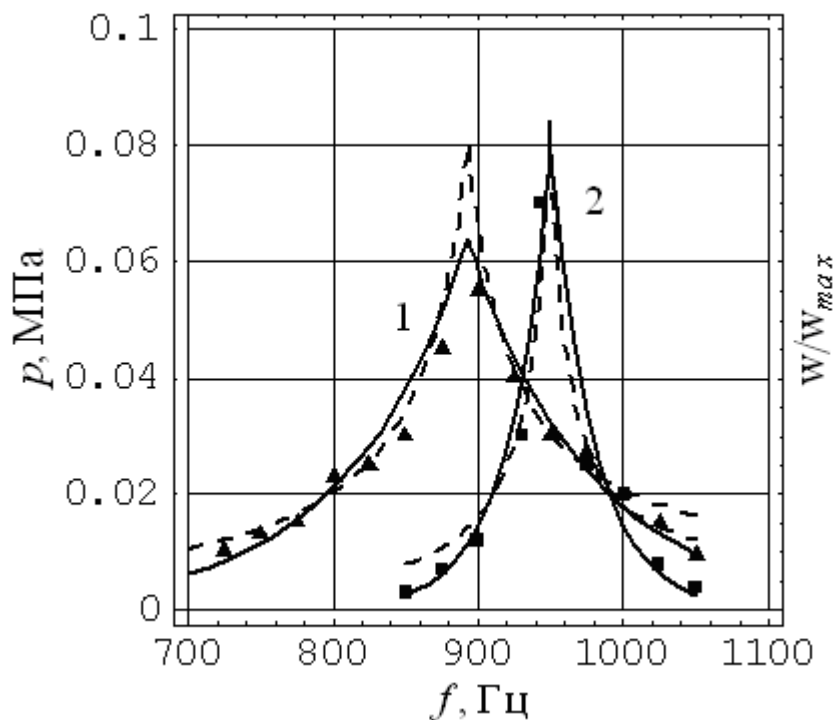


Рисунок 3.18 – Вплив на АЧХ протиточного ГДВ властивостей рідини:

- 1 – відстояна вода з водоводу;
- 2 – трансформаторне мастило

По експериментальних АЧХ можливо оцінити добротність струминних ГДВ. Аналогічно по теоретичним АЧХ можна оцінити добротність зануреної СО, динаміка вигибних коливань якої визначає характеристики генерованого акустичного сигналу.

На рис. 3.19 представлені залежності $Q(r)$ добротності струминних ГДВ від середнього радіусу кільцевого струменя. Криві 1 відповідають роботі даного джерела звуку у вистояній водопровідній воді, криві 2 – у трансформаторному мастилі. Пунктирні лінії – регресія точок, отриманих по експериментальних АЧХ. Суцільні криві отримано при аналізі теоретичних АЧХ.

Дисипація частини кінетичної енергії зануреного струменя у

внутрішню енергію визначається, зокрема, об'ємною в'язкістю й витратою потоку рідини. Тому при збільшенні об'єму СО варто очікувати зростання втрат потужності й, відповідно, зменшення добротності САП.

Як видно на рис. 3.19, зі збільшенням середнього радіусу r функція $Q(r)$ зменшується, асимптотично наближаючись до значення (10...12) при генеруванні звуку у воді й, відповідно, до величини (18...20) при генеруванні сигналу в трансформаторному мастилі.

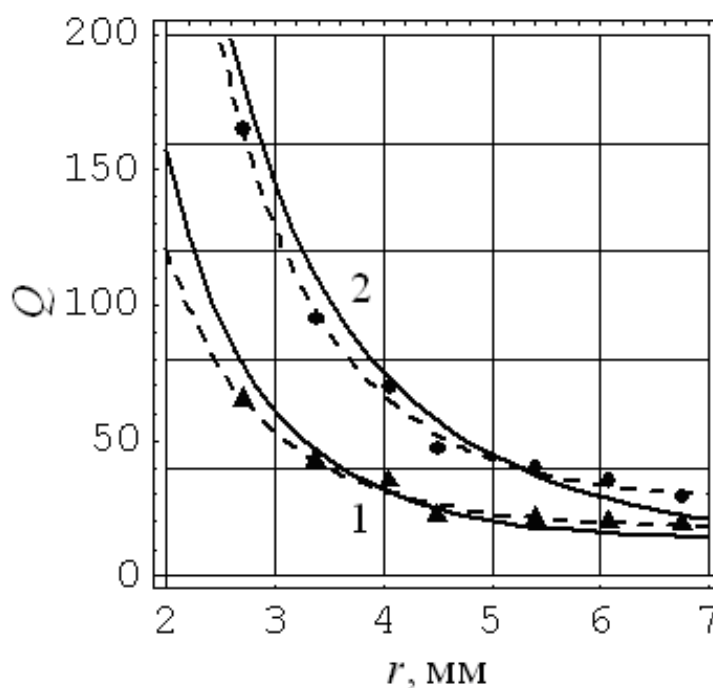


Рисунок 3.19 – Добротність протиточного ГДВ, як функція радіусу зануреного струменя:

- 1 – відстояна вода з водоводу;
- 2 – трансформаторне мастило

З іншого боку, у більшій в'язкій рідині (табл. 3.2) необхідна більша кінетична потужність зануреного струменя для розвитку кавітації в первинному тороїдальному вихорі.

Більша швидкість струменя, відповідно до ефекту Бернуллі, відповідає значно меншій товщині мастильного струменя, у порівнянні з водним. А якщо врахувати, що у мінеральному мастилі менша щільність у порівнянні з водопровідною водою, то й маса СО значно менше, ніж при роботі ГДВ у воді. Можливо це є причиною меншої добротності системи у водному середовищі, хоча в'язкість її значно менше, ніж у трансформаторному мастилі.

3.4 Енергетика звукового поля струминного ГДВ

У підрозділах 3.2 та 3.3 було досліджено вплив геометрії та гідродинаміки кільцевого зануреного струменя, а також властивостей рідини на частотні характеристики генерованого сигналу, на АЧХ та добротність розглянутих джерел звуку.

Становить інтерес досліджувати вплив цих параметрів на рівень (інтенсивність) генерованих акустичних хвиль та на ККД струминних ГДВ.

Залежно від конкретної прикладної задачі необхідно оптимізувати одну із цих характеристик перетворювача.

3.4.1 Вплив на рівень акустичного сигналу геометрії СО

У всіх експериментах ГДВ настроювався на найбільше звучання регулюванням швидкості потоку в соплі [126].

На рис. 3.20а відображено залежність оптимальної швидкості, а на рис. 3.20б – кінетичної потужності струменя на виході із сопла (рис. 1.8, рис. 2.1) від радіусу r_1 меншої підстави усіченої конічної оболонки.

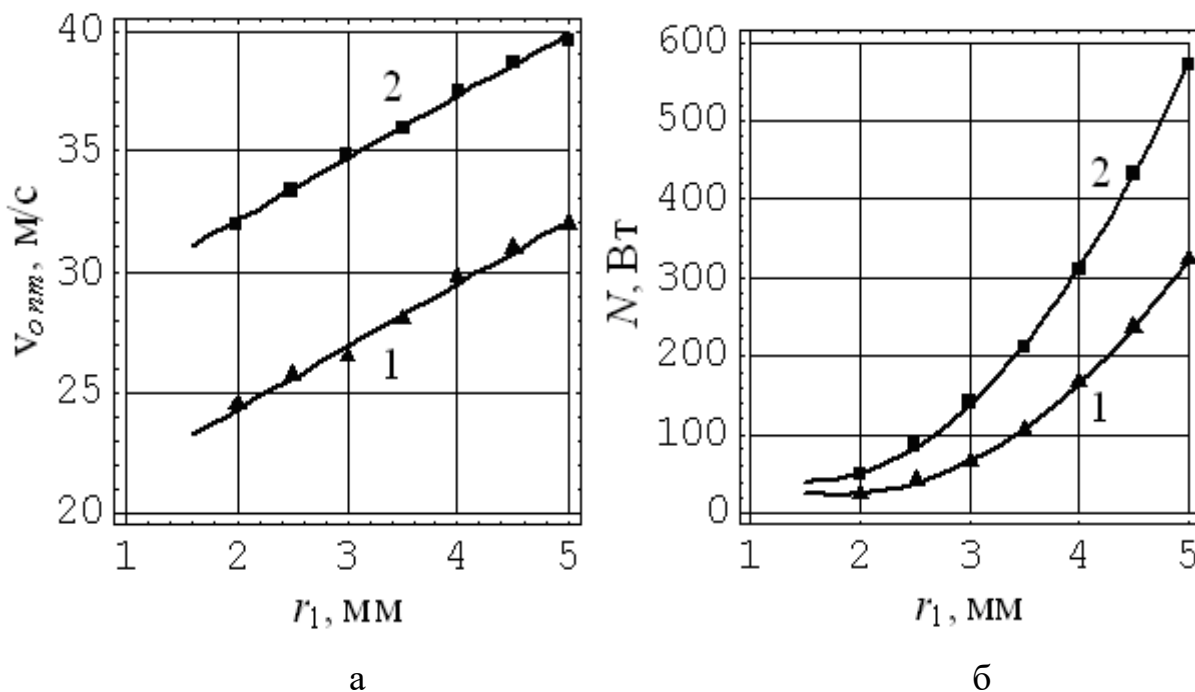


Рисунок 3.20 – Оптимальна швидкість (а) та кінетична потужність (б), як функція меншого радіусу конічної СО:

- 1 – відстояна вода з водоводу;
- 2 – трансформаторне мастило

При цьому радіус більшої підстави r_2 підбирався таким чином, щоб параметр конусності залишався незмінним ($\theta \approx 35^\circ$). Як й в попередніх експериментах для генерування сигналу найбільшого рівня в трансформаторному мастилі необхідно більше значення гідродинамічної потужності струменя. Це обумовлено більшими втратами на в'язкісне тертя в органічній рідині в порівнянні з водою (табл. 3.2).

На рис. 3.21а показано залежність рівня, а на рис. 3.21б – інтенсивності генерованого акустичного сигналу від меншого радіусу конічної СО [126].

При вимірах датчик звукового тиску розташовувався на відстані 100 мм від елемента звукоутворення ГДВ. Крива 1 відповідає

генеруванню звуку у воді, а крива 2 – у трансформаторному мастилі.

Зі збільшенням радіусів підстав оболонки r_1 й $r_2 \approx (3.5...4.0)r_1$ (при оптимальній швидкості струменя v_{opt}) зростає витрата рідини й, відповідно, кінетична потужність кільцевого струменя. Цим обумовлений ріст залежностей $p(r_1)$, $I(r_1)$.

Оскільки у трансформаторному мастилі в'язкість більше, ніж у воді, то інтенсивність звуку нижче у зв'язку з більшою дисипацією енергії пружних хвиль у внутрішню енергію рідини.

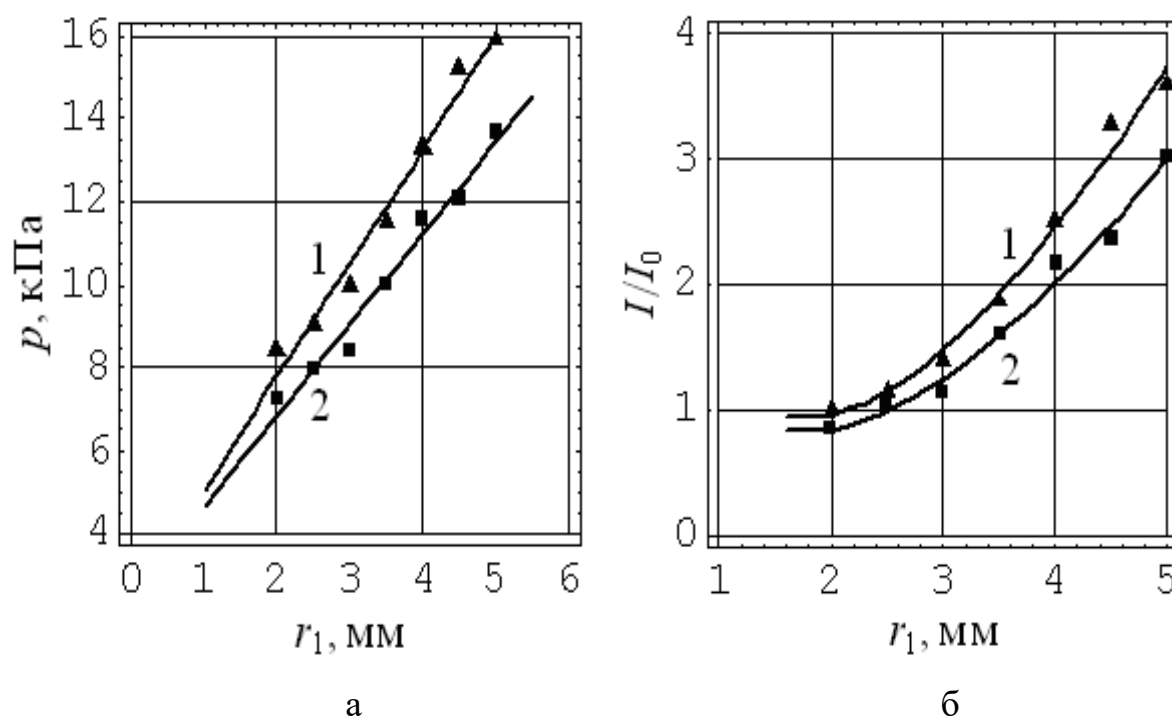


Рисунок 3.21 – Рівень (а) та інтенсивність (б) звуку, як функція радіусу меншої підстави оболонки:

- 1 – відстояна вода з водоводу;
- 2 – трансформаторне мастило

Потім були досліджені залежності рівня й інтенсивності генерованого звуку від довжини ℓ СО [108, 126]. При цьому змінюється

конусність θ оболонки.

Використано випромінювачі із трьома відбивачами, що задають радіус меншої підстави $r_1 = (2.0; 3.5; 4.5)$ мм. Кожний відбивач застосовувався в парі з відповідним соплом, що забезпечує оптимальне співвідношення r_2/r_1 – за результатами попередніх досліджень.

Параметр ℓ можна регулювати, плавно змінюючи відстань між торцями сопла й відбивача. Процес звукоутворення досліджувався в мінеральному мастилі. Залежності $p(\ell/r_1)$ представлені на рис. 3.22а, $I(\ell/r_1)$ – на рис. 3.22б [31, 126].

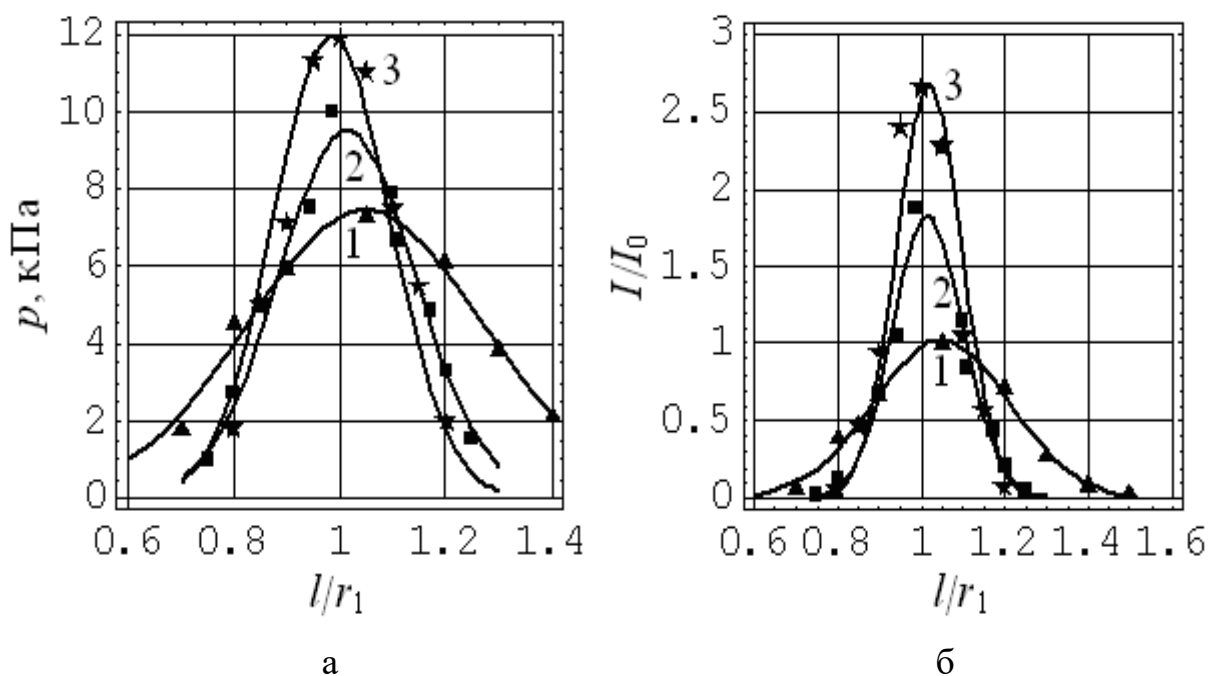


Рисунок 3.22 – Рівень (а) та інтенсивність (б) звуку, як функція довжини СО:

$$1 - r_1 = 2.0 \text{ мм};$$

$$2 - r_1 = 3.5 \text{ мм};$$

$$3 - r_1 = 4.5 \text{ мм}$$

При цьому для досягнення максимуму акустичного сигналу оптимальна довжина щодо радіусу меншої підстави СО повинна становити:

$$\ell = (0.9 \dots 1.1)r_1. \quad (3.13)$$

Видно, що в однаковому діапазоні зміни відносної довжини (ℓ/r_1) кінчної СО рівень акустичного сигналу більшою мірою знижується при менших радіусах.

3.4.2 Рівень акустичного сигналу, як функція гідродинамічних параметрів

Як було показано раніше, існує оптимальна швидкість струменя, при якій має місце максимальна інтенсивність поля акустичних хвиль. Величина v_{opt} залежить, зокрема, від статичного тиску, більшого за атмосферу, в незбуреній рідині (рис. 3.11а, 3.12б, 2.25б, 2.26б), геометричних параметрів зануреної СО (рис. 3.4. – рис. 3.9) й типу робочої рідини (рис. 3.9, рис. 3.10).

Змінюючи гідродинамічний параметр швидкості, можна регулювати частоту основного тону генерованого звуку (рис. 3.10).

Однак при цьому зменшується потужність акустичних хвиль, аж до повного припинення процесу випромінювання тонального акустичного сигналу.

Експерименти із протиточними ГДВ проводились в трансформаторному мастилі [108]. Датчик акустичного тиску розташовувався на відстані 110 мм від осі ГДВ або на відстані 100 мм від межі зони звукоутворення – вторинного концентрованого вихору (рис. 1.8)

тороїдальної форми.

Застосовувались пари сопло-відбивач, що задають різні радіуси r_1 меншої підстави СО при оптимальному значенні співвідношення радіусів r_2/r_1 та оптимальній довжині l .

На рис. 3.23 показаний рівень та інтенсивність звуку, як функція швидкості потоку рідини. На рис. 3.23а представлено у відносних одиницях залежності $p/p_{max}(v/v_{opt})$ рівня акустичного сигналу протиточних ГДВ від швидкості струменя, нормовані стосовно відповідного оптимального значення.

На рис. 3.23б показано відповідні їм інтенсивності акустичних полів, як функції відносної швидкості.

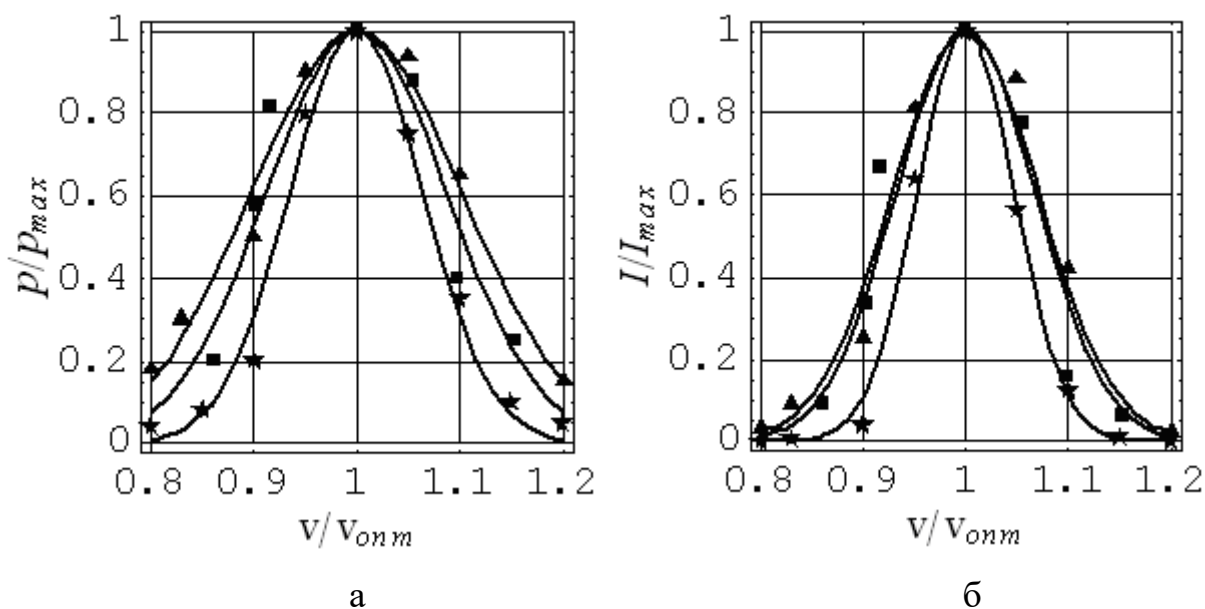


Рисунок 3.23 – Рівень (а) й інтенсивність (б) звуку, як функція швидкості потоку рідини:

▲ – $r_1 = 2.5$ мм; $v_{opt} = 33.5$ м/с;

■ – $r_1 = 3.5$ мм; $v_{opt} = 36.0$ м/с;

* – $r_1 = 4.5$ мм; $v_{opt} = 38.5$ м/с

Як видно з характеристик $p/p_{max}(v/v_{onm})$, робочі швидкості потоку рідини обмежені діапазоном значень від $0.8v_{onm}$ до $1.2v_{onm}$.

При занадто малих значеннях швидкості ($v < 0.5v_{onm}$) зникає явище кавітації в первинному тороїдальному вихорі, у результаті цього на декілька порядків зростає акустичний імпеданс середовища усередині СО.

При цьому амплітуда коливань її вільного краю настільки мала, що приводить до зриву процесу гідродинамічного звукоутворення [126].

При надмірно великих швидкостях витікання рідини із сопла ($v > 1.5v_{onm}$) кавітація виникає в каналі сопла й суцільна хмара мікрокаверн виходить назовні у вигляді «піни».

Внаслідок цього руйнуються СО й первинний тороїдальний вихор. У результаті зникає тональний сигнал й генерується широкосмуговий шумовий сигнал [126].

На рис. 3.24а представлені результати дослідження залежностей рівня $p(\Delta P_{cm})$, а на рис. 3.24б – інтенсивності $I(\Delta P_{cm})$ сигналу, генерованого струминним ГДВ, від статичного тиску в незбуреній рідині [31, 108].

Для порівняння представлені експериментальні дані для трьох ГДВ з різними геометричними параметрами СО.

Процес гідродинамічного звукоутворення відбувався в трансформаторному мастилі, гідрофон розташовувався на відстані 100 мм від межі вторинного тороїдального вихору. Видно, що при статичному тиску (0...25) атмосфери звуковий тиск підвищується майже на порядок, а інтенсивність акустичного поля – майже на два порядки.

Як видно на рис. 3.24, залежності $p(\Delta P_{cm})$ й $I(\Delta P_{cm})$ не виявляють тенденцію до зниження в розглянутому діапазоні статичних тисків, більших за атмосферу.

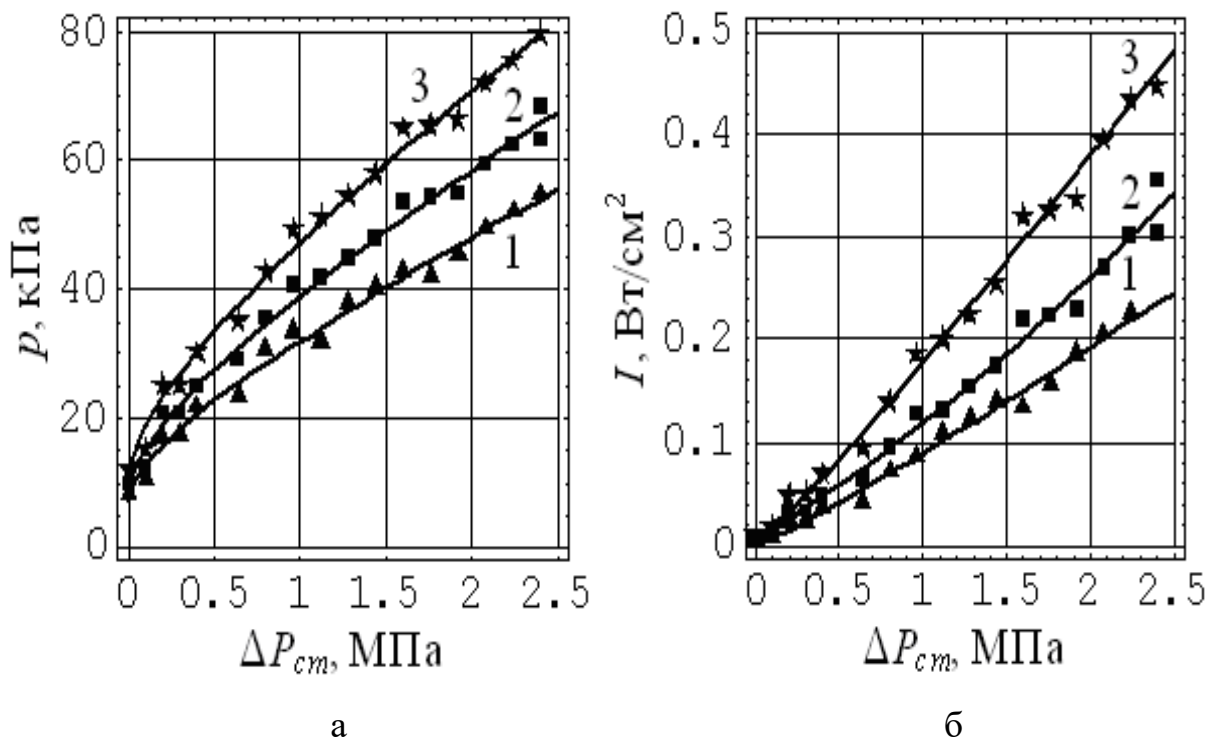


Рисунок 3.24 – Рівень (а) й інтенсивність (б) звуку, як функція гідростатичного тиску, більшого за атмосферу:

1 – $r_1 = 2.00$ мм ;

2 – $r_1 = 3.5$ мм ;

3 – $r_1 = 4.5$ мм

Разом з тим, відповідно до результатів, наведеним у роботі [136], має місце збільшення рівня акустичного тиску, досягнення максимуму й потім його зменшення при подальшому зростанні $\Delta P_{ст}$. Однак при цьому швидкість витікання рідини із сопла й, відповідно, кінетична енергія струменя залишались незмінними [136].

Аналогічні результати були отримані М.Г. Сиротюком у роботі [116] при дослідженні кавітаційної ерозії в полі магнітострикційних випромінювачів.

Пояснення цієї особливості явища Сиротюк дав наступне. З одного

боку, з підвищенням повного гідростатичного тиску в незбуреній рідині ($P_0 = P_{атм} + \Delta P_{ст}$) зростає енергія, що виділяється при колапсі одиночної парової каверни.

З іншого боку, зменшується концентрація каверн при незмінній потужності, що підводиться до перетворювача. Аналогічна ситуація має місце в роботі [136]. Разом з тим, в [116] вказується, що при співвідношенні акустичного й повного гідростатичного тиску $p/P_0 \approx 0.4$ кавітаційна ерозія зразків буде зростати в необмеженому діапазоні гідростатичних тисків.

Результати, представлені на рис. 3.24, отримані за умови оптимальної швидкості струменя при відповідному значенні статичного тиску, більшого за атмосферу [31, 108]. Тим самим забезпечувалась умова збільшення кінетичної потужності струменя, що живить ГДВ, з ростом $\Delta P_{ст}$.

Зі збільшенням статичного тиску, більшого за атмосферу, в незбуреному середовищі одночасно з ростом інтенсивності сигналу майже на порядок підвищується частота основного тону f_0 (рис. 3.11б, 3.12а). Отже, є дві причини зростання функції $I(\Delta P_{ст})$.

По-перше, інтенсивність звуку зростає за рахунок збільшення частоти схлопування вторинної тороїдальної області розвинутої кавітації – зони посилення генерованого струменем сигналу.

По-друге, з підвищенням $\Delta P_{ст}$ зростає енергія ударних хвиль, що виділяється при кожному схлопуванні парових каверн у цій області. Тому становить інтерес оцінити питому енергію, що доводиться на одиницю площини хвильового фронту, генерованого за один період хвилі. Інакше кажучи, за один цикл колапсу сукупності парових каверн в активній зоні звукоутворення протиточного ГДВ [31]:

$$w = \frac{I}{f_0} \left[\frac{\text{Дж}}{\text{м}^2} \right]. \quad (3.14)$$

Залежності питомої енергії акустичних полів струминних ГДВ від статичного тиску, більшого за атмосферу, в робочій ємності представлено на рис. 3.25 [31].

Криві відповідають трьом ГДВ з різними геометричними параметрами СО. Гідрофон розташовувався на відстані 100 мм від межі вторинного тороїдального вихору. Генерування пружних хвиль відбувалось в мінеральному мастилі. Слід зазначити, що з ростом ΔP_{cm} відзначається насичення характеристик $w(\Delta P_{cm})$. Пояснити це можна наступним чином.

У діапазоні $\Delta P_{cm} \leq 1$ МПа зріст інтенсивності генерованих пружних хвиль обумовлений одночасно двома факторами: зростанням енергії, що виділяється при схлопуванні каверн у вторинному вихорі розвинутої кавітації й збільшенням їх числа в одиницю часу. При статичних тисках $\Delta P_{cm} > 1$ МПа подальший ріст інтенсивності в основному залежить від лінійного підвищення частоти.

Рівень звуку й інтенсивність акустичних полів, генерованих струминними ГДВ, функціонально залежать від ряду геометричних та гідродинамічних параметрів. Останні містять у собі швидкість струменя, щільність, статичний тиск, поріг кавітації в рідині й інші, не розглянуті в даному дослідженні.

Становить інтерес оцінити одночасний вплив двох параметрів на характеристики акустичного поля. Спочатку розглянемо вплив двох гідродинамічних параметрів – швидкості зануреного кільцевого струменя й статичного тиску. Габарити усіченої конічної СО протиточного ГДВ:

радіуси підстав $r_1 = 3.5$ мм, $r_2 = 5.45$ мм, довжина $\ell = 3.40$ мм, товщина $h = 0.15$ мм.

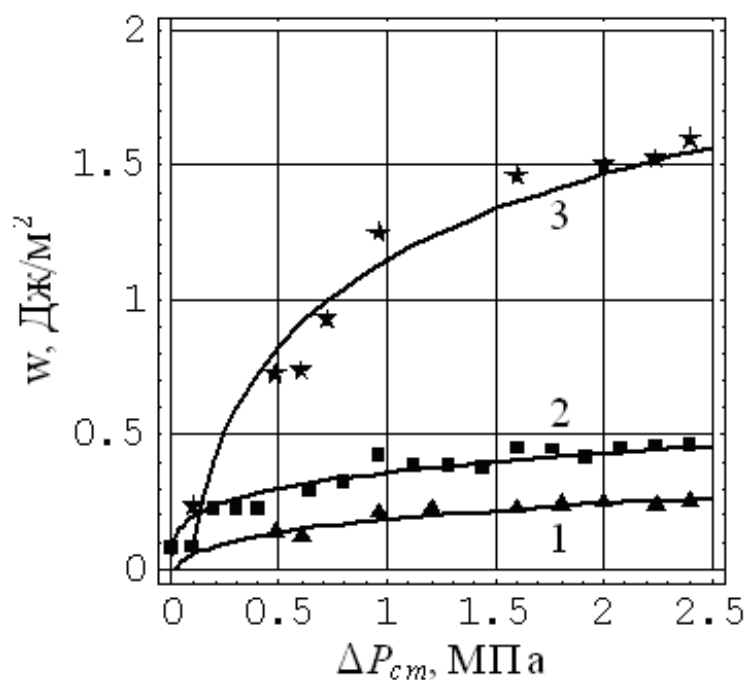


Рисунок 3.25 – Вплив на питому енергію звуку САП гідростатичного тиску більшого за атмосферу:

1 – $r_1 = 2.0$ мм;

2 – $r_1 = 3.5$ мм;

3 – $r_1 = 4.5$ мм

На рис. 3.26а представлені залежності від швидкості струменя у відносних одиницях рівня ($p|_{\Delta P}(v)$), а на рис. 3.26б – інтенсивності ($I|_{\Delta P}(v)$) звуку, генерованого струминним ГДВ в робочій ємності, заповненої трансформаторним мастилом [108].

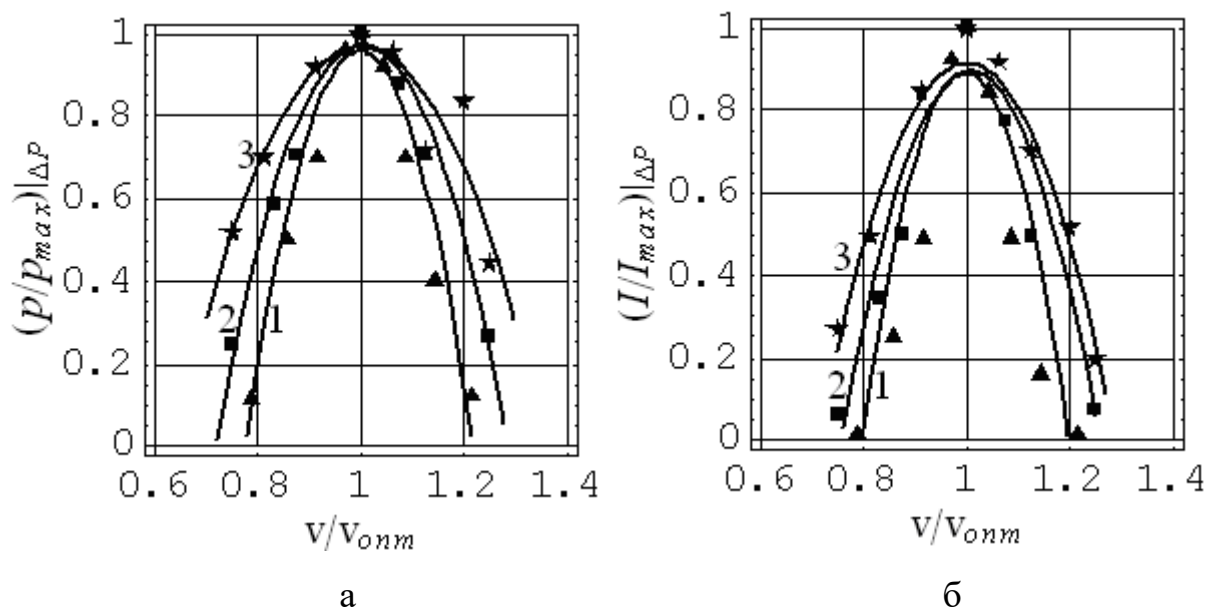


Рисунок 3.26 – Рівень (а) й інтенсивність (б) звуку, генерованого САП, як функція швидкості струменя при статичному тиску в рідині:

$$1 - \Delta P_{ct} = 0.2 \text{ МПа};$$

$$2 - \Delta P_{ct} = 0.8 \text{ МПа};$$

$$3 - \Delta P_{ct} = 1.6 \text{ МПа}$$

У всіх експериментах спочатку встановлювався статичний тиск у робочій ємності, а потім шляхом регулювання витрати основного насосу змінювалась швидкість струменя на виході сопла. Гідрофон розташовувався на відстані 100 мм від межі зони звукоутворення. Видно, що з ростом ΔP_{ct} діапазон робочих швидкостей струменя на виході сопла розширюється.

3.4.3 Визначення ККД струминних ГДВ ПТТ

За обмірюваним значенням швидкості потоку на виході сопла [126] можна по формулі обчислити кінетичну потужність N_{20} зануреного

струменя:

$$N_{\text{зв}} \approx \frac{mv^2}{2} = \frac{\rho Q h v^2}{2} = \frac{\rho S h v^3}{2} = \frac{2\pi r h \rho v^3}{2}, \quad (3.15)$$

де r, h – середній радіус та довжина СО,

ρ – щільність рідини,

v – швидкість потоку на виході сопла,

$Q = Sv$ [м³/с] – витрата рідини в кільцевому струмені,

$S \approx 2\pi r h$ – площа перетину кільцевого струменя [126].

За обмірюваним значенням інтенсивності полів I можна обчислити акустичну потужність хвилі, що сферично поширюється [126]:

$$N_{\text{ак}} = 4\pi R^2 I, \quad (3.16)$$

де R – відстань від центра зони звукоутворення до точки поля.

Маючи ці дані, можна оцінити акусто-гідродинамічний ККД струминних ГДВ [126]:

$$\eta = \frac{N_{\text{ак}}}{N_{\text{зв}}} = \frac{IR^2}{rh\rho v^3}. \quad (3.17)$$

На рис. 3.27 відображено залежності ККД струминного ГДВ $\eta|_{\Delta P}(\theta)$ від конусності СО при різних статичних тисках у герметичній ємності [108]. З отриманих залежностей видно, що при більших значеннях $\Delta P_{\text{ст}}$ оптимальна конусність близька значенню $\theta \approx 5^\circ$. Тоді протиточний ГДВ можна моделювати циліндричною СО.

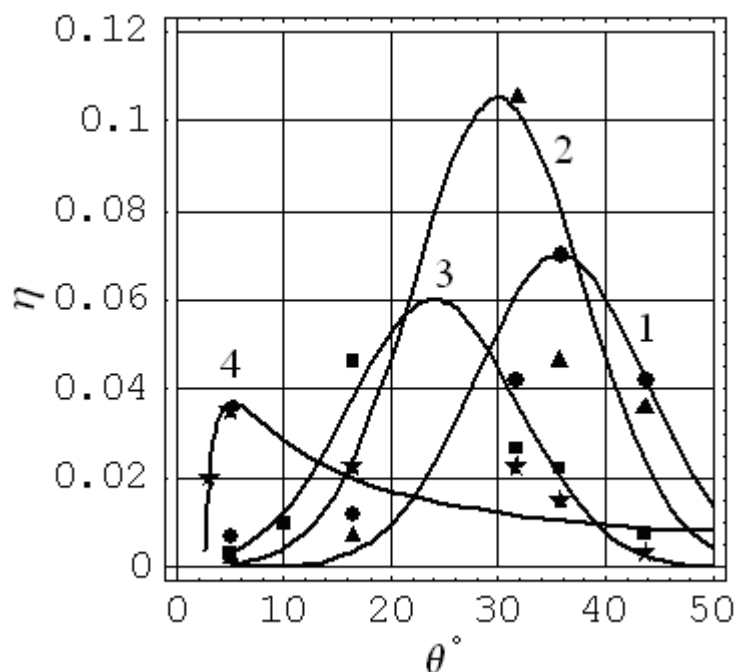


Рисунок 3.27 – Акусто-гідродинамічний ККД в залежності від конусності оболонки при статичному тиску:

$$1 - \Delta P_{cm} = 0;$$

$$2 - \Delta P_{cm} = 0.12 \text{ МПа};$$

$$3 - \Delta P_{cm} = 1.04 \text{ МПа};$$

$$4 - \Delta P_{cm} = 1.60 \text{ МПа}$$

Із залежностей $\eta|_{\Delta P}(\theta)$ також можна зробити висновок, що підбираючи оптимальний геометричний параметр (θ_{opt}) та гідродинамічний параметр (v_{opt}) кільцевого струменя, можна домогтись максимального значення акусто-гідродинамічного ККД у широкому діапазоні статичних тисків. На рис. 3.28 показано залежність максимально досяжного ККД струминного ГДВ від повного гідростатичного тиску в незбуреній рідині [31]. Наприклад, при статичному тиску $\Delta P_{cm} \approx 0.1 \text{ МПа}$ й оптимальних значеннях конусності й швидкості струменя можна досягти

значення $\eta \approx 10.5\%$ [31, 108]. Цей результат корисний при розробці акустичних біологічних технологій та біомедичного встаткування, коли важливе значення приділяється питанням економічності й строкам окупності.

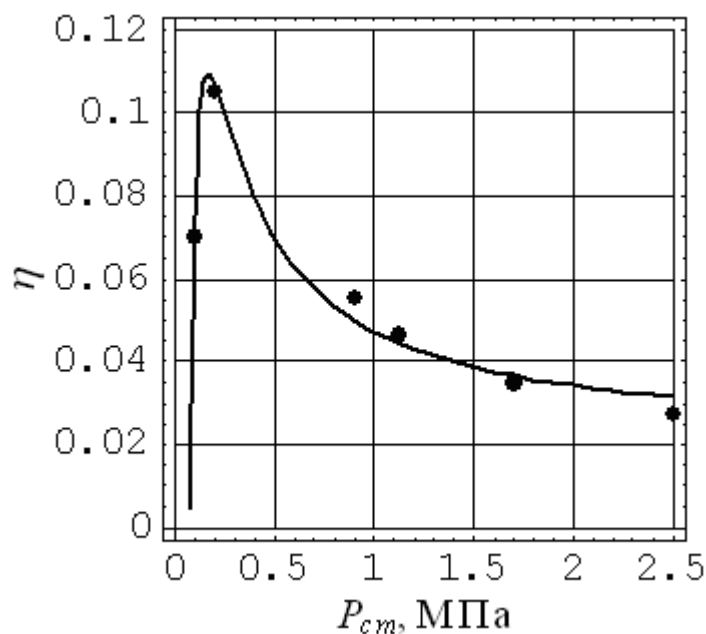


Рисунок 3.28 – Максимальний акусто-гідродинамічний ККД, як функція тиску, більшого за атмосферу, в робочій ємності

3.5 Висновки до третього розділу

Експериментальні дослідження струминних ГДВ ПТТ дозволяють зробити наступні висновки:

1. Можливо моделювати струминні ГДВ ПТТ у вигляді зануреного струменя кільцевого перетину, що дозволяє проводити оцінку меж застосування ЕАП ПТТ.

2. Отримано залежності АЧХ даних ЕАП та частоти основного тону генерованого ними звуку від властивостей рідини та гідродинамічних

параметрів джерел звукоутворення. Плавно змінюючи швидкість струменя, можливо плавно міняти частоту звуку в обмеженому діапазоні значень. Також, можливо плавно змінювати частоту сигналу ГДВ регулюючи гідростатичний тиск у робочій ємності.

3. Виявлено оптимальні значення геометричних параметрів занурених СО для досягнення максимального рівня інтенсивності звуку, генерованого ГДВ ПТТ.

4. Отримано, що максимальна інтенсивність акустичного сигналу досягається при оптимальному значенні швидкості зануреного струменя, яка функціонально залежить від гідростатичного тиску, щільності та пружних характеристик рідини. Було досягнуто підвищення інтенсивності звуку на два порядки.

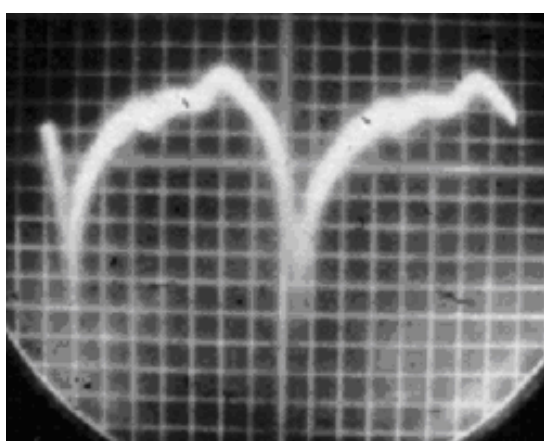
5. Показано за яких умов можна значно підвищити ККД ГДВ ПТТ та виявлено його залежність від геометричних та гідродинамічних характеристик зануреної СО.

РОЗДІЛ 4

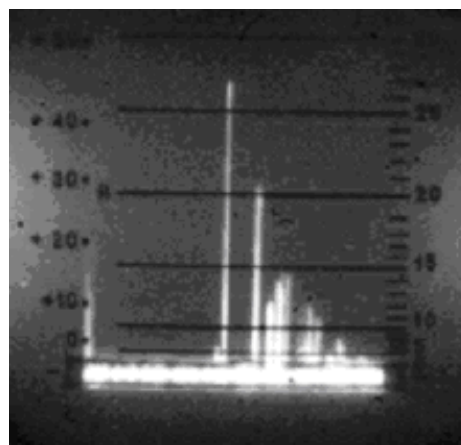
ДОСЛІДЖЕННЯ БЛИЖНЬОГО ПОЛЯ СТРУМИННИХ ДЖЕРЕЛ ЗВУКУ

Струминні ГДВ, відповідно до проведених досліджень, генерують у рідині пружні імпульси високої інтенсивності експонентної форми.

Типовий спектр акустичних хвиль, генерованих струминними ГДВ (рис. 4.1), складається з гармонійних складових, кратних та не кратних частот [66, 102, 103, 121]. Тому ГДВ мають більшу ефективність у порівнянні з резонансними ЕАП, при однакових інтенсивностях робочих полів.



а



б

Рисунок 4.1 – Фонограма (а) та спектрограма (б) акустичного сигналу, генерованого струминним ГДВ

Коефіцієнт поглинання звукових хвиль, у рідинах та газах, пропорційний квадрату частоти. Однак, в одних твердих тілах він лінійно залежить від частоти, в інших має місце квадратична залежність [128, 100].

У випадку монохроматичного випромінювання перекручування акустичних хвиль кінцевої амплітуди може бути представлене як поява й ріст при їхньому поширенні високочастотних гармонік [15, 100]. Оскільки

коефіцієнт поглинання звуку – це функція частоти, то поглинання хвилі залежить від її спектрального складу. З іншої сторони спектр сигналу змінюється при переміщенні хвильового фронту, тому коефіцієнт поглинання є просторовою функцією [131].

Наслідком цього є порушення експонентної залежності зменшення інтенсивності пружної хвилі від відстані до джерела звуку. Тому становить інтерес оцінити згасання коротких експонентних імпульсів у рідині.

4.1 Модель додаткового поглинання негармонійних імпульсів

Розміри вторинного тороїдального вихору є активною зоною звукоутворення (рис. 1.8, рис. 2.1). Вони у багато разів менше довжини генерованої пружної хвилі, тому випромінювачі даного типу в необмеженому середовищі можна розглядати як точкові джерела сферично розбіжних хвиль.

Знайдемо тепер закон спадання інтенсивності короткого негармонійного імпульсу в сферично розбіжній хвилі. Імпульс акустичного тиску представимо у вигляді різниці двох експонент:

$$p = \frac{p_1}{r} \cdot \exp\left[-\beta_1\left(t - \frac{r}{c}\right)\right] - \frac{p_2}{r} \cdot \exp\left[-\beta_2\left(t - \frac{r}{c}\right)\right], \quad (4.1)$$

де r – відстань від границі зони звукоутворення до точки поля;

$p_{1,2}$ – амплітуда тиску поблизу активної зони звукоутворення;

t – параметр часу;

c – швидкість звуку;

β_1, β_2 – коефіцієнти, що відповідають тривалості переднього й заднього

фронтів імпульсу.

Відомо [21], що імпульс тиску в сферичній хвилі повинен задовольняти умові:

$$\int_0^{\infty} p(t) \cdot dt = 0, \quad (4.2)$$

що в цьому випадку еквівалентно рівнянню:

$$\frac{p_1}{\beta_1} = \frac{p_2}{\beta_2}. \quad (4.3)$$

Форму імпульсу коливальної швидкості частинок суцільного середовища для акустичної хвилі (4.1) можна знайти з рівняння руху:

$$v = \frac{p_1}{\rho r} \cdot \left(\frac{1}{r} - \frac{\beta_1}{c} \right) \cdot \exp \left[-\beta_1 \left(t - \frac{r}{c} \right) \right] - \frac{p_2}{\rho r} \cdot \left(\frac{1}{r} - \frac{\beta_2}{c} \right) \cdot \exp \left[-\beta_2 \left(t - \frac{r}{c} \right) \right]. \quad (4.4)$$

Знайдемо закон убуття інтенсивності короткого експонентного імпульсу для сферичної хвилі при лінійній залежності коефіцієнта поглинання від частоти, коли:

$$p_1 = p_2 = p_0 \exp(-kr) = p_0 \exp(-\alpha \omega r), \quad (4.5)$$

де $k = -\alpha \omega$ – коефіцієнт для випадку лінійної залежності коефіцієнта додаткового поглинання від частоти;

α – коефіцієнт додаткового поглинання акустичних хвиль у середовищі;

$\omega = 2\pi f$ – циклічна частота акустичного сигналу.

Функцію коливальної швидкості частинок робочого середовища для сферичної хвилі (4.4) можна переписати у вигляді:

$$v = \frac{p_0 \cdot \exp(-\alpha \omega r)}{\rho r} \cdot \left\{ \left(\frac{1}{r} - \frac{\beta_1}{c} \right) \cdot \exp \left[-\beta_1 \left(t - \frac{r}{c} \right) \right] - \left(\frac{1}{r} - \frac{\beta_2}{c} \right) \cdot \exp \left[-\beta_2 \left(t - \frac{r}{c} \right) \right] \right\}. \quad (4.6)$$

Використовуємо теорему Релея [130] про спектральну щільність енергії та враховуючи, що запізнювання за часом на $\Delta t = r/c$ не змінює спектральної щільності. Одержимо величину інтенсивності хвилі на відстані r від активної поверхні ГДВ:

$$I_{\text{лин}}^{\text{сф}}(r) = \int_0^{\infty} p v dt = \frac{p_0^2 (\beta_2 - \beta_1)}{2 \rho c r^2 (\beta_2 + \beta_1) \beta_1^2} \cdot \left[\beta_1 M_0(\xi_1) - \beta_2 M_0(\xi_2) \right], \quad (4.7)$$

$$\text{де } M_0(\xi) = \frac{2}{\pi \left[\text{ci}(\xi) \cdot \sin(\xi) - \text{si}(\xi) \cdot \cos(\xi) \right]},$$

$$\xi_{1,2} = \beta_{1,2} \alpha_0 r, \quad \alpha_0 = \frac{2\alpha}{\omega}.$$

При квадратичній залежності коефіцієнта поглинання звуку від частоти ($k = -\alpha \omega^2$) звуковий тиск та коливальна швидкість у хвилі стає:

$$p = \frac{p_0 \cdot \exp(-\alpha \omega^2 r)}{r} \cdot \left\{ \exp \left[-\beta_1 \left(t - \frac{r}{c} \right) \right] - \exp \left[-\beta_2 \left(t - \frac{r}{c} \right) \right] \right\}, \quad (4.8)$$

$$v = \frac{p_0 \cdot \exp(-\alpha \omega^2 r)}{\rho r} \cdot \left\{ \left(\frac{1}{r} - \frac{\beta_1}{c} \right) \cdot \exp \left[-\beta_1 \left(t - \frac{r}{c} \right) \right] - \left(\frac{1}{r} - \frac{\beta_2}{c} \right) \cdot \exp \left[-\beta_2 \left(t - \frac{r}{c} \right) \right] \right\}. \quad (4.9)$$

Застосувавши теорему Релея, аналогічно описаному вище, одержимо інтенсивність сферичної хвилі:

$$I_{\text{кв}}^{\text{сф}}(r) = \frac{p_0^2 (\beta_2 - \beta_1)}{2 \rho c r^2 (\beta_2 + \beta_1) \beta_1^2} \cdot [\beta_1 \Pi_0(\xi_1) - \beta_2 \Pi_0(\xi_2)], \quad (4.10)$$

де $\Pi_0(\zeta) = [1 - \Phi(\xi)]$;

$$\Phi(\xi) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \exp(-\xi^2) d\xi;$$

$$\xi_{1,2} = \beta_{1,2} \sqrt{\alpha_0 r}; \quad \alpha_0 = \frac{2\alpha}{\omega^2};$$

$\Phi(\xi)$ – інтеграл ймовірності.

Визначимо щільність потужності, що поглинена в одиниці об'єму робочого середовища, диференціюванням інтенсивності імпульсу по координаті.

Розглянемо залежності коефіцієнта поглинання від частоти:

– для лінійної залежності:

$$i_{\text{лин}}^{\text{сф}}(r) = \frac{\partial I_{\text{лин}}^{\text{сф}}}{\partial r} = -\frac{p_0^2 \alpha_0}{2 \rho c r^2} \cdot \frac{\beta_1 - \beta_2}{\beta_2 + \beta_1} \cdot [\beta_1^2 M_1(\xi_1) - \beta_2^2 M_1(\xi_2)], \quad (4.11)$$

$$\text{де } M_1(\xi) = \frac{2}{\pi} [\text{si}(\xi) \cdot \sin(\xi) + \text{ci}(\xi) \cdot \cos(\xi)].$$

– для квадратичної залежності:

$$i_{\text{кв}}^{\text{сф}}(r) = \frac{\partial I_{\text{кв}}^{\text{сф}}}{\partial r} = -\frac{p_0^2 \alpha_0}{2\rho c r^2} \cdot \frac{\beta_1 - \beta_2}{\beta_1 + \beta_2} \cdot [\beta_1^3 \Pi_1(\xi_1) - \beta_2^3 \Pi_1(\xi_2)]. \quad (4.12)$$

$$\text{де } \Pi_1(\xi) = [1 - \Phi(\xi)] \cdot \exp(\xi^2) - \frac{1}{\sqrt{\pi}\xi}.$$

Розглянемо на прикладі вплив нелінійного додаткового поглинання на акустичне поле сферичних хвиль.

Квадратична залежність коефіцієнта додаткового поглинання від частоти звуку має місце для реальних рідин. Нормовані залежності зменшення інтенсивності коротких імпульсів звукового тиску від відстані виду (4.10) у сферично розбіжній хвилі показано на рис. 4.2.

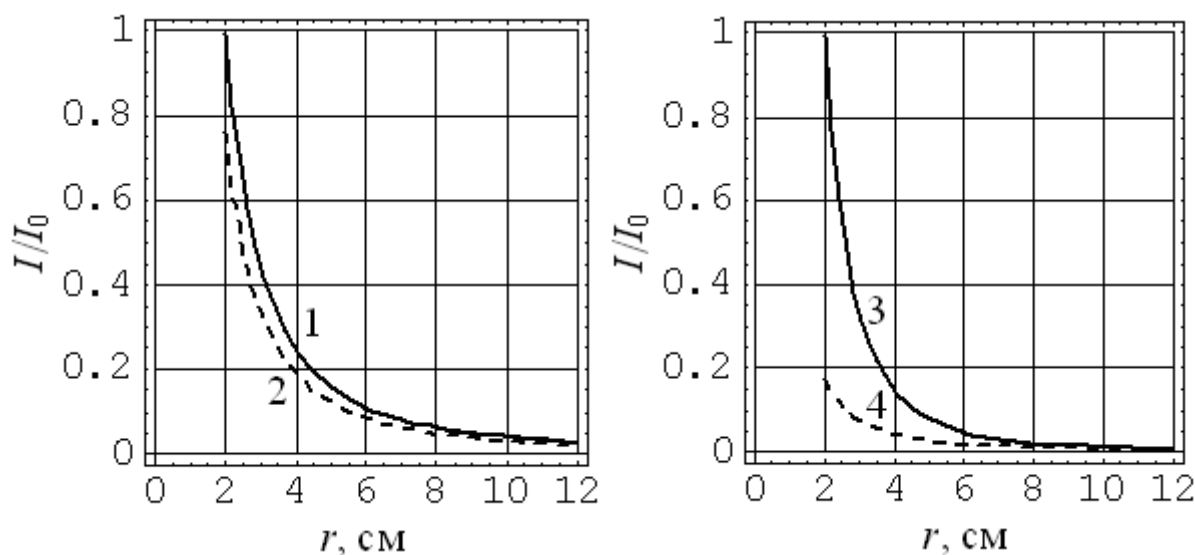


Рисунок 4.2 – Нормовані залежності зменшення інтенсивності в сферично розбіжній хвилі в рідинах:

1, 2 – вода;

3, 4 – трансформаторне мастило

Суцільні лінії – результати розрахунків по формулі (4.10), пунктирні – представлені для порівняння залежності додаткового поглинання гармонійних хвиль малої амплітуди виду $I \sim \exp(-2\alpha\omega^2 r)/r^2$ [88, 100].

Розглядалися дві рідини: водопровідна вода з коефіцієнтом згасання $\alpha_1 = 2.3 \cdot 10^{-15} \text{ с}^{-2} \text{ м}$ й більш в'язке трансформаторне мастило, у якого $\alpha_2 = 9.66 \cdot 10^{-13} \text{ с}^{-2} \text{ м}$. У другому випадку відхилення від експонентного закону значно більше [67, 92].

4.2 Експериментальні дослідження ближнього поля ГДВ

Поглинання акустичних хвиль кінцевої амплітуди може бути пов'язане з різного роду процесами, що відбуваються в середовищі.

У твердих тілах, наприклад, мають місце пластичні деформації, а в рідинах може виникнути розрив суцільності середовища, що істотно зменшує передану через середовище енергію. В обох випадках ці явища можна інтерпретувати як збільшення додаткового поглинання звуку.

Додаткова енергія також затрачається на процеси емульгування нерозчинних одна в іншій рідині, диспергування в рідині твердих присадок, руйнування плівок окислів, окалини, нагару, асфальто-смолистих відкладень, деполімеризації органічних речовин та ін. Ці явища широко використовуються для інтенсифікації різних технологічних та біологічних процесів, що протікають у водних розчинах та органічних рідинах. При цьому для конкретної технології існує оптимальне значення інтенсивності поля пружних хвиль. Тому становить інтерес досліджувати (рис. 4.1) характеристики ближнього поля негармонійних імпульсів.

Як було показано в підрозділі 4.1, окремі імпульси акустичних сигналів, генеровані струминними ГДВ, без урахування їхнього

додакового поглинання добре апроксимуються сумою двох експонент:

$$p(t) = p_0 \left[\exp(-\beta_1 t) - \exp(-\beta_2 t) \right], \quad (4.13)$$

де p_0 – амплітуда імпульсу;

β_1, β_2 – коефіцієнти крутості фронтів імпульсу (рис. 4.3).

Період проходження імпульсів ($T = 1/f_0$) визначається частотою основного тону генерованого звуку [87, 124].

Аналіз фонограм показує, що протягом приблизно три чверті періоду відбувається накопичення енергії й за час приблизно $T/4$ випромінюється пружна хвиля (рис. 4.1). Виходячи із цієї особливості струминних ГДВ за обмірюваним значенням періоду T можна підібрати відповідні коефіцієнти β_1 й β_2 . Частота f_0 , як було показано в розділах 2 та 3, визначається механічними властивостями двофазного середовища сопло-відбивач, а також геометричними та гідродинамічними параметрами зануреної СО й характеристиками робочої рідини [88, 112].

Залежності коефіцієнтів $\beta_1(f_0)$ та $\beta_2(f_0)$ від частоти основної (нижчої) гармоніки акустичного сигналу отримані в результаті аналізу фонограм генерованих акустичних сигналів й представлені на рис. 4.3. Радіус активної зони звукоутворення досліджених випромінювачів ПТТ перебуває в діапазоні значень $R = (4 \dots 20)$ мм. Оскільки довжини генерованих хвиль ($\lambda = (0.2 \dots 3.2)$ м) відповідають умові $R \ll \lambda$, то данні пристрої можна вважати точковими джерелами звуку.

У даних дослідженнях була використана робоча ємність у вигляді сталевого циліндра зі сферичними торцями з габаритами: 460 мм – внутрішній радіус, 1600 мм – висота, 9 мм – товщина стінки. Тому можна

прийняти, що в ближньому полі ($r \leq 180$ мм) струминних ГДВ має місце сферично поширювана хвиля.

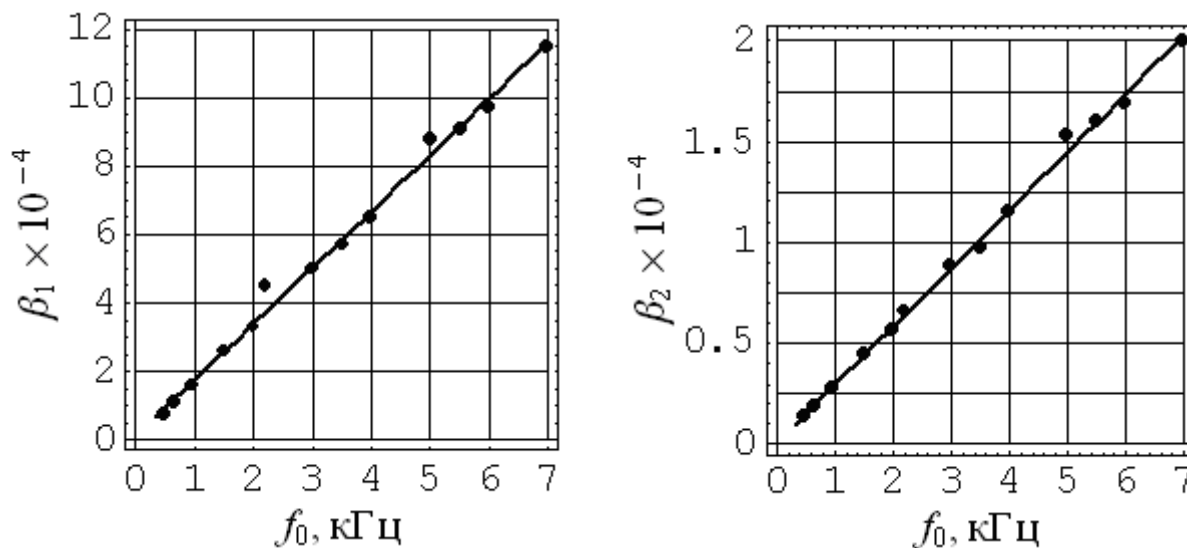


Рисунок 4.3 – Залежність коефіцієнтів крутості фронтів імпульсу від частоти нижчої гармоніки сигналу

Більшість вимірювальних приладів дають ефективне значення вимірюваного сигналу, тому необхідно встановити співвідношення між значеннями амплітудного p_0 й ефективного $p_{ак}$ звукового тиску:

$$p_{ак}^2 = \frac{1}{T} \int_0^T p^2(t) dt = \frac{p_0^2}{T} \int_0^T [\exp(-\beta_1 t) - \exp(-\beta_2 t)]^2 dt,$$

або

$$p_0 = p_{ак} \sqrt{\frac{T}{\int_0^T [\exp(-\beta_1 t) - \exp(-\beta_2 t)]^2 dt}}. \quad (4.14)$$

Інтеграл у вираженнях (4.14) легко обчислюється, але через громіздкість запису не приводиться. Тоді за результатами вимірів амплітудних значень акустичного тиску p_0 можна одержати відповідні діючі значення $p_{ак}$ й обчислювати інтенсивність акустичного поля в заданих точках [99, 106]:

$$I = \frac{p_{ак}^2}{\rho c}, \quad (4.15)$$

де ρ – щільність рідини,

c – фазова швидкість звуку в рідині.

Спочатку було досліджено залежності характеристик акустичних полів протиточних ГДВ від відстані до межі звукоутворення – вторинного тороїдального вихору насиченої кавітації (рис. 1.8, рис. 2.1). Застосовувались випромінювачі з різними геометричними параметрами СО, радіуси меншої підстави якої становили $r_1 = (2.0; 2.5; 3.5; 4.5)$ мм.

При цьому два інших параметри оболонки мали оптимальне значення (підрозділ 3.4.): $r_2 = 1.7 r_1$ – радіус більшої підстави й $\ell = (0.9 \dots 1.1) r_1$ – довжина.

Всі струминні ГДВ настроювались на максимальний рівень звуку підбором оптимальної швидкості струменя v_{opt} на виході сопла. Робоча рідина – трансформаторне мастило. Глибина зануреного струменя не перевищувала 0.3 м, так що надлишковим статичним тиском можна зневажити.

Нормовані залежності рівня генерованого звуку $p_{сф}/p_0(r/\lambda)$ й інтенсивності поля $I_{сф}/I_0(r/\lambda)$ від безрозмірної відстані до межі звукоутворення, вираженого в довжинах випромінюваних хвиль λ ,

представлено на рис. 4.4. Точки – експериментальні значення. Для розглянутих ГДВ частота основного тону генерованого звуку перебуває в діапазоні значень від 0.6 кГц до 1.7 кГц [87, 112, 113].

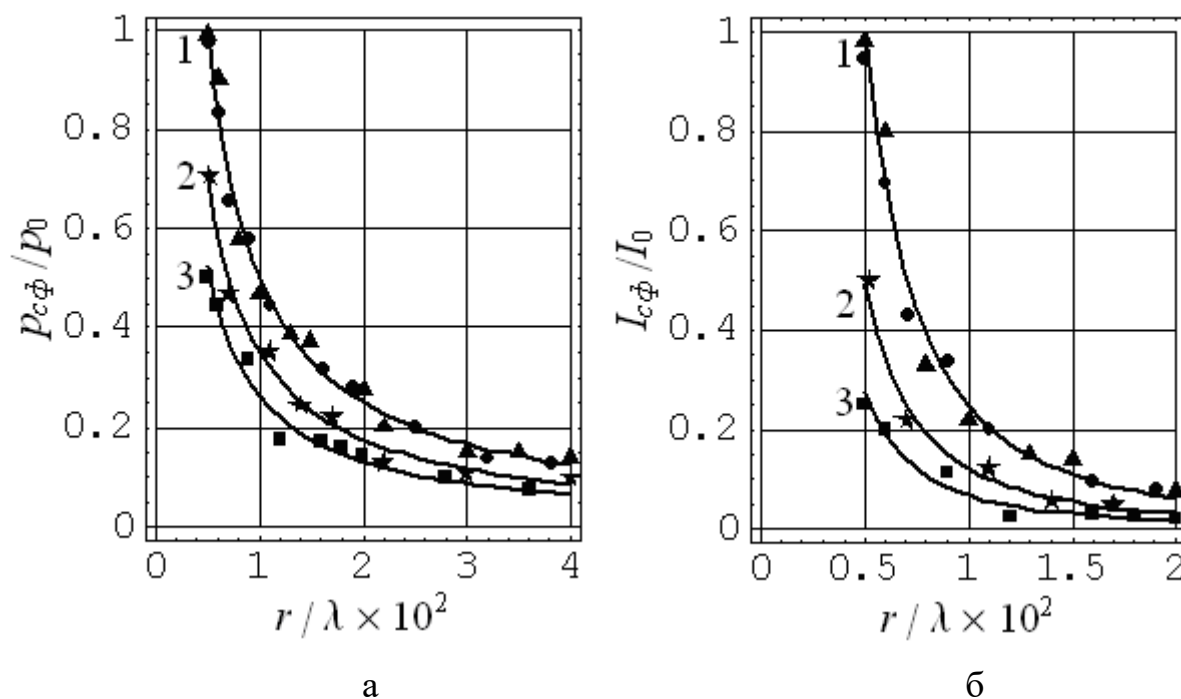


Рисунок 4.4 – Залежності інтегральних рівня (а) та інтенсивності (б) сферичної хвилі від безрозмірної відстані:

- – $r_1 = 4.5 \text{ мм} \rightarrow f_0 = 0.64 \text{ кГц}$;
- ★ – $r_1 = 2.5 \text{ мм} \rightarrow f_0 = 1.5 \text{ кГц}$;
- ▲ – $r_1 = 3.5 \text{ мм} \rightarrow f_0 = 0.95 \text{ кГц}$;
- – $r_1 = 2.0 \text{ мм} \rightarrow f_0 = 1.7 \text{ кГц}$

Отже, коефіцієнти β_1, β_2 крутості фронтів імпульсів розрізняються в три рази (рис. 4.3). При цьому теоретичні залежності для СО з радіусами 4.5 мм й 3.5 мм практично зливаються в одну лінію (крива 1).

Всі залежності нормовані щодо рівня й інтенсивності сигналу,

обмірюваного на відстані 10 мм від межі зони звукоутворення, для ГДВ з діаметром СО 4.5 мм.

Створюючи тиск більший за атмосферу у незбуреній рідині, можна на порядок збільшити частоту основної гармоніки (рис. 3.11б, рис. 3.12а) та на два порядки підвищити інтенсивність акустичного сигналу (рис. 3.24б) струминного ГДВ.

Зокрема, експерименти при тиску порядку $\Delta P_{cm} = (0...2.4)$ МПа дозволили в 8 разів підвищити частоту f_0 та у п'ятдесят разів збільшити інтенсивність хвиль ЕАП.

Становить інтерес дослідити вплив тиску, більшого за атмосферний, на додаткове поглинання негармонійних імпульсів.

Для дослідження нелінійного додаткового поглинання сферично поширюваних пружних хвиль випромінювач ПТТ було розміщено у герметичній ємності із регульованим статичним тиском (рис. 3.1).

Настроювання випромінювача на оптимальний режим роботи здійснювалось за рахунок підбору відповідної швидкості струменя рідини на виході із сопла. Рівень сигналу вимірювався за допомогою каліброваного гідрофону й електронного вольтметра, частота основної гармоніки – за допомогою аналізатора спектру, статичний тиск – зразковим манометром. Менший радіус конічної усіченої оболонки $r_1 = 3.5$ мм, швидкість струменя v_{omn} підбиралась виходячи з максимального сигналу для кожного значення ΔP_{cm} (рис. 3.11а). Робоча рідина – трансформаторне мастило [100, 103].

На рис. 4.5 представлено сімейство залежностей акустичного полю струминного протиточного ГДВ у відносних одиницях від відстані. Як відносна одиниця відліку прийнята інтенсивність пружних хвиль, генерованих даним випромінювачем поблизу зони звукоутворення

($r \approx 10$ мм) при атмосферному тиску ($\Delta P_{cm} = 0$).

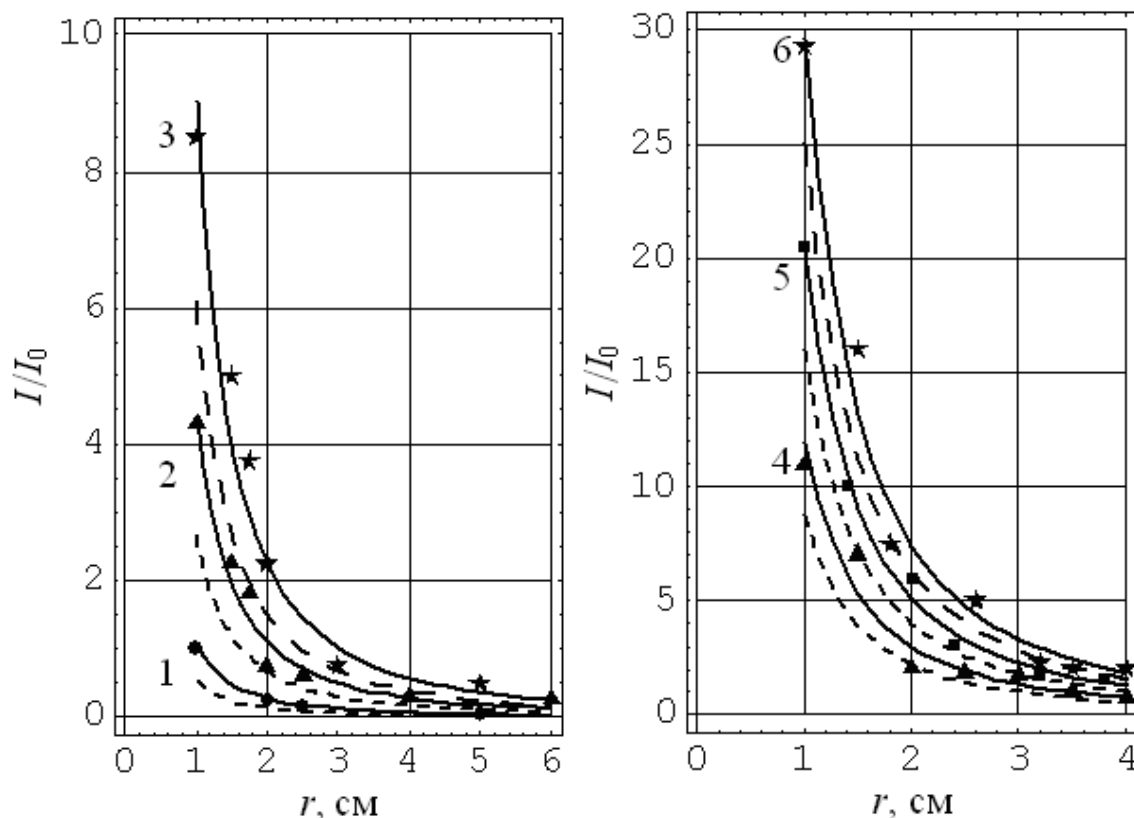


Рисунок 4.5 – Убування з відстанню інтенсивності сферичної хвилі при статичному тиску:

- 1 – $\Delta P_{cm} = 0$;
- 2 – $\Delta P_{cm} = 0.30$ МПа;
- 3 – $\Delta P_{cm} = 0.60$ МПа;
- 4 – $\Delta P_{cm} = 0.80$ МПа;
- 5 – $\Delta P_{cm} = 1.28$ МПа;
- 6 – $\Delta P_{cm} = 1.76$ МПа

Експериментальні результати вимірів акустичних полів зображено точками, суцільні лінії – це регресія експериментальних точок, а пунктирні

лінії відповідають закону ($\sim 1/r^2$) поглинання сферично поширюваних гармонійних хвиль малої амплітуди [100, 101].

Як видно із графіка, при зростанні інтенсивності акустичних хвиль розбіжності збільшуються.

Поблизу активної зони звукоутворення має місце нелінійне додаткове поглинання негармонійних імпульсів експонентної форми. При розширенні фронту хвилі інтенсивність сигналу падає й, починаючи з деякої відстані, має місце звичайне поглинання малих збурювань виду $\sim r^{-2} \exp(-2\alpha\omega^2 r)$.

Залежність довжини зони додаткового поглинання негармонійних імпульсів $\Delta r/\lambda(\Delta P_{cm})$, що виражена в довжинах хвиль, від статичного тиску в незбуреній рідині наведена на рис. 4.6.

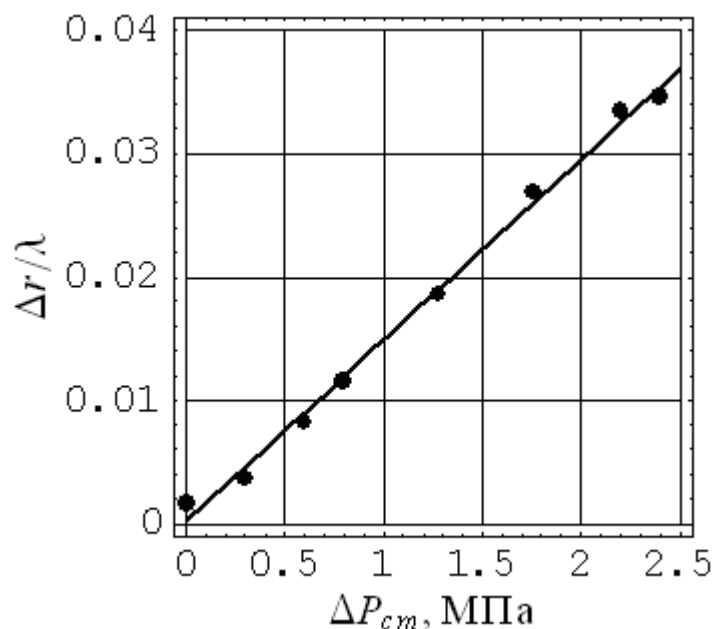


Рисунок 4.6 – Залежність дистанції нелінійного додаткового поглинання імпульсів від статичного тиску

З ростом ΔP_{cm} ця відстань зростає у всьому діапазоні досліджених тисків, хоча зі збільшенням частоти сигналу росте у квадратичній пропорції коефіцієнт додаткового поглинання хвиль. Ймовірно істотне підвищення інтенсивності акустичного поля компенсує цей ефект й забезпечує практично лінійний ріст залежності $\Delta r / \lambda(\Delta P_{cm})$.

4.3 Висновки до четвертого розділу

Таким чином, за результатами дослідження гідродинамічних полів високої потужності, генерованих зануреними СО, можна сформулювати наступні висновки:

1. САП генерують хвилі кінцевої амплітуди у вигляді коротких негармонійних імпульсів. Розроблена модель додаткового поглинання негармонійних імпульсів добре корелює з експериментальними результатами.

2. Щільність потужності, що поглинена в одиниці об'єму середовища, поблизу активної зони звукоутворення приймає більші значення. У зв'язку із цим становить інтерес дослідити можливу кореляцію цієї фізичної величини з розривом суцільного середовища для руйнівної ефективності поверхового слою в ближнім полі струминних ГДВ.

3. У сферично поширюваних хвилях додаткове поглинання інтенсивності залежить від коефіцієнтів крутості фронтів негармонійних імпульсів та статичного тиску в рідині.

РОЗДІЛ 5

ТЕОРЕТИКО-ПРАКТИЧНІ МЕТОДИ ЗАСТОСУВАННЯ СТРУМИННИХ ГДВ У БМТ

5.1 Загальна характеристика застосування струминних ГДВ

У фармацевтичній та харчовій промисловості широко використовується вирощування штамів антибіотиків та дріжджів на парафіні. Від розмірів робочих частинок залежить робоча площа поверхні та час технологічного процесу й, як наслідок, вихід готового продукту. Для цього парафіноподібні речовини диспергують у рідині [118].

Механічне перемішування та барботування не задовольняють вимогам високої дисперсності, тому більш перспективними є струменеві ГДВ. В цих пристроях джерелом енергії є насос з відповідними характеристиками, що живиться від електричного двигуна й використовується звичайна електрична мережа. Це забезпечує дешевину обладнання й, відповідно, кінцевого продукту виробництва, пожежну й електричну безпеку, виключає необхідність використовувати персонал високої кваліфікації [118].

У сучасних фармацевтичних та біологічних технологіях застосовуються такі методи очищення як, хімічне й електрохімічне знежирення, промивання органічними розчинниками під тиском.

При цьому у біомедичному приладобудуванні все більше застосування знаходять деталі й вузли з алюмінієвих та магнієвих сплавів, що піддаються сильному корозійному та електрохімічному руйнуванню в агресивних середовищах. Тому хімічні методи очищення не відповідають сучасним вимогам технологічних процесів. Використання на виробництві органічних розчинників у край небажано через пожежну та вибухову безпеку та екологічні норми.

В сучасних ультразвукових методах очищення простежується тенденція зниження концентрацій ПАР, перехід на дистильовану воду, а краще – на хімічно нейтральні рідини (мінеральні мастила, толуол та інші органічні рідини) [127, 137].

В останньому випадку робочі рідини також є діелектриками, й основну роль у руйнуванні плівок забруднювачів грає механічний вплив кавітації на поверхню твердого тіла. При цьому у хімічно й електрично нейтральному середовищі необхідно підвищити ударний вплив парових каверн, що захлопуються. Цього можна досягти, зокрема, одним зі способів:

1) створювати статичний тиск у робочій ємності більший за атмосферу та одночасно збільшувати інтенсивність акустичного поля [133, 134], у результаті можна істотно збільшити руйнівну ефективність кавітуючого елемента САП;

2) створювати акустичні поля із двома або більше гармоніками різних частот, кратних або не кратних [118, 128, 138].

Перший спосіб вважає, що фізико-механічний процес відбувається в герметичній ємності. При цьому в оптимальному режимі відношення акустичного тиску до повного гідростатичного тиску в незбуреній рідині повинно становити [116]:

$$\frac{P_{ак}}{P_0 + \Delta P_{ст}} \approx 0.4, \quad (5.1)$$

де $P_{ак}$ – тиск в акустичній хвилі;

P_0 – атмосферний тиск;

$\Delta P_{ст}$ – надлишковий, у порівнянні з атмосферою, статичний тиск у герметичній ємності.

Тому необхідно для виконання умови (5.1) з підвищенням статичного тиску одночасно збільшувати рівень акустичного сигналу.

Обмеженням першого способу є кінцева питома потужність широко застосовуваних ЕАП. Зв'язано це з магнітним насиченням магнітострикційного або електричним насиченням п'єзоелектричного матеріалу відповідного випромінювача. Крім того, необхідно обмежувати збуджуючу перетворювач потужність у зв'язку з можливим електричним пробоем або механічним руйнуванням його активного елемента.

Другий спосіб полягає у використанні в апаратурі кількох випромінювачів магнітострикційного або (та) п'єзоелектричного типу з різною резонансною частотою. При цьому кожний перетворювач збуджується індивідуальним генератором відповідної потужності й частотного діапазону. Це приводить на практиці до ряду технічних проблем та збільшує вартість апаратури, пропорційно кількості генераторів [139, 140].

З наведеного вище результату досліджень витікає, що струминні ГДВ можна використовувати в широкому діапазоні статичних тисків. Оскільки областю звукоутворення є вторинний тороїдальний вихор розвинутої кавітації (рис. 2.1), то відсутні обмеження випромінюваної акустичної потужності, властиві ЕАП.

Якщо з підвищенням статичного тиску, більшого за атмосферу, нагнітаюча система (насос або інша) буде забезпечувати оптимальну швидкість струменя в соплі, то немає принципових обмежень для росту інтенсивності акустичного поля.

У спектрі акустичного сигналу цих перетворювачів присутній ряд гармонік кратних та не кратних частот. Це дозволяє використовувати струминний ГДВ як джерело полігармонійного сигналу.

5.2 Руйнівна ефективність у ближньому полі струминного ГДВ

Експериментальні дослідження поблизу робочого елемента струминного ГДВ підтвердили висновок про нелінійне згасання експонентного акустичного імпульсу. Щільність потужності пружного імпульсу, поглинена в одиниці об'єму середовища, була отримана диференціюванням по координаті вираження для інтенсивності.

Як видно з формули (4.12), функція $i_{cf}(r)$ залежить від відстані до межі зони звукоутворення й тривалості імпульсу, що характеризується коефіцієнтами крутості його фронтів β_1, β_2 . Слід припустити кореляцію між функцією питомої поглиненої енергії та руйнівною ефективністю поверхового шару поблизу робочого елемента струминного ГДВ.

Експериментальні дослідження залежності кавітаційної руйнівної ефективності на свинцевих зразках від відстані до робочого елемента ГДВ r проводились в три етапи.

На першому етапі порівнювались результати руйнування поверхового шару зразків у трансформаторному мастилі та вистояній протягом трьох тижнів водопровідній воді. За допомогою фіксаторів свинцеві пластинки розміром $(18 \times 12 \times 1)$ мм розміщувались на заданій відстані від робочого елемента струминного ГДВ. Робочі зразки фіксувались таким чином, щоб руйнуванню піддавався тільки поверховий шар торця пластин (рис. 5.1). Оцінювався ступінь руйнівної ефективності поверхового шару по зменшенню маси зразків зважуванням на аналітичних вагах із чутливістю 0.01 мг.

На другому етапі змінювалась тривалість пружних експонентних імпульсів, що відповідало зміні параметрів β_1 та β_2 у вираженні (4.12). На третьому етапі проводилось дослідження руйнування поверхового шару

зразків при наявності статичного тиску, більшого за атмосферу, в герметичній ємності.

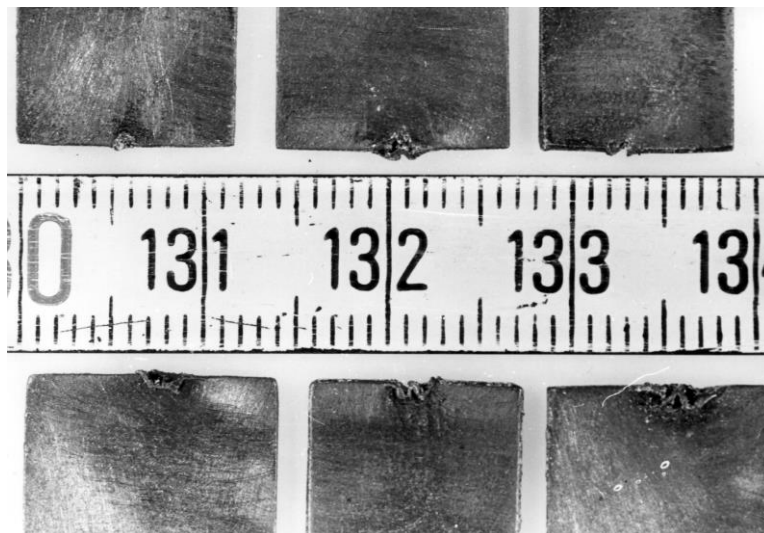


Рисунок 5.1 – Свинцеві зразки після обробки поблизу робочого елемента струминного ГДВ

Теоретична залежність відносної поглиненої питомої потужності імпульсу, від відстані до робочого елемента ГДВ показано на рис. 5.2. (крива 1). Також на рис. 5.2. показано результати по руйнуванню торця свинцевих зразків у трансформаторному мастилі та у в відстояній водопровідній воді.

Час озвучування становив 7 хв. Точки на рис. 5.2 – результат усереднення по п'яти зразках [23, 108]. Перше середовище є хімічно нейтральною до металу діелектричною рідиною, в якій найбільший внесок в руйнування вносять мікроударні хвилі при схлопуванні парогазових каверн на поверхні пластини. Велику (в порівнянні з мастилом) руйнівну ефективність поверхового шару в воді можна пояснити інтенсифікацією хімічних та електрохімічних процесів в акустичному полі високої інтенсивності. В обох експериментах підтримувався однаковий рівень

акустичного сигналу й приблизно однакова тривалість імпульсів $\tau = (1.00 \dots 1.05)$ мс. При цьому найбільша руйнівна ефективність поверхового шару має місце за умови $r \leq 1.5$ мм.

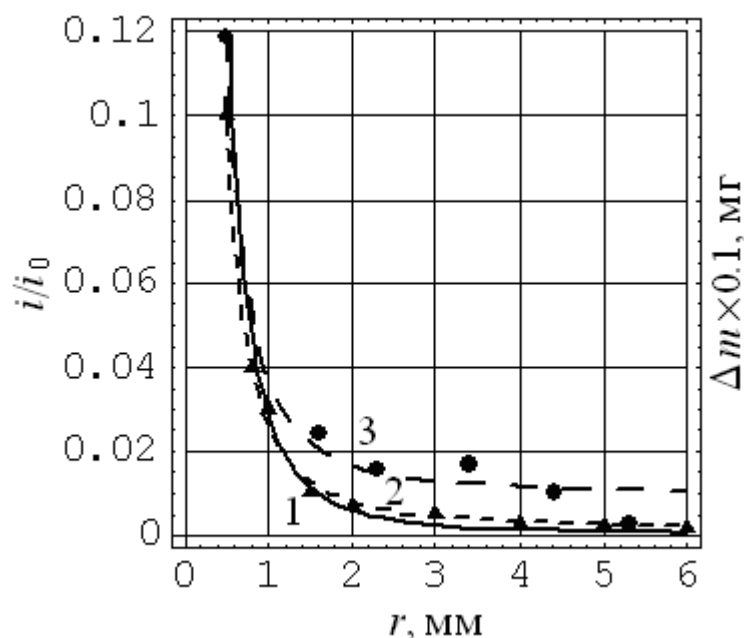


Рисунок 5.2 – Результати експериментів по руйнуванню торця свинцевих зразків:

1 – теоретична залежність поглиненої питомої потужності від відстані до робочого елементу ГДВ;

2 – залежність поглиненої питомої потужності від відстані зменшення маси зразків у трансформаторному мастилі;

3 – залежність поглиненої питомої потужності від відстані зменшення маси зразка у водопровідній воді

Часові залежності ефективності руйнування поверхового шару свинцевих зразків в акустичному полі САП при різних гідростатичних тисках представлено на рис. 5.3. Точки – результати усереднення по 5...7 зразкам.

У діапазоні надлишкових тисків $\Delta P_{cm} = (0 \dots 0.48)$ МПа час озвучування становив $\Delta t = (5 \dots 15)$ хв.

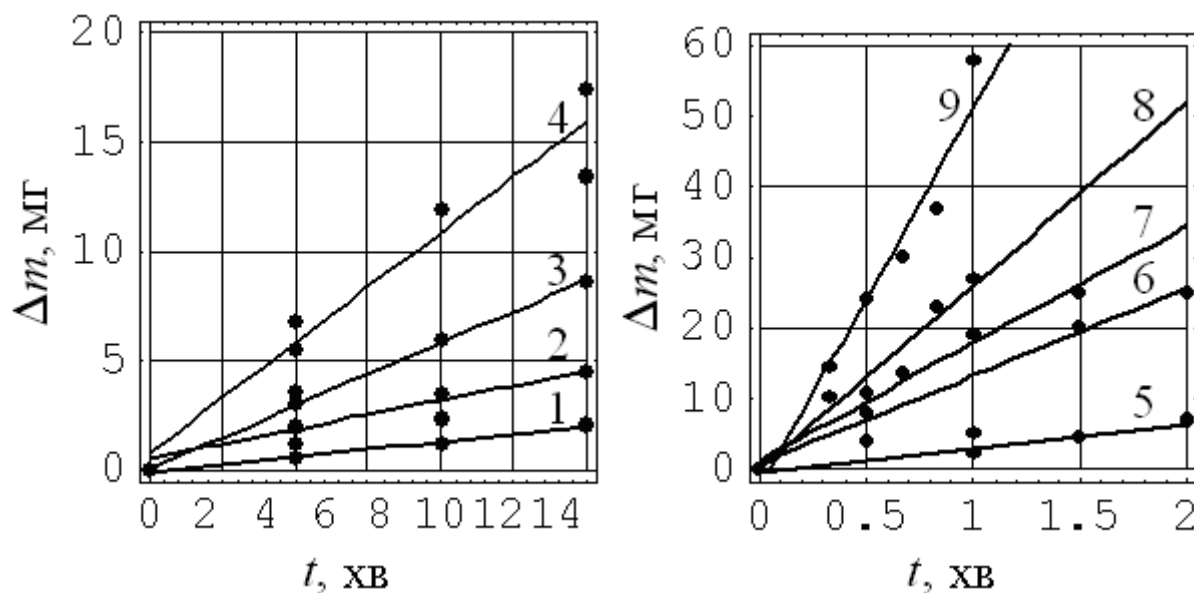


Рисунок 5.3 – Часові залежності руйнування поверхового шару зразків в акустичному полі ГДВ при статичному тиску в рідині:

- 1 – $\Delta P_{cm} = 0$;
- 2 – $\Delta P_{cm} = 0.16$ МПа ;
- 3 – $\Delta P_{cm} = 0.32$ МПа ;
- 4 – $\Delta P_{cm} = 0.48$ МПа ;
- 5 – $\Delta P_{cm} = 0.64$ МПа ;
- 6 – $\Delta P_{cm} = 0.80$ МПа ;
- 7 – $\Delta P_{cm} = 1.20$ МПа ;
- 8 – $\Delta P_{cm} = 1.36$ МПа ;
- 9 – $\Delta P_{cm} = 1.60$ МПа

Зі збільшенням тиску в робочій ємності доводилось зменшувати

часові інтервали кавітаційної обробки пластин з 15 хв до 30 с. Зв'язано це з тим, що в діапазоні тисків $\Delta P_{cm} = (0 \dots 2.4)$ МПа рівень акустичного сигналу збільшується, приблизно, на порядок (розд. 3).

Оскільки при цьому істотно зростає частота основного тону, то на два порядки зростає інтенсивність поля поблизу зони звукоутворення. Відповідно, повинна істотно зростати й руйнівна активність ГДВ. Тому при великому часі озвучування на зразку можуть утворюватись великі парогазові мікропухирці, що відповідають вторинній вихровій зоні, так що подальше озвучування не приведе до значного зменшення маси зразка. Щоб уникнути помилкового висновку про зменшення руйнівної активності, у діапазоні статичних тисків $\Delta P_{cm} = (0.64 \dots 1.36)$ МПа було обрано часовий інтервал $\Delta t = (0.5 \dots 2)$ мин. З подальшим збільшенням ΔP_{cm} руйнівна активність настільки зростає, що можливо випадання великих шматків зразка через нерівномірну руйнівну ефективність поверхового шару. Щоб уникнути цього в діапазоні $\Delta P_{cm} = (1.5 \dots 2.4)$ МПа час озвучування пластинок необхідно зменшити до $\Delta t = (20 \dots 60)$ с.

В усіх вище описаних експериментах струминний ГДВ при заданому статичному тиску настроювався на максимальне звучання шляхом відповідного вибору оптимальної швидкості $v(\Delta P_{cm})$ витікання рідини із сопла. Аналіз часових залежностей руйнівних ефективностей ГДВ показує лінійний зріст залежностей $\Delta m|_{\Delta P}(t)$ у всьому дослідженому діапазоні статичних тисків. Це можна вважати ще одним підтвердженням раніше встановленого факту (розд. 3), що в цьому діапазоні статичних тисків, більших за атмосферу, у робочій рідині можна домогтись лінійного росту інтенсивності акустичного сигналу поблизу зони звукоутворення ГДВ, підбираючи оптимальне значення швидкості струменя на виході сопла.

Зрівняти отримані результати, представлені на рис. 5.3, оцінити вплив статичного тиску на зменшення маси зразків важко, тому що в експериментах різні значення часу озвучування зразків. Тому становить інтерес одержати залежність швидкості руйнування поверхового шару (умовно за 1 секунду озвучування) від тиску в робочій рідині:

$$\mu = \frac{\Delta m}{\Delta t} \left[\frac{мг}{с} \right]. \quad (5.2)$$

Залежність $\mu(\Delta P_{cm})$ наведена на рис. 5.4а. Аналіз показав, що ця залежність може бути описана функцією виду:

$$\mu = K_{1,2}(\Delta P_{cm})^2, \quad (5.3)$$

де $K_1 = 9.375 \cdot 10^{-23} \text{ (м} \cdot \text{с)}/\text{кг}$ для діапазону тисків $\Delta P_{cm} = (0 \dots 0.8) \text{ МПа}$;

$K_2 = 1.590 \cdot 10^{-22} \text{ (м} \cdot \text{с)}/\text{кг}$ для діапазону тисків $\Delta P_{cm} = (0.8 \dots 2.4) \text{ МПа}$.

З наведених у розділі 3 експериментальних результатів відомо, що з ростом статичного тиску в рідині підвищується частота f_0 основного тону генерованого сингалу (рис. 3.11а, рис. 3.12а). Збільшення в одиницю часу кількості пружних коротких імпульсів також приводить до росту руйнівної ефективності поверхового шару зразків. Тому будемо оцінювати інтенсивність руйнівної активності поверхового шару, тобто зменшення маси зразка за один період акустичної хвилі [134]:

$$\delta \mu = \frac{\mu}{f_0} [мг]. \quad (5.4)$$

Залежність інтенсивності руйнівної активності поверхового шару від статичного тиску в рідині $\delta\mu(\Delta P_{cm})$ представлено на рис. 5.4б. На отриманій залежності бачимо, що лінійний ріст зменшення маси відложень на зразків за один період хвилі пропорційний надлишковому тиску більшого за атмосферу [134].

Як бачимо швидкість росту залежності $\delta\mu(\Delta P_{cm})$ змінюється: у нижньому діапазоні статичного тиску ($\Delta P_{cm} = (0...0.8)$ МПа) вона менше, а у верхньому діапазоні ($\Delta P_{cm} = (0.8...2.4)$ МПа) – більше. Зв'язано це, можливо, з тим, що з ростом ΔP_{cm} відбувається розчинення вільного повітря, що має незначний об'єм, у порівнянні з рідиною [134].

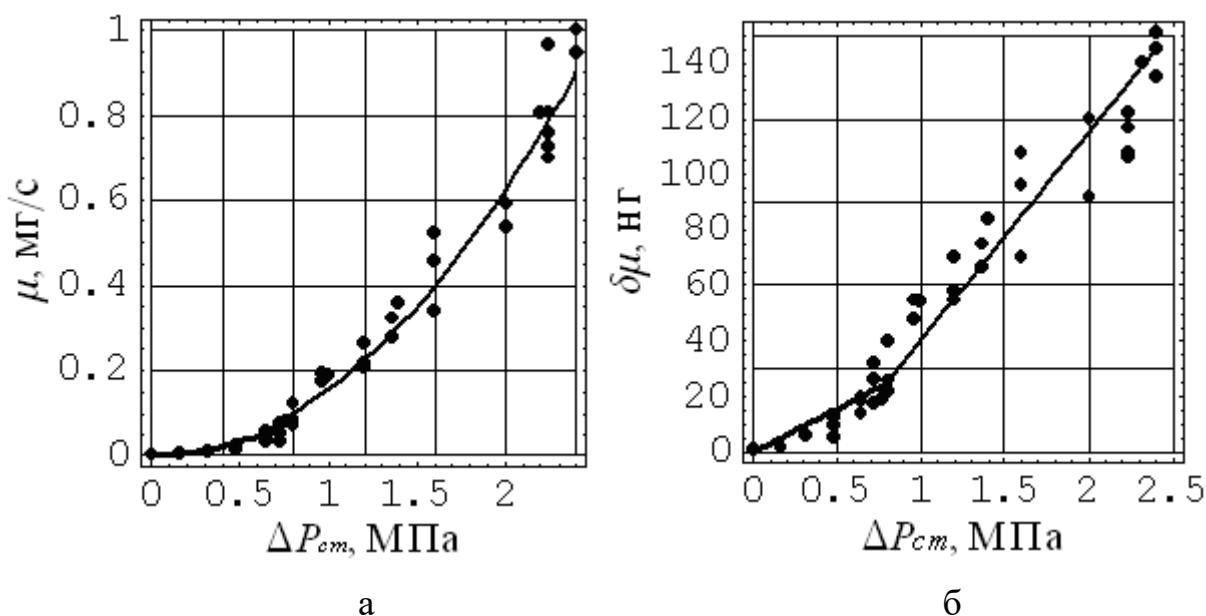


Рисунок 5.4 – Залежності питомої ерозії (а) та інтенсивності ерозії (б) зразків від статичного тиску в рідині

При досягненні тиску 0.8 МПа все вільне повітря розчинено на молекулярному рівні й надалі газовий вміст рідини не змінюється. Зменшення концентрації зародків кавітації приводить до підвищення

порогу кавітації рідини й збільшенню ерозійної активності струминного ГДВ.

У розділі 4 отримано вираження (4.12) щільності потужності, поглиненої в одиниці об'єму рідини. Висловлено припущення, що між цією величиною та руйнуванням поверхового шару зразків, тобто руйнівної ефективністю ГДВ є кореляція [118, 134]. На рис. 5.5 представлено у відносних одиницях кілька теоретичних залежностей поглиненої в одиничному об'ємі рідини енергії пружного імпульсу від відстані до активної зони гідродинамічного звукоутворення.

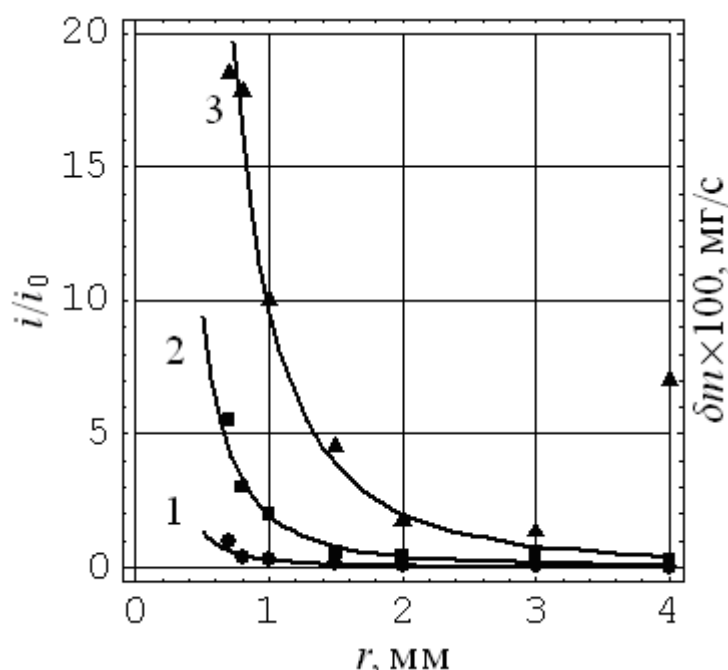


Рисунок 5.5 – Питома поглинена енергія акустичного імпульсу й зменшення маси зразків при статичному тиску:

$$1 - \Delta P_{cm} = 0 \rightarrow I_0 = 2 \text{ Вт/см}^2;$$

$$2 - \Delta P_{cm} = 0.5 \text{ МПа} \rightarrow I_0 = 16 \text{ Вт/см}^2;$$

$$3 - \Delta P_{cm} = 1.0 \text{ МПа} \rightarrow I_0 = 30 \text{ Вт/см}^2$$

Умовно за одиницю прийнята величина i_0 – питоме поглинання енергії імпульсу при гідростатичному тиску, близькому до атмосферного ($\Delta P_{cm} \rightarrow 0$), на відстані $r=1$ мм від вторинного тороїдального вихору розвинутої кавітації (рис. 2.1).

У розрахунках по формулі (4.12) використовуються значення інтенсивності поблизу області звукоутворення I_0 за результатами експериментального дослідження ближнього поля, представленим у розділі 4.

На рис. 5.5 також показано експериментальні результати по дослідженню швидкості руйнування поверхового шару зразків. Всі точки усереднені по п'яти вимірах. Видна явна кореляція нелінійного поглинання енергії пружного імпульсу й швидкості руйнування поверхового шару твердого тіла [134]. Також видно, що з ростом інтенсивності акустичного поля збільшується ефективна зона руйнування поверхового шару: від 1 мм при $I_0 = 2$ Вт/см² (атмосферний тиск) до 3 мм при $I_0 = 30$ Вт/см² ($\Delta P_{cm} = 1$ МПа).

5.3 Можливі застосування струминних ГДВ у біотехнологіях

5.3.1 Очищення поверхонь деталей біомедичного обладнання

Інтенсифікація процесу очищення в потужних акустичних полях звукових та ультразвукових частот обумовлена рядом явищ на поверхні твердих тіл:

- ударний вплив парогазових каверн, що захоплюються;
- радіаційний тиск звуку;

- інтенсивні мікроскопічні течії;
- звуковий капілярний ефект.

Перевагами цього способу є висока якість очищення, досить значна швидкість обробки, застосовність різних мийних засобів, помірні й кімнатні температури робочої рідини. При цьому можна істотно знизити концентрацію у водних розчинах ПАР, є принципова можливість автоматизації процесу. На жаль, ці способи очищення не одержали широке поширення на виробництві.

По-перше, ультразвукове технологічне встаткування, що випускається промислово, використовує дорогі компоненти – ЕАП й потужні ультразвукові генератори. Наслідком цього є подорожчання технології й готового продукту.

По-друге, необхідна висока кваліфікація обслуговуючого персоналу при експлуатації високовольтного встаткування. З погляду дешевини технології, електробезпечності, простоти в експлуатації найбільш підходящими для задач очищення є ГДВ.

Можна умовно виділити (по типу забруднення) задачі первинного й вторинного очищення деталей біомедичного та медичного обладнання. У першому випадку необхідно очистити поверхні від технологічних забруднень, наприклад, від притиральних паст при їхньому виготовленні або після капітального ремонту встаткування. У другому випадку мова йде про очищення медичного інструменту й лабораторного обладнання від експлуатаційних забруднень.

Для полірування й притирання робочих поверхонь медичного інструменту й устаткування широко використовуються пасти ГОІ, склад яких наведено у табл. 5.1. Представляють вони суміш абразивних частинок й зв'язувальної речовини – твердих та рідких вуглеводнів. У процесі притирання абразивні частинки можуть міцно закріплюватись в мікротріщинах та западинах оброблюваної поверхні. При експлуатації

встаткування, вони можуть впливати на організм людини.

Як видно зі складу паст (табл. 5.1), є два типи забруднювачів у пастах:

– жирові плівки, які слабо пов'язані з поверхнею, що очищується, хімічно взаємодіють із водними розчинами ПАР, але стійкі стосовно кавітації;

– абразивні частинки, міцно пов'язані з поверхнею, хімічно стійкі в розчинах ПАР.

Досліджувались особливості очищення поверхонь матеріалів, що використовуються для виготовлення медичного інструменту від притиральних паст, склад яких наведено у табл. 5.1.

Таблиця 5.1 – Склад притиральних паст

Компоненти	Груба притирка, %	Середня притирка, %	Тонка притирка, %
Окис хрому	81	76	74
Силікагель	2	2	1.8
Стеарин	10	10	10
Розщеплений жир	5	10	10
Двовуглекисла сода	—	—	1.2
Олеїнова кислота	—	—	2
Керосин	2	2	2

За допомогою струминних ГДВ очищались від різних притиральних паст (табл. 5.2) сталеві й бронзові зразки. Для оцінки ефективності процесу очищення був використаний ваговий метод на аналітичних вагах із

чутливістю 0.01 мг .

Ступінь чистоти поверхні ($\Delta m/m$) від жирових плівок визначалась як відношення зменшення маси Δm забруднення до його первинної маси m . Критерій якісного очищення металевої поверхні – залишкова кількість речовини не перевищує припустиму (100 мг/м^2) величину.

Ступінь очищення поверхонь від абразиву оцінювалась підрахунком числа частинок у полі мікроскопа.

Повне очищення відповідає менш однієї частинки на площині 1 мм^2 , при усередненні по 10...15 квадратах.

Розміри частинок становлять (5...10) мкм, коефіцієнт збільшення мікроскопа $\times 100$. Залежність часу повного очищення сталевих та бронзових зразків від трьох типів паст ГОІ в різних миючих розчинах представлено в табл. 5.2.

Таблиця 5.2 – Час повного очищення деталей, у хвиликах

Матеріал зразків	ПАР, концентрація	Тип притиральної пасти		
		грубої притирки	середньої притирки	тонкої притирки
Сталь	Кальцинована сода, 10%	7	7	—
	Na_3PO_4 , 3%	5	5	—
	Рідке скло, 3%	—	—	8
Бронза	Кальцинована сода, 10%	10	10	—
	Na_3PO_4 , 3%	7	7	—
	Рідке скло, 3%	—	—	12

Залежність у відносних одиницях зменшення маси притиральної

пасти від часу озвучування представлено на рис. 5.6. Наявність у пасти тонкого притирання олеїнової кислоти вимагає застосування водного розчину рідкого скла з концентрацією (3...5)%. Для інших паст можна застосовувати більше дешеві ПАР: кальциновану соду й тринатрій фосфат. Переважніше через меншу концентрацію Na_3PO_4 .

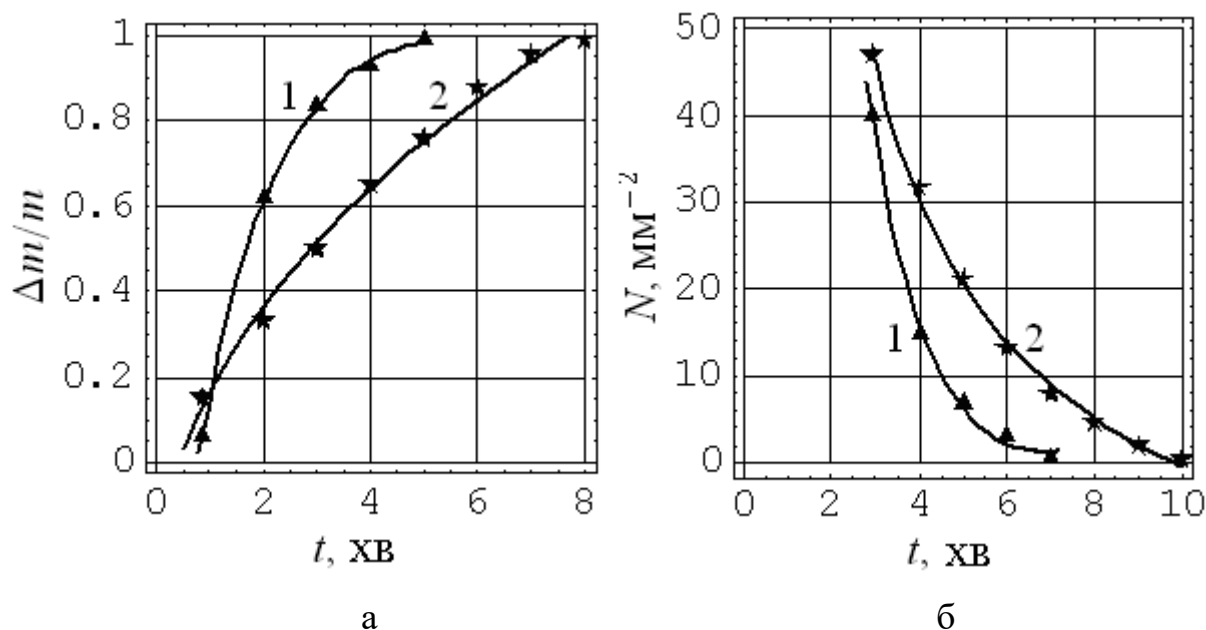


Рисунок 5.6 – Кінетика очищення поверхонь від жирових плівок (а) та абразивних частинок (б) притиральних паст:

- 1 – пасти грубого та середнього притирання;
- 2 – пасти тонкого притирання

Слід зазначити, що для очищення бронзових зразків потрібно більший час й більша концентрація ПАР в порівнянні зі сталевими зразками. Зв'язано це, мабуть, з тим, що абразивні частинки проникають на більшу глибину в більше м'яку бронзу, у порівнянні зі сталлю, термічно загартованою.

Дослідження з очищення від експлуатаційних забруднень

проводились у два етапи. На першому етапі досліджень на поверхні сталевих дисків наносився модельний забруднювач ЗМА-1, на другому – полімеризована каніфоль.

Штучні забруднювачі наносились на відшліфовані наждаковим папером (№ 250) та знежирені ацетоном зразки.

Склад забруднювача:

- 45.7% бітуму нафтового (ГОСТ 781 – 78);
- 24.5% дизельним мастилом ДС-8 (ГОСТ 8581 – 78);
- 11.4% піску кварцового ПК-3 (ГОСТ 9077 – 82);
- 18.4% ливарного коксу КЛ-3.

Штучний забруднювач готувався за наступною технологією. Розплавлений при температурі 150°C бітум, змішували з дизельним мастилом, коксом та кварцом, перемішували й нагрівали до 100°C. Розплавлену суміш бітуму з мастилою з'єднували з підігрітим коксом, піском та ретельно перемішували в термостаті при температурі 150°C до утворення однорідної структури. Забруднювач наносився на підігріті до температури (175...185)°C зразки.

При цьому нанесене шпателем забруднення розріджувалось й покривало поверхню рівномірним шаром товщиною (120...150) мкм. На диск наносилось (25...30) мг забруднення, а потім зразки витримувались при кімнатній температурі протягом двох годин (додаток В). Маса плівки забруднювача визначалась ваговим методом.

Для порівняння очищення проводилось трьома методами: переривчастим турбулентним потоком кавітуючого зануреного струменя, магнітострикційним випромінювачем та струминними ГДВ, поблизу їхньої активної зони в різних середовища, такі як водопровідна вода та трансформаторне мастило. Використовувались лужні розчини з концентрацією 3%.

У додатку В представлено етапи очищення поверхні зразка зі сталі марки ХІ8Н9Т від міцного модельного забруднювача ЗМА-1 та від нітроцелюлозного лаку. Час очищення від нітроцелюлозного лаку у два рази більше (додаток В). Установлено, що найбільший ефект кавітаційного руйнування забруднень у процесі очищення зразків в акустичному полі ГДВ реалізується в діапазоні температур (45...55)°С.

Використання статичного тиску дозволило на порядок підвищити рівень акустичного сигналу та на два порядки збільшилась інтенсивність пружних коливань, генерованих струминним ГДВ. При цьому питома руйнівна ефективність поверхового шару свинцевої пластинки за 1 сек. озвучування зросла на два порядки (рис. 5.4а). Отже, стає можливим в задачах очищення використовувати нейтральні речовини.

Аналіз результатів показує, що тривалість якісного очищення поверхні металевих зразків від забруднень із різним ступенем адгезії за допомогою ГДВ в 3...5 разів менше тривалості очищення в активній зоні кавітуючого струменя й порівнянна з очищенням в ультразвуковому полі магнітострикційного перетворювача.

І якщо при очищенні плівок ЗМА-1 турбулентні потоки відіграють істотну роль (рис. 5.7а), то в задачах очищення від твердих плівок, міцно пов'язаних з металевою поверхнею, кавітуючий занурений струмінь рідини мало ефективний (рис. 5.7б).

Із залежності $\Delta m/m(t)$ (рис. 5.7) також видно, що час очищення сталевих зразків від полімеризованої каніфолі на порядок більше, ніж у випадку модельного забруднювача ЗМА-1.

Статистична обробка експериментальних даних дозволила встановити, що в задачах очищення довірчий інтервал при надійності 0.95 становив не більше 15%, якщо ступінь очищення перебувала в інтервалі (70...100)% .

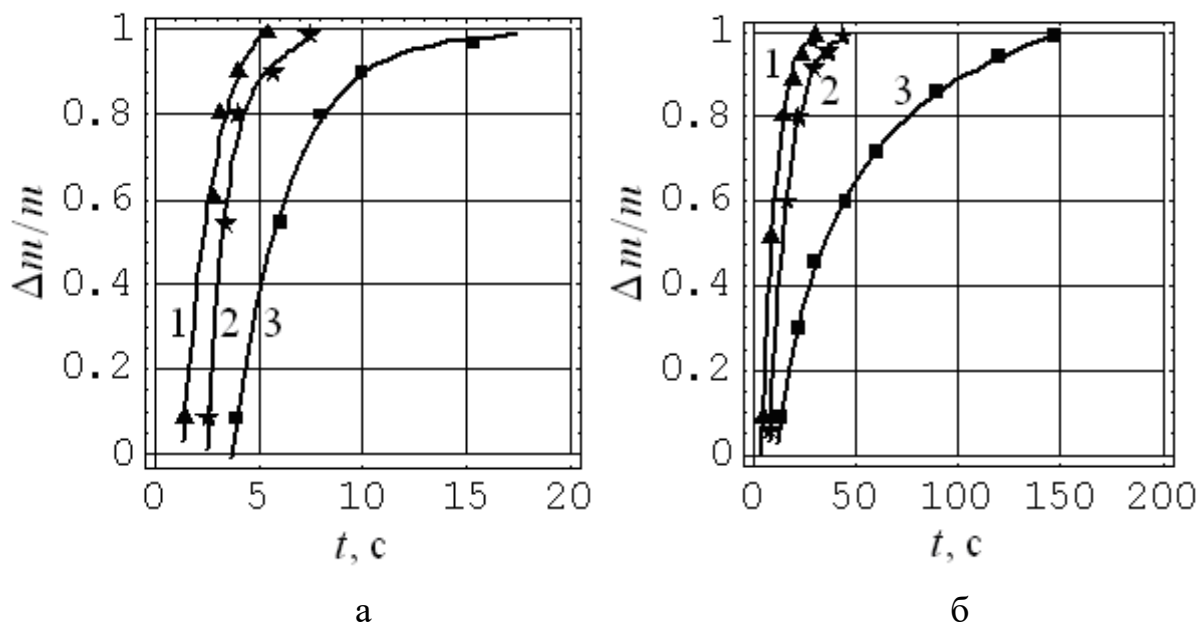


Рисунок 5.7 – Очищення зразків від жирових плівок (а) та полімеризованої каніфолі (б) при використанні:

- 1 – струминних ГДВ;
- 2 – магнітострикційного випромінювача;
- 3 – кавітуючого струменя рідини

5.3.2 Емульгування та диспергування струминними ГДВ

Для виробництва лікарських мазей, гелю, бальзамів, живильних середовищ для вирощування штамів дріжджів або антитіл у них додають рідкі й тверді дрібнодисперсні присадки. При тривалому зберіганні присадки коагулюють й, як наслідок, спливають або випадають в осад.

Для збільшення строків зберігання необхідно збільшити дисперсність частинок. Цього можливо домогтись шляхом емульгування нерозчинних одна в іншій рідин, диспергування твердих або аморфних частинок у рідинній фазі.

Ці ж технології використовуються, зокрема:

- 1) при виробництві водо-мастильних емульсій або гелю;

- 2) при виробництві паливних сумішей (у нетрадиційній енергетиці);
- 3) дроблення парафіну у воді (для фармацевтичної й харчової технологій) та ін.

На рис. 5.8 представлено фотографії частинок мінерального мастила у воді в полі лабораторного мікроскопу [118].

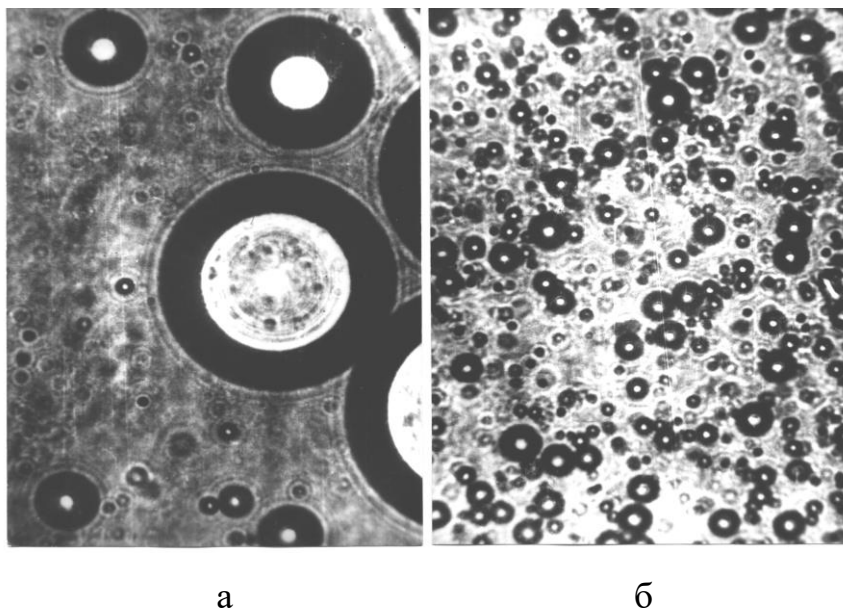


Рисунок 5.8 – Фото водо-мастильної емульсії під мікроскопом:

а – після механічного перемішування,

б – після емульгування ($\Delta P_{cm} = 0.8$ МПа) за допомогою струминного

ГДВ

Представлена емульсія, приготовлена в механічній мішалці, при частоті обертання інструмента 3000 об/хв (рис. 5.8а) [118, 121].

Аналіз по площинах показав, що найбільш імовірний діаметр частинок становить (40...50) мкм. Після озвучування цієї чорнової емульсії в акустичному полі струминного ГДВ середньостатистичний розмір краплинок мастила зменшився на порядок.

При атмосферному тиску результат досягається при (8...10) – кратному прокачуванню рідини через сопло випромінювача.

При надлишковому статичному тиску порядку (1.2...1.4) МПа цей результат досягається при (3...4) – кратному прокачуванню, а для $\Delta P_{ст} = (2.2...2.4)$ МПа – при однократному прокачуванні рідини [118].

На рис 5.9 представлено результати диспергування частинок парафіну у воді. У порівнянні з механічною мішалкою струминний ГДВ дозволяє зменшити середньостатистичний розмір частинок в (10...15) разів [118, 121].

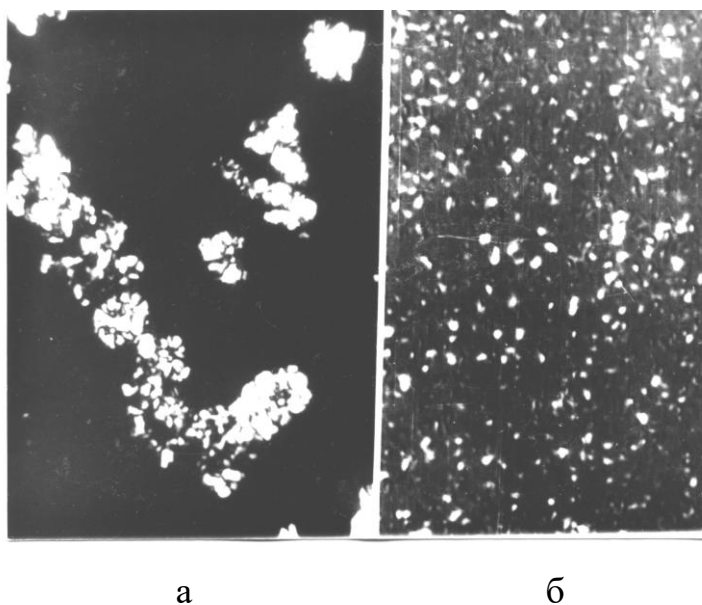


Рисунок 5.9 – Фото частинок парафіну у воді під мікроскопом:

а – після механічного перемішування,

б – після емульгування ($\Delta P_{ст} = 0.8$ МПа) за допомогою струминного

ГДВ

Робочий цикл становить (40...45) перекачувань рідини через сопло ГДВ при атмосферному тиску. Підвищення надлишкового статичного тиску до значення $\Delta P_{ст} = (2.2...2.4)$ МПа дозволяє скоротити число

перекачувань до (10...12) [126, 134].

Слід зазначити, що емульгувати нерозчинні рідини (мастило у воді) складніше, ніж погано розчинні рідкі присадки в пально-мастильних матеріалах (ГСМ).

Аналогічно, диспергувати аморфні частинки (парафін) складніше, ніж дробити тверді присадки (графіт, дисульфід молібдену та інші) [118].

Тому використання струминних ГДВ у герметичних ємностях з тиском більш за атмосферу дозволяє на порядок зменшити розміри частинок, що в свою чергу веде до зменшення часу технологічного диспергування [134].

5.4 Поріг кавітації рідини для акустичних гідродинамічних сенсорів

У розділі 2 були отримані вираження для власних частот занурених СО (2.25). Нижча з гармонік (f_0) визначає період проходження акустичних імпульсів та на неї доводиться більша частина енергії генерованого звуку. У вираження (2.16), зокрема, входить модуль пружності (E) СО (2.22), що у свою чергу залежить від межі міцності рідини на розрив (P_*), інакше кажучи – порогу кавітації. Пропонується за результатами виміру частоти основного тону генерованого акустичного сигналу визначати поріг кавітації рідини, наприклад, води або водяного розчину в ультразвуковому технологічному встаткуванні.

Перетворивши вираження (2.16), одержимо квадратне рівняння щодо параметра порогу кавітації:

$$\chi_3 \cdot (P_* + \Delta P_{cm})^3 + \chi_2 \cdot (P_* + \Delta P_{cm})^2 + \chi_1 \cdot (P_* + \Delta P_{cm}) - \frac{36\rho r^2 \omega_0^2}{12 + k_0^4 r^2 h^2} = 0, \quad (5.5)$$

де кругова частота основного тону $\omega_0 = 2\pi f_0$ відповідає оптимальному настроюванню ГДВ на максимальний рівень сигналу при заданому статичному тиску ΔP_{cm} та температурі рідини.

При цьому геометричні параметри оболонки $(k_0; r; h)$ відомі, що стосується щільності ρ , лінійного χ_1 та нескінченно малих нелінійних параметрів χ_2, χ_3 рідини, то вони відомі [39, 113] й мало змінюються в широкому діапазоні статичних тисків та температури.

Щоб одержати «доступне для огляду» рішення, підставимо у вираження (5.5) у якості одного прикладу характеристики води: $\rho = 10^3 \text{ кг/м}^3$, $\chi_1 = 7.1$, $\chi_2 = 8.6 \cdot 10^{-6} \text{ Па}^{-1}$, $\chi_3 = 10^{-11} \text{ Па}^{-1}$ та геометричні параметри конкретного протиточного ГДВ: $k_0 = 462$, $r = 4.7 \cdot 10^{-3} \text{ м}$.

Кубічне рівняння (5.5) має один реальний корінь й два комплексні, які не мають фізичного сенсу. Якщо у вираженні для реального кореня зневажити нескінченно малими доданками, то остаточно одержимо вираження:

$$P_* = -1.1348 \cdot 10^5 - \Delta P_{cm} - \frac{9.2207}{D_1} + 5.6291 \cdot 10^{10} D_1, \quad (5.6)$$

де

$$D_1 = \left(F + \sqrt{4.1276 \cdot 10^{-10} + F^2} \right)^{1/3},$$

$$F = 4.9941 \cdot 10^{-16} + 7.5232 \cdot 10^{-37} \Delta P_{cm} + 1.3685 \cdot 10^{-48} (\Delta P_{cm})^3 + 1.5682 \cdot 10^{-21} f_0^2$$

У розрахункову формулу (5.6) входять фізичні величини з розмірностями $P_* [\text{Па}]$, $\Delta P_{cm} [\text{Па}]$, $f_0 [\text{Гц}]$, а числові множники також

мають відповідної розмірності.

В експерименті робочою рідиною була водопровідна вода, відстояна протягом місяця в приміщенні з мінімальними змінами температури. Статичний тиск, більший за атмосферу, створювався в невеликій герметичній звуко-прозорій ємності (поліетилен високого тиску), усередині якої перебував струминний ГДВ. Ця ємність перебувала у великому баку з тією же водою, щоб більша маса рідини перешкоджала швидкому її нагріванню.

Випромінювач у всіх вимірах настроювався на максимальний рівень сигналу регулюванням оптимальної швидкості струменя на виході із сопла.

Залежність кавітаційної міцності води від повного гідростатичного тиску представлена на рис. 5.10. Також пунктирна крива показує дані, отримані Блейком [33, 94, 113, 134], з якими традиційно проводять порівняння результатів вимірів.

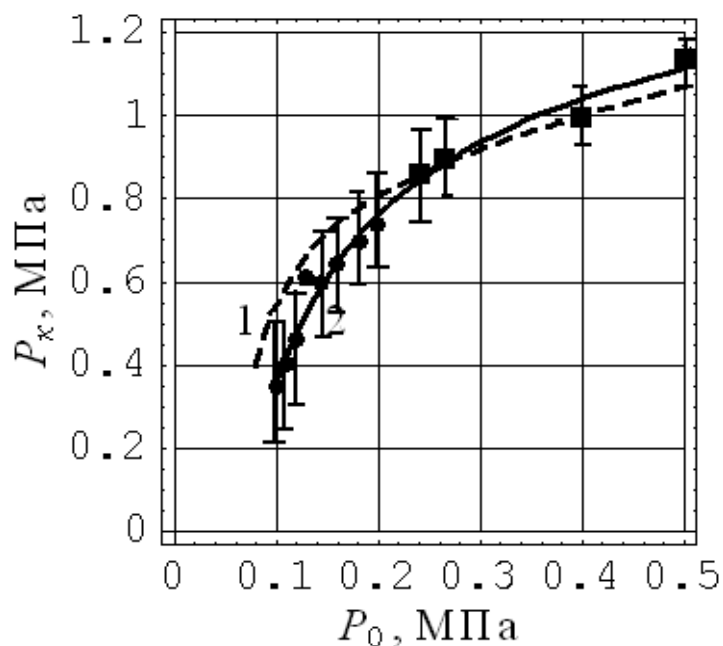


Рисунок 5.10 – Залежність порогу кавітації води від гідростатичного тиску

Експериментальні результати наведених досліджень практично не відрізняються від результатів, які були отримані іншими методами.

У діапазоні статичного тиску $\Delta P_{cm} = (0 \dots 0.5)$ МПа максимальна похибка запропонованого методу не перевищує 15%. Отримана залежність кавітаційного порогу водопровідної води від гідростатичного тиску асимптотичне наближається до значення $P_* = 1.4$ МПа, що не суперечить даним робіт [33, 94, 113, 134].

5.5 Висновки до п'ятого розділу

Результати досліджень дозволяють оцінити поверхову руйнівну ефективність ГДВ ПТТ в умовах тиску більшого за атмосферу та можливості їх стосовно до застосувань у БМТ.

1. Гідродинамічні джерела звуку можна використовувати, як сенсори порогу кавітації рідини. Одна з переваг цього методу в порівнянні з іншими – вимір частоти основного тону після оптимального настроювання даної системи. При цьому рівень максимального акустичного сигналу значно перевищує рівень шумових перешкод. Інша перевага – можливість вимірів без зупинки технологічного процесу й без розгерметизації робочої ємності.

2. Експериментально досліджено особливості очищення поверхонь зразків від технологічних та експлуатаційних забруднювачів з використанням струминних ГДВ. Отримано кореляцію між нелінійним поглинанням негармонійних імпульсів та ефективністю очищення. Оцінено зону найбільшої ефективності САП.

3. Проведено порівняння результатів використання в задачах очищення струминних ГДВ та випромінювачів на базі магнітострикторів

та п'езокерамики. Показано перевагу негармонійних імпульсів у порівнянні з моногармонійними сигналами.

4. Показано, що можливо не тільки підвищити якість очищення зразків, емульгування та диспергування у рідинній фазі, але й у кілька разів зменшити час цих робочих процесів.

ВИСНОВКИ

Дисертаційна робота містить науково обґрунтовані та практичні результати проведених досліджень, які вирішують задачу використання струминних ГДВ для БМТ:

1. Проведений аналіз вітчизняного та зарубіжного літературного контенту за темою дисертації виявив і підтвердив необхідність вирішення теоретичної задачі згасання негармонійних імпульсів випромінюваних ГДВ, отримання функції питомої енергії негармонійного акустичного поля, що поглинається одиницею об'єму рідини; оцінювання розмірів зони найбільшої ефективності технологій очищення, емульгування та диспергування; вдосконалення математичної моделі струминних ГДВ ПТТ стосовно БМТ, для умов тиску, більшого за атмосферу, в органічних рідинах різної в'язкості та щільності тощо.

2. Результати експериментального дослідження акустичних полів коротких негармонійних імпульсів на відстані коротше довжини хвилі струминних ГДВ дозволили розраховувати геометричні параметри біомедичного технологічного обладнання вже на стадії проектування, що на порядок знизило вартість технологічного обладнання та готового продукту, спростило експлуатацію та обслуговування БМА.

3. Удосконалення методу експериментального дослідження акустичних властивостей САП в умовах гідростатичного тиску, більшого за атмосферу, виявило кількісні залежності характеристик випромінюваного сигналу від геометричних та гідродинамічних параметрів даних пристроїв і довело, що при підвищенні тиску в робочій ємності та забезпеченні відповідної швидкості потоку можливо збільшити ККД ГДВ в півтори рази.

4. Подальший розвиток методу для експериментального оцінювання порогу розриву суцільності середовища, створеного ГДВ ПТТ,

по вимірним залежностям частоти основного тону акустичного сигналу від статичного тиску, більшого за атмосферу, дозволив отримати експериментальні залежності, які корелюють та добре узгоджуються з результатами, отриманими іншими методами.

5. Розроблення математичної моделі додаткового поглинання негармонійних імпульсів дозволило оцінити зону руйнівної ефективності поверхневого шару ГДВ ПТТ, що в свою чергу, сприяло отриманню експериментальних АЧХ струминного ГДВ.

6. Безумовне дотримання умов точкового приймача, яке було досягнуто шляхом взаємоузгодження давачів звукового тиску в частині визначення їх розмірів, зумовлених, з одного боку – довжиною генерованих пружних хвиль, а з іншого – чутливістю до псевдозвукового тиску, дозволило створити експериментальний стенд для дослідження струминних ГДВ.

7. Розроблення лабораторного стенду й теоретико-методичних та практичних рекомендації проведення наукових досліджень з використанням акустичних технологій в умовах розвинутої кавітації при надлишковому статичному тиску, які використовуються в освітньому процесі в Одеському національному політехнічному університеті при викладанні дисциплін «Біофізика», «Введення в біомедичну інженерію», «Медичні прилади, апарати, системи та комплекси» та інші зі спеціальності 163 – біомедична інженерія, що підтверджено відповідним актом впровадження (додаток Г).

8. Розроблення для Військово-медичного клінічного центру Південного регіону методики розрахунку акустичних полів струминних ГДВ для технологій виготовлення водоолійних емульсій та гелів дозволило в (2...3) рази зменшити час приготування зазначених речовин при одночасному збільшенні з 1 доби до (5...7) діб часу розшарування готового продукту, що підтверджено відповідним актом (додаток Д).

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Бергман Л. Ультразвук и его применение в науке и технике / Л. Бергман. – М.: Изд-во иностр. лит., 1957. – С. 726.
2. Janovsky W. Schall und Ultraschallerzeugung in Flüssigkeiten für industrielle Zwecke / W. Janovsky, R. Pohlman // Z. Angew. Physic. – 1948. – Bd. 1, №5. – S. 222–228.
3. А. с. 156786 СССР, МПК В 01f; 42s. Гидродинамический ультразвуковой преобразователь / А.Г. Лифшиц, Б.А. Вертушкин (СССР). – №781886/26-24; заявл. 8.06.62; опубл. 28.08.63, Бюл. №16.
4. Кардашев Г.А. О настройке параметров гидродинамического пластинчатого излучателя / Г.А. Кардашев, В.Н. Монахов, И.С. Муслимов // 6-я Всесоюзная акустическая конференция, 3-5 окт. 1963 г.: сборник трудов. – М., 1968. – С. 21-23.
5. Кардашев Г.А. Автоколебания типа «бафтинг» в гидродинамическом пластинчатом излучателе / Г.А. Кардашев, В.Н. Монахов, И.С. Муслимов // 6-я Всесоюзная акустическая конференция, 3-5 окт. 1963 г.: сборник трудов. – М., 1968. – С. 24-26.
6. Черножуков Ф.Ф. Исследование работы ультразвукового гидродинамического излучателя / Ф.Ф. Черножуков. – Л., 1959. – С. 163.
7. Ши-Го-Бао. Исследование гидродинамических излучателей: дис. кандидата физ.-мат. наук: 05.05.13 / Ши-Го-Бао. – М., 1961. – С. 93.
8. Hagedorn H. Hydraulisches Beschallungsgerat für Schall-rund Ultraschallschwingungen / H. Hagedorn. – Berlin: VEB Verlag Technik, 1954. – P. 70.
9. Назаренко А.Ф. Разработка и исследование гидродинамического излучателя акустических колебаний / А.Ф. Назаренко, А.В. Кортнев // Ультразвуковая аппаратура и ее применение: науч. семинар, 10-12 сент. 1969 г.: сборник трудов. – Л., 1969. – С. 46-52.

10. Гершгал Д.А. Ультразвуковая технологическая аппаратура / Д.А. Гершгал, В.М. Фридман. – М.: Энергия, 1976. – С. 320.
11. А. с. 188171 СССР, МПК В 06; В 01f. Гидродинамический преобразователь Полякина / И.А. Полякин (СССР). – №855415/23-26; заявл. 4.09.63; опубл. 20.10.66, Бюл. №21.
12. А. с. 226997 СССР, МПК В 06b. Многостержневой гидродинамический излучатель / А.В. Кортнев, А.Ф. Назаренко (СССР). – № 1183009/26-10; заявл. 8.06.66; опубл. 16.09.68, Бюл. № 29.
13. Ультразвуковая технология: [сб. науч. трудов / науч. ред. Б.А. Агранат и др.]. – М.: Металлургия, 1974. – С. 504.
14. А. с. 136969 СССР, МПК 42s. Гидродинамический излучатель ультразвуковых колебаний / Ши-Го-Бао (иностранец). – № 672990/26; заявл. 9.07.60; опубл. 7.01.60, Бюл. № 6.
15. Юдаев В.Ф. Исследование гидродинамического аппарата сиренного типа и его использование для интенсификации технологических процессов в гетерогенных системах: дис. В.Ф. Юдаев кандидата техн. наук: 05.05.13 / В.Ф. Юдаев. – М., 1969. – 144 с.
16. Биглер В.И. Влияние величины зазора на гидроакустические характеристики гидросирены / В.И. Биглер, В.Н. Лавренчик, В.Ф. Юдаев // Акустический журнал. – 1977. – 23, №3, С. 356.
17. Балабудкин М.А. Исследование спектральных характеристик жидкостных сирен радиального типа / М.А. Балабудкин, А.А. Барам // 6-я Всесоюзная акустическая конференция, 3-5 окт. 1963 г.: сборник трудов. – М., 1968. – С. 31-35.
18. Балабудкин М.А. О путях повышения эффективности акустических и гидродинамических явлений в роторно-пульсационных аппаратах / М.А. Балабудкин, Г.Н. Борисов // Науч. тр. Московского ин-та стали и сплавов. – М. – 1977. – Вып. 92. – С. 98-102.
19. Ультразвук: Маленькая энциклопедия / [науч. ред. Голямина И.П.

и др.]. – М.: Советская энциклопедия, 1979. – С. 79-81.

20. Физическая энциклопедия / [науч. ред. Н.Н. Андреев и др.]. – М.: Советская энциклопедия, 1988 – Т. 1. – 1988. – С. 466-467.

21. Назаренко А.Ф. О генерировании, упругих колебаний кольцевой струей / А.Ф. Назаренко, В.В. Самойленко // Симп. по физике акустико-гидродинамических явлений, 20-23 сент. 1975 г.: тезисы докл. – М., 1975. – С. 198-201.

22. Назаренко А.А. Анализ акустического сигнала, генерируемого осесимметричной локализованной областью кавитационной природы / А.А. Назаренко // Акустичний вісник. – 2000. – 3, № 4. – С. 45-53.

23. Маничева Н.В. Кавитационная эрозия при избыточном статическом давлении / Ю.М. Дудзинский, О.А. Назаренко, Н.В. Маничева // Труды Одесского политехнического университета. – 2001. – Вып. 3(15). – С. 114-118.

24. Сухарьков О.В. Экспериментальные исследования акустических характеристик осесимметричных прямоочных гидродинамических излучателей / О.В. Сухарьков // Наукові праці ОНАЗ ім. О.С. Попова. – 2006. – №1. – С. 74-79.

25. Сухарьков О.В. Влияние скорости струи на акустические характеристики осесимметричного гидродинамического излучателя / О.В. Сухарьков // Наукові праці ОНАЗ ім. О.С. Попова. – 2006. – №2. – С. 78-84.

26. Маничева Н.В. Оптимизация параметров широкополосного акустического излучателя в условиях избыточных статических давлений / Ю.М. Дудзинский, Н.В. Маничева, А.А. Назаренко // Акустичний вісник. – 2001. – 4, №2. – С. 38-46.

27. Назаренко А.Ф. Анализ давления в гидродинамической излучающей системе на протяжении периода колебаний / А.Ф. Назаренко, Т.М. Слиозберг, А.А. Назаренко // КОНСОНАНС – 2003: наук. симп., 1-3 жовтня 2003 р.: збірник праць. – Київ, 2003. – С. 151-158.

28. Дудзинский Ю.М. Колебания затопленной осесимметричной струи-оболочки / Ю.М. Дудзинский, А.А. Назаренко // Акустичний вісник. – 2001. – 4, №4. – С. 27-35.

29. Дудзінський Ю.М. Динаміка струминної оболонки і спектр акустичного сигналу / Ю.М. Дудзінський // Вісник Київського ун-ту. Серія: фізико-мат. науки. – 2006. – №3. – С. 89-97.

30. Дудзинский Ю.М. Амплитудно-частотные характеристики осесимметричных струйных оболочек / Ю.М. Дудзинский // Акустичний вісник. – 2005. – 8, № 3. – С. 44-49.

31. Манічева Н.В. Энергетика прямоточного гидродинамического излучателя в условиях гидростатического давления / Ю.М. Дудзінський, А.О. Сухарьков, Н.В. Манічева // Акустичний вісник. – 2004. – 7, №1. – С. 44-49.

32. Манічева Н.В. Модель прямоточного гідродинамічного випромінювача з кільцевим соплом і східчастою перешкодою / Ю.М. Дудзінський, О.В. Сухарьков, Н.В. Манічева // Акустичний вісник. – 2004. – 7, №3. – С. 48-51.

33. Назаренко А.Ф. Исследование и расчет сопел многостержневых гидродинамических излучателей / А.Ф. Назаренко // Акустика и ультразвуковая техника. – 1972. – Вып.7. – С. 32-35.

34. Воронюк В.Г. О роли внешнего диаметра сопла в работе гидродинамического излучателя / [В.Г. Воронюк, А.П. Морозов, А.Ф. Назаренко, В.П. Шестаков] // 3-я Всесоюзная науч.-техн. конф. по ультразвуковым методам интенсификации технологических процессов: тезисы докл. – М., 1975. – С. 140.

35. Назаренко А.Ф. Конструктивные особенности гидродинамического излучателя с обтекателем / А.Ф. Назаренко, В.П. Шестаков // Опыт промышленного применения ультразвуковой техники и технологии: науч.-техн. конф., 19-21 мая 1975 г.: тезисы докл. – М., 1976. –

С. 210-214.

36. Кортнев А.В. Гидродинамический излучатель упругих колебаний / А.В. Кортнев, Э.Б. Колтынюк, А.Ф. Назаренко // 9-я Всесоюзная акустическая конференция. – М., 1977. – С. 141-144.

37. А. с. № 806153 СССР, МКИ В 066. Гидродинамическая излучающая система / А.В. Кортнев, А.Ф. Назаренко, О.В. Сухарьков (СССР). – №2668065; заявл. 10.06.79; опубл. 20.10.80, Бюл. №7.

38. А. с. №1151329 СССР, МПК В 066. Жидкоструйный излучатель / А.В. Кортнев, О.В. Сухарьков (СССР). – № 3623866; заявл. 10.09.82; опубл. 20.05.83, Бюл. №15.

39. Миниович И.Я. Гидродинамические источники звука / И.Я. Миниович, А.Д. Перник, В.С. Петровский. – Л.: Судостроение, 1972. – С. 478.

40. Зарембо Л.К. Введение в нелинейную акустику / Л.К. Зарембо, В.А. Красильников. – М.: Наука, 1966. – С. 520.

41. Lighthill M.J. On sound generated aerodynamically. 1. General theory / M.J. Lighthill // Proc. Roy. Soc. London, Ser. A. – 1952. – Vol. 211, N1107. – P. 564-587.

42. Lighthill M.J. On sound generated aerodynamically. 2. Turbulence as a source of sound / M.J. Lighthill // Proc. Roy. Soc London, Ser. A. – 1954. – Vol. 222, N1148. – P. 1-32.

43. Ландау Л.Д. Механика сплошных сред / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М.: Гостехиздат, 1954. – С. 796.

44. Richardson E.G. Flow noise / E.G. Richardson // Technical aspects of sound. – Amsterdam, New York, 1962. – Vol. 3, Chap. 3. – P. 123-177.

45. Powell A. On flow fields driving a continuous acoustic field / A. Powell // JASA. – 1964. – Vol. 36, N5. – P. 830-832.

46. Ribner H.S. On the role of the term in jet noise / H.S. Ribner // J. Sound and Vibr. – 1977. – Vol. 52, N1. – P. 121-132.

47. Хоха Ю.В. К вопросу излучения звука потоком / Ю.В. Хоха // Всесоюзная акустич. конф.: Сб. докл. – М., 1977. – С. 37-40.
48. Morfey C.L. Sound radiation due to unsteady dissipation in turbulent flows / C.L. Morfey // J. Sound and Vibr. – 1976. – Vol. 48, N1. – P. 95-111.
49. Teodorescu – Tinted C. Contribution a l'etude de l'emission acoustique des jets libres [premiere partie] / C. Teodorescu – Tinted // Rev. Raum. Phys. – 1978. – Vol. 23, N1. – P. 11-30.
50. Muller E.A. Flow – acoustics / E.A. Muller // Theor. and Appl. Mech.: Prep. Proc. 14th IUTAM Congr. – Delft; Amsterdam. – 1976. – P. 155-170.
51. Грешилов Е.М. О спектре давления при отрывном обтекании прямого уступа / Е.М. Грешилов, А.В. Евтушенко // Акуст.ж. – 1969. – Т. 15, №2. – С. 301-303.
52. Beschorr O. Untersuchungen über den Turbulenzlarm: Diss. Dokt. Naturwiss. Fak. Allgem. Wiss. Teshn. Hochschule / O. Beschorr. – München, 1968. – P 56.
53. Наугольных К.А. Об излучении звука турбулентным слоем / К.А. Наугольных, С.А. Рыбак // Труды акуст. ин-та. – 1971. – Вып. 16. – С. 129-135.
54. Friske F.R. Estimation of walls-pressure fluctuations in a separated flow / F.R. Friske, D.C. Stevenson // JASA. – 1971. – Vol. 50, №3, part 2. – P. 985-991.
55. Vechiko E.A. Noise radiated from a turbulent boundary layer / E.A. Vechiko, C. A. Willey // JASA. – 1973. – Vol. 53, N2. – P. 596-601.
56. Curle N. The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound / N. Curle // Proc. Roy. Soc. London. – 1962. – Vol. 211. – P. 564-587.
57. Петровский В.С. Гидродинамические проблемы турбулентного шума / В.С. Петровский. – Л.: Судостроение, 1966. – С. 252.
58. Фокс-Вильямс Д.Е. Шум высокоскоростных ракет / Д.Е. Фокс-Вильямс // Случайные колебания / Под ред. С. Кренделла. – М.: Мир, 1967.

– C. 161-191.

59. Flowes-Williams J.E. Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion / J.E. Flowes-Williams, D.L. Hawkings // *Phil. Trans Roy. Soc. London. A.* – 1969. – Vol. 264. – P. 321-342.

60. Simcox C.D. Acoustic interactions with turbulent jets / C.D. Simcox, R.F. Hoglund // *Pap. Amer. Soc. Mech. Eng.* – 1970. – N Flcs-6. – 5 p.

61. Meecham W.C. Acoustic spectra from turbulent jets / W.C. Meecham // *JASA.* – 1971. – Vol. 49. Part 2. – P. 334-338.

62. Goldschmidt V.W. Interaction of an acoustic field and a turbulent planejet: mean flow measurements / V.W. Goldschmidt, K.F. Kaizer // *Chem. Eng. Progr. Symp.* – 1971. Vol. 67, N109. – P. 91-98.

63. Elsasser K. Acoustic turbulence / K. Elsasser, H. Schammel // *Plus. Lett., ser. A.* – 1974. – Vol. 47, N5. – P. 419-420.

64. Grosche F.R. Measurements of the distribution of sound source intensities in turbulent jets / F.R. Grosche, J.H. Jones, G.A. Wilhold // *AIAA Pap.* – 1973. – N989. – 11 p.

65. Laughle Gerald C. Noise generated by axisymmetric turbulent boundary-layer flow / Gerald C. Laughle // *JASA.* – 1977. – Vol. 61, N3. – P. 694-703.

66. Ffowcs-Williams J.E. Flow noise / J.E. Ffowcs-Williams // *Underwater acoust. New-York.* – 1967. – Vol. 2, chap.6. – P. 89-102.

67. Fisher M.J. Jet noise / M.J. Fisher, P.A. Lush, M. Harper Bourne // *J. Sound and Vibr.* – 1973. – Vol. 28. N3. – P. 563-585.

68. Ahuja K.K. Correlation and prediction of jet noise / K.K. Ahuja // *J. Sound and Vibr.* – 1973. – Vol. 29, N2. – P. 155-168.

69. Tam Christopher K.W. Intensity, spectrum and directivity of turbulent boundary layer noise / Christopher K.W. Tam // *LASA.* – 1975. – Vol. 57, N1. – P. 25-34.

70. Goldstein M. Unified approach to aerodynamic sound generation in the presence of solid boundaries / M. Goldstein // JASA. – 1974. – Vol. 56, N2. – P. 497-509.

71. Лебедев М.Г. Частотные характеристики сверхзвуковых струй / М.Г. Лебедев, Г. Ф. Теленин. – М.: Изд-во МГУ, 1978. – С. 126.

72. Красильников В.А. Высокочастотная область спектра шумообразования струи / В.А. Красильников, Р.Э. Шихлинская // Вести. Моск. ун-та. Сер. 3, Физика, астрономия. – 1964. – №3. – С.72-81.

73. Мамин В.М. Сверхзвуковая воздушная струя как источник звука / В.М. Мамин, А.В. Римский-Корсаков // Физика аэродинамических шумов. – М., 1967. – С.77-82.

74. Мамин В.М. Некоторые экспериментальные исследования свиста сверхзвуковой воздушной струи / В.М. Мамин, А.В. Римский-Корсаков // Тр. Акуст. ин-та. – 1969. – Вып. 9. – С. 109-126.

75. Седельников Т.Х. О дискретной составляющей частотного спектра шума свободной сверхзвуковой струи / Т.Х. Седельников // Физика аэродинамических шумов. – М., 1967. – С. 88-94.

76. Борисов Ю.Я. Работа газоструйных излучателей при повышенных давлениях / Ю.Я. Борисов, Н.М. Гынкина // Акустический журнал. – 1978. – Т. 24, №4. – С. 494-497.

77. Борисов Ю.Я. Высокочастотные газоструйные излучатели повышенной мощности / Ю.Я. Борисов // Акустический журнал. – 1978. – Т. 24, №5. – С. 650-654.

78. Powell A. Aerodynamic noise and the plane boundary / A. Powell // JASA. – 1960. – Vol. 32, N8. – P. 394-403.

79. Лямшев Л.М. Излучение звука упругими оболочками, возбуждаемыми турбулентным аэродинамическим потоком / Л.М. Лямшев // Акустический журнал. – 1961. – 7, №1. – С. 597-666.

80. Kasoev S.G. On sound generated by turbulent boundary layer interaction with nonuniform boundary in slightly compressible medium / S.G. Kasoev, L.M. Lyomshev // Abstrs. Par. 7th Int. Sump. Nonlin. Acoust. Blachsburg, Va. – 1976. – P. 39-42.

81. Richards E.J. Some contributions from aeronautics to the field underwater noise / E.J. Richards, J.L. Willis, D.J. Williams // Underwater acoustics: Ed. by W.M. Albers. – New York: Plenum Press, 1963.

82. Касоев С.Г. Об одной модели излучения звука турбулентным пограничным слоем над неоднородной границей / С.Г. Касоев // Акустический журнал. – 1976. – Т. 22, №6. – С. 937-939.

83. Богуславский Ю.Я. Излучение звука кавитирующей областью / Ю.Я. Богуславский, А.И. Иоффе, К.А. Наугольных // Акустический журнал. – 1970. – Т. 16, №1. – С. 20-24.

84. Когарко Б.С. Об одной модели кавитирующей жидкости / Б.С. Когарко // Докл. АН СССР. – 1961. – Т. 137, №6. – С. 1331-1333.

85. Curle N. The origin of aerodynamic noise / N. Curle // Science Progress [London]. – 1961. – Vol. 49, №195. – P. 440-446.

86. Lasister L.W. Some results of experiments relating to the generation of noise in jets / L.W. Lasister, H.H. Hubbard // JASA. – 1955. – Vol. 27, №3. – P. 250-256.

87. Lighthill M.J. Sound generated aerodynamically. The Bacerian Lecture 1961 / M.J. Lighthill // Proc. Roy. Soc. Ser A. – 1962, May.

88. Maestrello L. Ouase-periodic structure of a turbulent jet / L. Maestrello, Y.T. Fung // J. Sound and Vibr. – 1979. – Vol. 64, №1. – P. 107-122.

89. Кузнецов В.М. Исследование акустических характеристик турбулентных струй / В.М. Кузнецов, А.Г. Мунин // Акустический журнал. – 1981. – Т. 6. – P. 540-546.

90. Лямшев Л.М. О поле точечного источника над упругой

пластинкой в движущейся неоднородной среде / Л.М. Лямшев // Акустический журнал. – 1968. – 14, №2. – С. 245-247.

91. Bouyoucos J.V. Oscillations of the jet in a jet-edge system / J.V. Bouyoucos, W.L. Nyborg // JASA. – 1954. – Vol. 26, №4. – P. 511-514.

92. Константинов Б.П. Гидродинамическое звукообразование и распространение звука в ограниченной среде / Б.П. Константинов. – Л.: Наука, 1974. – С. 144.

93. Лифшиц А.Г. Применение ультразвука для получения эмульсий / А.Г. Лифшиц // Текстиль. промышл. – 1960. – №1. – С.52-56.

94. Кнэпп Р. Кавитация / Р. Кнэпп, Дж. Дейли, Ф. Хэммит. – М.: Мир, 1974. – С. 688.

95. Липовко П.О. Акустическая рефлектоимпедансометрия новая информационная Биомедицинская технология / П.О. Липовко // Успехи современного естествознания. – 2014. – № 9-2. – С. 17-22.

96. Цыбрий И.К. Комплексный анализ эффективности ультразвуковой обработки медицинского инструмента / К.И. Цыбрий, Е.В. Вяхирева, И.С. Кухаренко // Вестник Донского государственного технического университета. – 2010. – Том 10 – Выпуск 6 (49). – С. 900-906.

97. Вовк И.В. О возможном механизме автоколебаний в струйных гидродинамических излучателях с развитой кавитацией / И.В. Вовк, В.Т. Гринченко, Ю.М. Дудзинский // Акустичний вісник. – 2008. – 11, № 2. – С. 15-23.

98. Nazarenko A.F. Hydrodynamic Sound Origination and the Problem of Some Technological Processes Intensification within Powerful Acoustic Fields / A.F. Nazarenko, A.A. Nazarenko // The 16th International Symposium on Nonlinear Acoustics: The materials of. Conf.: 19-23 August 2002. – Moscow, 2004. – P. 1083-1086.

99. Дудзинский Ю.М. Динамика затопленной осесимметричной кольцевой струи / Ю.М. Дудзинский // Доповіди НАН України. – 2006, №1.

– С. 46–51. Дудзинский Ю.М. Динамика затопленной осесимметричной кольцевой струи / Ю.М. Дудзинский // Доповіді НАН України. – 2006, №1. – С. 46-51.

100. Дудзінський Ю.М. Спектр звуку, генерованого зануреною осесимметричною струминною оболонкою / Ю.М. Дудзінський, О.В. Сухарьков // Математичні методи та фізико-механічні поля. – 2007. – 50, №2. – С. 129-134.

101. Дащенко А.Ф. Собственные колебания струйной оболочки в условиях гидростатического давления / А.Ф. Дащенко, Ю.М. Дудзинский // Прикладная механика. – 2004. – 40, № 12. – С. 92-98.

102. Дудзинский Ю.М. Динамика затопленных струйных оболочек и спектр акустического сигнала / Ю.М. Дудзинский // Dynamical System Modeling and Stability Investigation «DMSMI – 2007», 22-25 May 2007: The 9-th Inter. Conf.: The materials of Conf. – К., 2007. – С. 287.

103. Дудзинский Ю.М. Влияние гидростатического давления на механические свойства внутренней области струйного гидродинамического излучателя / Ю.М. Дудзинский, А.В. Жукова // КОНСОНАНС – 2009, 29 вересня – 1 жовтня 2009 р.: Акустичний симп.: зб. праць. – К., 2009. – С. 164-169.

104. Ляв А. Математическая теория упругости / А. Ляв. – М.-Л.: ОНТИ, 1935. – С. 400.

105. Огибалов П.М. Оболочки и пластины / П.М. Огибалов, М.А. Колтунов. – М.: Изд-во МГУ, 1969. – С. 695.

106. Перцев А.К. Динамика оболочек и пластин / А.К. Перцев, Э.Г. Платонов. – Л.: «Судостроение», 1987. – С. 400.

107. Manicheva N.V. Optimization of parameters of a broadband acoustic source under static overpressure / Yu.M. Dudzinskii, N.V. Manicheva, A.A. Nazarenko // International Journal of Fluid Mechanics Research. – 2004.

108. Manicheva, N.V. Power characteristics of the uniflow hydrodynamic sound source under the conditions of hydrostatic pressure / Yu.M. Dudzinskii, A.O. Sukhar'kov, N.V. Manicheva // International Journal of Fluid Mechanics Research. – 2006.

109. Kubenko V.D. Nonlinear Problems of Dynamics of Elastic Shells Filled with Liquid / V.D. Kubenko, P.S. Kovalchuk // Int. Applied Mech. – 2000. – 36, N 4. – P. 703-729.

110. Громаковский Д.Г. Разработка низкочастотных кавитационных устройств для мойки поверхностей деталей машин и приборов / Д.Г. Громаковский, А.П. Бураков, Н.А. Карева // Известия Самарского научного центра Российской академии наук, – 2011. – Том 13 – Выпуск 1(3). – С. 562-565.

111. Ефремова Т.А. Разработка системы автоматического управления приготовлением двухфазных эмульсий на базе электрогидравлического преобразователя импульсного действия для технологического оборудования / Т.А. Ефремова // Вестник Саратовского государственного технического университета, – 2008. – Том 1 – Выпуск 1. – С. 7.

112. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям / Э. Камке. – М.: Наука, 1976. – С. 472-473.

113. Корнфельд М. Упругость и прочность жидкостей / М. Корнфельд. – М.: ГТТИ, 1951. – С. 200.

114. Ландау Л.Д. Теория упругости / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М.: Наука, 1965. – С. 500.

115. Адам Н.К. Физика и химия поверхностей / Н.К. Адам. – М.: Гостехиздат, 1942. – С. 250.

116. Мощные ультразвуковые поля: [сб. науч. тр. / науч ред. Л.Д. Розенберг]. – М.: Наука, 1968. – С. 380.

117. Дудзинский Ю.М. Динамика затопленной конической осесимметричной струйной оболочки / Ю.М. Дудзинский // Акустичний вісник. – 2006. – 9, № 3. – С. 27-35.

118. Манічева Н.В. Струминні акустичні випромінювачі для біотехнологій / Ю.М. Дудзінський, Н.В. Манічева, А.В. Жукова // Журнал «Біомедична інженерія». – м. Київ, Україна – № 4, квітень 2017. – С. 33-36.

119. Манічева Н.В. Нелинейное взаимодействие волн в акустических пучках с поперечным фазовым распределением / Ю.М. Дудзінський, Н.В. Манічева, А.А. Бондарь // Акустичний симпозіум «Консонанс-2015» – 2015. – С. 84-89.

120. Маничева Н.В. Акустическое поле параметрической антенны с фазовым распределением по ее апертуре / Ю.М. Дудзинский, Н.В. Маничева, А.А. Бондарь // Акуст. вісн.– 2015.– 17, № 4.– С. 40-47.

121. Манічева Н.В. Струминні акустичні випромінювачі для біотехнологій. / Ю.М. Дудзінський, Н.В. Манічева, А.В. Жукова // Перша міжуніверситетська науково-практична конференція з міжнародною участю «Сучасний стан та перспективи біомедичної інженерії» 26-27 квітня 2017 року, м. Київ, Україна – № 4, квітень 2017. – С. 33-36.

122. Kramer F.S. Seismic Energy Sources / F.S. Kramer, R.A. Peterson, W.C. Walter. – Handbook: Bendix / United Geophysical Corporation, 1968. – P. 200.

123. Flexichoc N.N. Fundamentals of High Resolution Seismic Profiling: The Environmental Equipment Div. EG&G / N.N. Flexichoc. – Waltham (Mass.), 1977. – P. 100.

124. Weichart H.F. Application of Geophysical Methods and the Equipment in Researches of a Sea-Bottom / H.F. Weichart // Bottom-Interacting Ocean Acoustics / [edited by W. A. Kuperman, F. B. Jensen]. – SACLANT ASW Research Centre La Spezia, Italy, 1980. – P. 47-58.

125. Edelman H.A.K. Applications of Air Gun Energy Source for

Offshore Seismic Work / Н.А.К. Edelman. – OTC 2513: 937, 1976. – P. 150.

126. Маничева Н.В. Энергетика затопленных конических струйных оболочек / Н.В. Маничева // КОНСОНАНС – 2007, 25-27 вересня 2007 р.: Всеукр. акустичний симп.: зб. праць. – К., 2007. – С. 176-182.

127. Manicheva N.V. Axial-Symmetric Hydrodynamic Radiators Use for Fluid Cavitation Threshold Measurment / Yu.M. Dudzinski, N.V. Manicheva, O.V. Suharkov // The IVth International Hutsulian Workshop on Mathematical Theories and Their Applications in Physics & Technology, 28 October – 02 November 2002: The materials of. Conf. – Kyiv: TIMPANI, 2002. – P. 275-286.

128. Маничева Н.В. Эрозионная активность в ближнем поле струйного гидродинамического излучателя / А.А. Бондарь, В.В. Витков, Ю.М. Дудзинский, Н.В. Маничева // Электроника и связь. – 2013. – № 2. – С. 91-96.

129. Манічева Н.В. Підвищення ефективності кавітації у двочастотному ультразвуковому полі / Н.В. Манічева, Ю.М. Дудзінський, В.В. Вітков // Машинознавство. – 2010. – №5. – С. 45-47.

130. Колесников А.Е. Справочник по гидроакустике / А.Е. Колесников. – Л.: Судостроение, 1982. – С. 344.

131. Колесников А.Е. Акустические измерения / А.Е. Колесников. – Л.: Судостроение, 1983. – С. 255.

132. Клюкин И.И. Акустические измерения в судостроении / И.И. Клюкин, А.Е. Колесников. – Л.: Судостроение, 1982. – С. 255.

133. Ананьева А.А. Керамические приемники звука / А.А. Ананьева. – М.: Изд-во АН СССР, 1963. – С. 178.

134. Манічева Н.В. Кавітаційна ерозія металу в потужних акустичних полях за умов надмірного статичного тиску / Ю.М. Дудзінський, Н.В. Манічева // 6-й міжнар. симп. Українських інженерів-механіків у Львові, 21-23 травня 2003 р.: тези доп.– Львів, 2003. – С. 159.

135. Яхно О.М. Исследование возможностей технологии ультразвуковой кавитационной очистки эластичных поверхностей / О.М. Яхно, Е.А. Луговская, А.В. Мовчанюк // – Вісн. Нац. техн. ун-ту України «Київ. політехн. ін-т»: серія «Машинобудування». –2010. – № 58. – С. 234–240.

136. Назаренко А.Ф. Гидродинамические излучающие системы и проблема интенсификации некоторых технологических процессов: дис. доктора техн. наук: 05.05.13 / Назаренко Аскольд Федорович. – Одесса, 1980. – С. 380.

137. Amabili M. Non-Linear Dynamics and Stability of Circular Cylindrical Shells Containing Flowing Fluid. Part IV: Large Amplitude Vibrations with flow / M. Amabili, F. Pellicano, M.P. Paidoussis // J. Sound and Vibrations. – 2000. – 237, N 4. – P. 641-666.

138. Максимов В.Г. Очистка деталей автомобилей с использованием гидродинамических излучателей / В.Г. Максимов, О.В. Сухарьков, А.О. Сухарьков // Труды Одесского политехнического ун-та. – Одесса, 2002. – 1 (17). – С. 65-68.

139. Costes S. Characterization of efficiency of ultrasonic equipment: experimental results of different kinds of transducers / S. Costes, P. Tierce // Proceedings of the Third Meeting on the Applications of Power Ultrasound in Physical and Chemical Processing. – Paris, 2001. – P. 137-142.

140. Voronin D.V. Bimodal Bubble Cluster as a Result of Bubble Fragmentation in a Bipolar Acoustic Pulse / D.V. Voronin, G.N. Sankin, V.S. Teslenko // 16th International Symposium on Nonlinear Acoustics, 19-23 August 2002: The materials of Conf. – Moscow, 2002. – P. 931-934.

ДОДАТКИ

Додаток А

Список опублікованих праць за темою дисертації

Статті у фахових виданнях

1. Manicheva N.V. Optimization of Parameters of a Broadband Acoustic Source Under Static Overpressure / Y.M. Dudzinskii, N.V. Manicheva, A.A. Nazarenko // International Journal of Fluid Mechanics Research. – 2004. – P. 477-488. (*Іноземне наукове фахове видання, що включено до наукометричної бази SCOPUS*).
2. Manicheva N.V. Power characteristics of the uniflow hydrodynamic sound source under the conditions of hydrostatic pressure / Yu.M. Dudzinskii, A.O. Sukhar'kov, N.V. Manicheva // International Journal of Fluid Mechanics Research. – 2006. – P. 278-285. (*Іноземне наукове фахове видання, що включено до наукометричної бази SCOPUS*).
3. Маничева Н.В. Оптимизация параметров широкополосного акустического излучателя в условиях избыточных статических давлений / Ю.М. Дудзинский, Н.В. Маничева, А.А. Назаренко // Акустичний вісник. – 2001. – 4, №2. – С. 38-46.
4. Маничева Н.В. Энергетика прямоточного гидродинамического излучателя в условиях гидростатического давления / Ю.М. Дудзинский, Н.В. Маничева, А.О. Сухарьков // Акустичний вісник. – 2004. – 7, №1. – С. 44-49.
5. Манічева Н.В. Модель прямоточного гідродинамічного випромінювача з кільцевим соплом і східчастою перешкодою / Ю.М. Дудзінський, Н.В. Манічева, А.О. Сухарьков // Акустичний вісник. – 2004. – 7, №3. – С. 48-51.

6. Маничева Н.В. Эрозионная активность в ближнем поле струйного гидродинамического излучателя / А.А. Бондарь, В.В. Витков, Ю.М. Дудзинский, Н.В. Маничева // *Электроника и связь*. – 2013. – № 2. – С. 91-96. (*Наукове фахове видання України, що включено до міжнародної наукометричної бази Index Copernicus*).

Статті у інших виданнях України

7. Маничева Н.В. Кавитационная эрозия при избыточном статическом давлении / Ю.М. Дудзинский, Н.В. Маничева, А.А. Назаренко // *Труды Одесского политехнического университета* – 2001. – Вып. 3(15). – С. 114-118.

8. Манічева Н.В. Підвищення ефективності кавітації у двочастотному ультразвуковому полі / Н.В. Манічева, Ю.М. Дудзінський, В.В. Вітков // *Машинознавство*. – 2010. – №5. – С. 45-47.

9. Маничева Н.В. Акустическое поле параметрической антенны с фазовым распределением по ее апертуре / Ю.М. Дудзинский, Н.В. Маничева, А.А. Бондарь // *Акуст. вісн.* – 2015. – 17, № 4. – С. 40-47.

10. Манічева Н.В. Струминні акустичні випромінювачі для біотехнологій. / Ю.М. Дудзінський, Н.В. Манічева, А.В. Жукова // *Журнал «Біомедична інженерія»*. – м. Київ, Україна – № 4, квітень 2017. – С. 33-36.

Матеріали конференцій та симпозіумів

11. Manicheva N.V. Axial-Symmetric Hydrodynamic Radiators Use for Fluid Cavitation Threshold Measurment / Yu.M. Dudzinski, N.V. Manicheva, O.V. Suharkov // *The IVth International Hutsulian Workshop on Mathematical Theories and Their Applications in Physics & Technology, 28 October – 02 November 2002: The materials of. Conf.* – Kyiv: TIMPANI, 2002. – P. 275-286.

12. Маничева Н.В. Энергетика затопленных конических струйных оболочек / Н.В. Маничева // КОНСОНАНС – 2007, 25-27 вересня 2007 р.: Всеукр. акустичний симп.: зб. праць. – К., 2007. – С. 176-182.

13. Манічева Н.В. Нелинейное взаимодействие волн в акустических пучках с поперечным фазовым распределением / Ю.М. Дудзінський, Н.В. Манічева, А.А. Бондарь // Акустичний симпозиум «Консонанс-2015» – 2015. – С. 84-89.

14. Манічева Н.В. Струминні акустичні випромінювачі для біотехнологій. / Ю.М. Дудзінський, Н.В. Манічева, А.В. Жукова // Перша міжуніверситетська науково-практична конференція з міжнародною участю «Сучасний стан та перспективи біомедичної інженерії» 26-27 квітня 2017 року, м. Київ, Україна – № 4, квітень 2017. – С. 33-36.

15. Манічева Н.В. Кавітаційна ерозія металу в потужних акустичних полях за умов надмірного статичного тиску / Ю.М. Дудзінський, Н.В. Манічева // 6-й міжнар. симп. Українських інженерів-механіків у Львові, 21-23 травня 2003 р.: тези доп.– Львів, 2003. – С. 159.

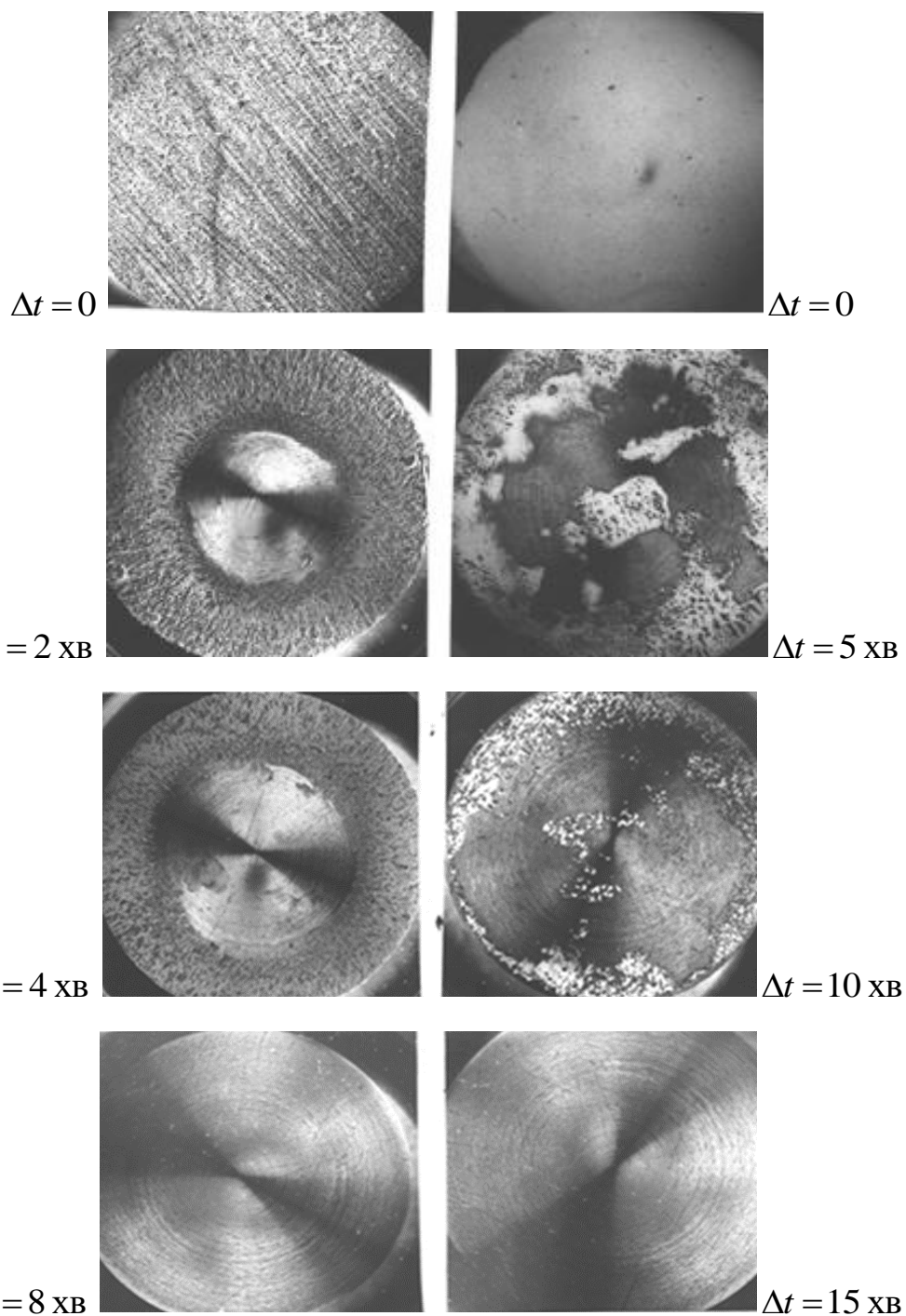
Додаток Б

Таблиця – Відповідні параметри суцільних рідин

Параметр	Вода	Трансформаторне мастило
Діаметр зони випромінювання d	$\approx 10^{-2}$ м	
Щільність газу (повітря) $\rho_{\bar{a}}$	1.14 кг/м ³	
Стискальність газу (повітря) $K_{\bar{a}}$	$8.0 \cdot 10^{-6}$ Па ⁻¹	
Щільність суцільної рідини ρ_{α}	1000 кг/м ³	940 кг/м ³
Стискальність рідини K_{α}	$4.35 \cdot 10^{-10}$ Па ⁻¹	$6.0 \cdot 10^{-10}$ Па ⁻¹
Швидкість звуку в суцільній рідині	1490 м/с	1400 м/с
Частота основного тону звуку при резонансному настроюванні ГДВ f_0	900 Гц	950 Гц
Щільність двофазного середовища ρ	612.81 кг/м ³	592.53 кг/м ³
Стискальність двофазного середовища K	$3.10 \cdot 10^{-6}$ Па ⁻¹	$2.96 \cdot 10^{-6}$ Па ⁻¹
Частка рідини у двофазному середовищі h	0.612	0.630
Швидкість звуку у двофазному середовищі c	22.94 м/с	23.87 м/с
Довжина хвилі у двофазному середовищі λ	$2.55 \cdot 10^{-2}$ м	$2.51 \cdot 10^{-2}$ м

Додаток В

Динаміка очищення сталевого зразка від забруднювачів



1

2

1 – ЗМА-1;

2 – нітроцелюлозний лак

Додаток Г

ЗАТВЕРДЖУЮ

Проректор з наукової та
науково-педагогічної роботи
Одеського національного
політехнічного університету,

д.т.н., професор

Д.В. Дмитришин

« 19 » жовтня 2016 р.

АКТ

про впровадження результатів дисертаційного дослідження
старшого викладача кафедри загальної та медичної фізики
Манічевої Наталі Віталіївни на тему
«Струмнинні акустичні випромінювачі для біомедичної апаратури»,
представлену на здобуття наукового ступеня кандидата технічних наук
за спеціальністю **05.11.17** – біологічні та медичні прилади і систем

Розробки та рекомендації, запропоновані Манічевою Н.В. впроваджено в навчальний процес при викладанні предметів зі спеціальності **163** – Біомедична інженерія у інституті медичної інженерії ОНПУ.

Дисертаційна робота містить нові теоретико-методичні та практичні рекомендації, які дозволяють студентам поглибити рівень знань та вмінь.

Розроблений Манічевою Н.В. лабораторний стенд використовується:

- 1) в учбовому процесі для виконання лабораторних робіт студентами спеціальності **163** – Біомедична інженерія інституту медичної інженерії ОНПУ;
- 2) аспірантами, здобувачами та науковими співробітниками ОНПУ для проведення наукових досліджень з використанням акустичних технологій в умовах розвинутої кавітації при надлишковому статичному тиску.

Використання результатів дисертаційної роботи дозволило поліпшити якість учбового процесу зі спеціальності **163** – Біомедична інженерія та проводити експериментальну перевірку теоретичних результатів науково-дослідницьких робіт, що виконуються в ОНПУ.

Директор ІМІ,
д.т.н., доцент

І.В. Прокопович

Додаток Д

Військово-медичний
клінічний центр
Південного регіону



МІНІСТЕРСТВО
ОБОРОНИ
УКРАЇНИ

65044, Одеса-44,
вул. Піроговська, 2
Тел. (Факс) (048)-722-53-56
(048) 725-82-12

Military medical
clinical center
South region

MINISTRY OF
DEFENCE OF
UKRAINE

Pirogovskaya street, 2,
Odessa-44, 65044 Ukraine
Tel.(Fax) (048)-722-53-56
(048)-725-82-12

АКТ ВПРОВАДЖЕННЯ

дисертаційної роботи **Манічевої Наталі Віталіївни** на тему
"**Струмнинні акустичні випромінювачі для біомедичної апаратури**",
представлену на пошук наукового ступеня кандидата технічних наук за
спеціальністю **05.11.17** – біологічні та медичні прилади і системи

За матеріалами дисертаційної роботи Манічевої Н.В. використано наступні результати:

1. розроблена методика розрахунку акустичних полів струмнинних гідродинамічних випромінювачів на стадії проектування біомедичного встаткування;

2. технологія виготовлення водо-олійних емульсій і гелів з використанням даних акустичних випромінювачів.

Використання результатів дисертаційної роботи дозволило створити експериментальні зразки допоміжного технологічного встаткування.

14 листопада 2017 р.



Начальник військово-медичного клінічного центру
Південного регіону
полковник медичної служби

Р.Д.Кальчук