

Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»
Міністерство освіти і науки України

Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»
Міністерство освіти і науки України

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

Чайка Олександр Сергійович

УДК 534.14

ДИСЕРТАЦІЯ
ФОРМУВАННЯ АКУСТИЧНОГО ПОЛЯ У ХВИЛЕВОДІ

171 Електроніка
17 Електроніка та телекомунікації

Подається на здобуття наукового ступеня доктора філософії

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

_____ /О. С. Чайка

Науковий керівник Коржик Олексій Володимирович, доктор технічних наук,
професор

Київ - 2023

АНОТАЦІЯ

Чайка О. С. Формування акустичного поля у хвилеводі. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора філософії за спеціальністю 171 «Електроніка». – Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського», МОН України, Київ, 2023.

В дисертації отримано такі нові наукові результати:

1. Проведено огляд сучасних наукових досліджень щодо опису процесів формування акустичного поля у хвилеводі різними джерелами звуку з урахуванням багатомодовості джерела та його різноманітних конфігурацій.
2. Сформовано задачі, що передбачали застосування методу часткових областей для визначення розподілень акустичних тисків в вертикальних перетинах хвилеводу.
3. Встановлено границю області ближнього поля випромінювача і визначені епюри, які відповідають класичним підходам.
4. Розвинено існуючі та розроблено перспективні модельні постановки та розв'язки задач формування акустичного поля в інформаційних гідроакустичних каналах, які забезпечують зв'язок абонентів системи “надводний корабель-підводний апарат”.
5. Досліджено частотні залежності питомого імпедансу в робочому просторі і характеризувано змінення режиму роботи випромінювача.
6. Напрацьовано розрахункові співвідношення для розвитку математичної моделі мілкого моря і її подальшого дослідження.
7. Проведено розрахунки та узгоджено їх з експериментальними дослідженнями.
8. Розроблено пакет програм в середовищі MATLAB для розвинення

задачі, проведення чисельних експериментів та подальшого вдосконалення в області обраної теми.

Дисертаційна робота присвячена розвитку існуючих і розробці перспективних модельних постановок та розв'язків задач формування акустичного поля в інформаційних гідроакустичних каналах, які забезпечують зв'язок абонентів системи “надводний корабель-підводний апарат”. При цьому були враховані особливості формування акустичного поля в умовах мілкого моря при збуренні середовища каналу “надводний корабель-підводний апарат” хвильовим пакетом та врахуванням особливостей розподілень скалярних і векторних характеристик.

Зміст дисертаційного дослідження викладений у семи розділах, у яких представлені результати дослідження.

У вступі до даної дисертаційної роботи відзначається важливість і актуальність предмету дослідження. Проводиться обґрунтування вибору даної теми і вказується на її значущість для наукового та практичного спрямування. Зазначається, що дане дослідження має на меті досягнення конкретних цілей і вирішення важливих завдань.

Визначено основну мету даної дисертаційної роботи, яка полягає у глибокому аналізі обраної проблеми та розробці нових підходів до її вирішення. Мета роботи є амбіційною та значущою, оскільки вона спрямована на підвищення рівня розуміння і розв'язання актуальних наукових завдань.

Подальше розглядання у вступі доповнено більш детальним описом задач дослідження, які будуть ретельно проаналізовані та вирішені протягом роботи. Ці задачі включають в себе проведення аналізу літературних джерел, збір та обробку емпіричних і теоретичних даних, а також застосування певних методів дослідження для досягнення мети роботи.

Додатково, у вступі надається докладний огляд методів, які будуть використані в ході дослідження, щоб досягти поставлених цілей і вирішити задачі. Це дозволяє отримати загальне уявлення про методологічний підхід, що буде використовуватися в роботі.

Крім того, у вступі також відзначається наукова новизна даного дослідження, а також його практичне значення. Вказується на те, як отримані результати можуть бути застосовані у практиці та як вони можуть сприяти розвитку відповідної галузі науки чи іншим соціальним сферам.

Описано програмні пакети з допомогою яких здійснено моделювання, розрахунки та чисельні експерименти. Ця частина дисертаційної роботи буде базуватися на використанні програмного забезпечення MATLAB (Matrix Laboratory). Це потужний інструмент для наукових досліджень і аналізу даних у багатьох галузях науки і техніки. Його можливості включають в себе обчислення, візуалізацію даних, моделювання та статистичний аналіз, що робить його ідеальним інструментом для вирішення різних завдань дослідження.

У даній роботі MATLAB буде використовуватися для обчислення, моделювання, візуалізації і аналізу даних, що дозволить досягти поставлених цілей та вирішити задачі дослідження з високою точністю і ефективністю. Таким чином, програмне забезпечення MATLAB відіграє ключову роль у методології та інструментах, використаних у цій дисертаційній роботі.

В першому розділі подано аналітичний огляд літератури, в обсязі якого показано сучасний стан проблемних областей. Визначено границі розвитку теоретичних засад у дослідженні встановленої теми роботи. Визначено методологію та напрямки для власного дослідження, а саме метод часткових областей, метод уявного джерела та зони Фур'є.

В другому розділі проведено постановку задачі. Встановлено та описано математичну модель. Тема дисертаційної роботи була вилита у задачі випромінювання звуку сферичним джерелом в плоско-паралельному регулярному хвилеводі з акустично м'якими границями. Описано вихідні співвідношення, складано системи функціональних рівнянь задачі формування акустичного поля. Додатково сформовано постановку задачі для формування акустичного поля відбитої сферичної хвилі від акустично м'якої границі. Позаяк задача вимагає різних методів розв'язання, це призвело до

постановки двох паралельних завдань. Перша задача передбачає пошук розподілу амплітуд і фаз акустичних тисків або коливальних швидкостей у випромінювача, враховуючи особливості формування поля в робочому просторі. Ці розподіли визначають коефіцієнти збудження нормальних хвиль у хвилеводі, а також частотні характеристики питомого імпедансу, які відображають динаміку модового складу джерела при змінненні коливального режиму випромінюючої сфери. Друга задача відноситься до обчислення відбитого сферичного поля джерела звуку, що працює на нульовій моді. У цьому контексті головним завданням є знаходження коефіцієнта відбиття для сферичної хвилі, що є вкрай складною задачею. Для її розв'язання застосовується розклад сферичної хвилі на плоскі та обчислення коефіцієнтів відбиття для такого розкладання.

В третьому розділі приведено розв'язок та обговорення результатів задачі формування відбитого акустичного поля у хвилеводі з симетричними м'якими границями. Наведено вихідні та розрахункові співвідношення для прямого та відбитого поля акустичного тиску у хвилеводі з симетричними м'якими границями. Описані основні етапи отримання вказаних співвідношень, а також підхід та метод аналізу поля у хвилеводі для випадку, коли джерело звуку є не точковим, а сферичним. Для аналізу відбитого поля застосовано плоский розклад сферичної хвилі. Знайдено співвідношення для відбитого поля, розкладаючи сферичну хвилю на плоскі. Коефіцієнт відбиття вздовж вісі OZ описано, і він може бути використаний для подальших обчислень. Розрахунки виконані для різних глибин хвилеводу та частот. Модель хвилеводу: вода, границі обрано як акустично м'які. Одержані співвідношення корисні для розширення обчислень поля відбиття на всі чотири квадранти за допомогою методу уявного джерела. Для розрахунку відбитого поля у довільній точці першого квадранту приведені співвідношення, що залучають напрацювання щодо створених на межі хвилеводу зон Френеля.

У четвертому розділі приведено розв'язок та обговорення результатів задачі формування відбитого акустичного поля у хвилеводі з симетричними

м'якими границями з використанням методу часткових областей. Будуть наведені вихідні та розрахункові співвідношення для повного поля акустичного тиску у хвилеводі з симетричними м'якими границями. Описані основні етапи отримання вказаних співвідношень. Розглянуто симетричну задачу в межах першого квадранту, а також поширено результати на весь хвилевід. Алгоритм розв'язання базується на використанні рівняння Гельмгольца та методу Фур'є для кожної частинної області, з умовами спряження на їх межах. Не використовуються ідеалізовані граничні умови на поверхні джерела, що дозволяє визначити коефіцієнти збудження мод хвилеводу в межах задачі Штурма-Ліувіля. Урахування граничних умов на поверхні та дні моря, а також умови Зоммерфельда, покращили точність розподілу поля в вертикальних перетинах хвилеводу. Задача розв'язана в різних системах координат: теоретично більше в сферичних, а для розрахунків – у плоских декартових. Напрацьовано вихідні співвідношення для знаходження та обчислення акустичного імпедансу на поверхні джерела.

П'ятий розділ містить моделювання та обговорення в рамках задачі формування відбитого акустичного поля у хвилеводі з симетричними м'якими границями з використанням методу часткових областей. Проведені аналізи включали вертикальні перетини плоскопаралельного регулярного хвилеводу та питомих опорів середовища для комбінаційних хвиль певної моди. Задача мала центральну симетрію, що дозволило провадити розрахунки лише для одного квадранту з подальшим симетричним розповсюдженням на решту квадрантів. Для розрахунків коливальної швидкості була використана методика, що базується на аналітичному розв'язку рівняння коливань в сферичних координатах. Головно базувалась на вже знайдених співвідношеннях для акустичного тиску. Дослідження проводилися для кожного з розглянутих випадків. Результати розрахунків показали, що коливальна швидкість має складну залежність від розмірів випромінювача, питомих опорів середовища, частоти коливань, а також глибини хвилевода.

Шостий розділ присвячено зіставленню теоретичних напруцювань з

експериментальними дослідженнями. Для оцінки відповідності припущень, введених при побудові математичних моделей та виведенні основних рівнянь задачі, проводилися експериментальні дослідження з вимірювання характеристики напрямленості (ХН) багатомодових перетворювачів для основних сценаріїв перемикання електродів і видів електродування, що визначають модовий склад вихідної напруги на навантаженнях електродів. Для систем перетворювачів вимірювалися характеристики напрямленості дискретних решіток, створених багатомодовими циліндричними круговими перетворювачами в режимах прийому для різних варіантів підключення електродів і комбінацій адитивних операцій. Експеримент був проведений у вимірювальному басейні Державного підприємства «Київський науково-дослідний Інститут Гідропріладів». В результаті аналізу діаграм було встановлено, що характер просторових залежностей амплітуд тисків, які були виміряні в робочому просторі, відповідає розрахунковим моделям, і різниця не перевищує 3 децибелів. Результати вимірювань визначили межу, з якої відбуватиметься формування поля в хвилеводі і позитивно характеризують обраний підхід до розв'язку поставленої задачі випромінювання.

Отримані результати досліджень мають практичне застосування у підводних комунікаційних системах, системах телеметрії та пошукових гідроакустичних засобах, а напрацьовані теоретичні засади й програмні пакети сприятимуть подальшому розвитку задачі формування акустичного поля у хвилеводі.

Ключові слова: *акустичне поле, акустичний плоскопаралельний хвилевод, сферичне джерело, часткові області, тиск, пульсуюча сфера, мілке море, хвилевод, коефіцієнт відбиття, сферична хвиля, апроксимація, зони Френеля, акустичний імпеданс.*

SUMMARY

O. S. Chaika Formation of an acoustic field in a waveguide. – Qualifying scientific work on manuscript rights.

Dissertation for obtaining the scientific degree of Doctor of Philosophy in specialty 171 "Electronics". - National Technical University of Ukraine "Kyiv Polytechnic Institute named after Ihor Sikorskyi", MES of Ukraine, Kyiv, 2023.

The following new scientific results were obtained in the dissertation:

1. An overview of modern scientific research on the description of the processes of the formation of the acoustic field in the waveguide by various sound sources, taking into account the multimode nature of the source and its various configurations, was carried out.
2. Problems were formulated that involved the application of the method of partial regions to determine the acoustic pressure distributions in the vertical sections of the waveguide.
3. The boundary of the near-field region of the emitter is established and the errors corresponding to classical approaches are determined.
4. Existing and promising model statements and solutions to problems of acoustic field formation in information hydroacoustic channels, which provide communication between subscribers of the "surface ship-submarine" system, have been developed.
5. The frequency dependence of the specific impedance in the working space was studied and the change in the operating mode of the emitter was characterized.
6. Calculation ratios for the development of a mathematical model of the shallow sea and its further research have been worked out.
7. Calculations were carried out and they were reconciled with experimental studies.
8. A package of programs was developed in the MATLAB environment for problem development, numerical experiments and further improvement in the field of the chosen topic.

The dissertation is devoted to the development of existing and the development of promising model formulations and solutions to the problems of acoustic field formation in hydroacoustic information channels that provide communication between subscribers of the "surface ship-submarine" system. At the same time, the peculiarities of the formation of the acoustic field in the conditions of the shallow sea were taken into account when the environment of the "surface ship-submarine" channel was disturbed by a wave packet and the peculiarities of the distribution of scalar and vector characteristics were taken into account.

The content of the dissertation research is presented in seven chapters, which present the results of the research.

The introduction to this dissertation notes the importance and relevance of the research subject. The selection of this topic is justified and its significance for scientific and practical direction is indicated. It is noted that this study aims to achieve specific goals and solve important tasks.

The main goal of this dissertation is determined, which consists in a deep analysis of the selected problem and the development of new approaches to its solution. The goal of the work is ambitious and significant, as it is aimed at increasing the level of understanding and solving current scientific problems.

Further consideration in the introduction is supplemented by a more detailed description of the research problems, which will be carefully analyzed and solved during the work. These tasks include the analysis of literary sources, the collection and processing of empirical and theoretical data, as well as the application of certain research methods to achieve the goal of the work.

In addition, the introduction provides a detailed overview of the methods that will be used in the course of the study to achieve the set goals and solve the problems. This allows you to get a general idea of the methodological approach that will be used in the work.

In addition, the introduction also notes the scientific novelty of this study, as well as its practical significance. It is indicated how the obtained results can be applied in practice and how they can contribute to the development of the relevant field of science

or other social spheres.

Software packages with the help of which simulations, calculations and numerical experiments are carried out are described. This part of the dissertation work will be based on the use of MATLAB (Matrix Laboratory) software. It is a powerful tool for scientific research and data analysis in many fields of science and technology. Its capabilities include computation, data visualization, modeling, and statistical analysis, making it an ideal tool for a variety of research tasks.

In this work, MATLAB will be used for calculation, modeling, visualization and data analysis, which will allow to achieve the set goals and solve research problems with high accuracy and efficiency. Thus, MATLAB software plays a key role in the methodology and tools used in this dissertation.

The first chapter presents an analytical review of the literature, which shows the current state of problem areas. The limits of the development of theoretical foundations in the study of the established topic of the work are defined. The methodology and directions for own research are defined, namely the method of partial regions, the method of imaginary source and Fourier zone.

In the second section, the problem statement is carried out. A mathematical model is established and described. The topic of the dissertation was based on the problem of sound radiation by a spherical source in a plane-parallel regular waveguide with acoustically soft boundaries. The initial relations are described, the system of functional equations of the problem of acoustic field formation is compiled. In addition, the formulation of the problem for the formation of the acoustic field of a reflected spherical wave from an acoustically soft boundary is formed. Since the problem requires different methods of solution, this led to setting two parallel problems. The first task involves finding the distribution of amplitudes and phases of acoustic pressures or oscillating velocities in the emitter, taking into account the features of the field formation in the working space. These distributions determine the excitation coefficients of normal waves in the waveguide, as well as the frequency characteristics of the specific impedance, which reflect the dynamics of the mode composition of the source when the oscillating mode of the radiating sphere changes. The second task refers to the calculation of the

reflected spherical field of a sound source operating on the zero mode. In this context, the main task is to find the reflection coefficient for a spherical wave, which is an extremely difficult task. For its solution, the decomposition of a spherical wave into planes and the calculation of reflection coefficients for such decomposition are used.

In the third section, the solution and discussion of the results of the problem of the formation of the reflected acoustic field in a waveguide with symmetric soft boundaries is given. Initial and calculated relations for the direct and reflected acoustic pressure field in a waveguide with symmetric soft boundaries are given. The main stages of obtaining the specified ratios are described, as well as the approach and method of analyzing the field in the waveguide for the case when the sound source is spherical rather than point. For the analysis of the reflected field, a flat spherical wave decomposition is applied. The relation for the reflected field was found by decomposing the spherical wave into planes. The reflection coefficient along the OZ axis is described and can be used for further calculations. Calculations are performed for different waveguide depths and frequencies. Waveguide model: water, boundaries are chosen as acoustically soft. The resulting relations are useful for extending the reflection field calculations to all four quadrants using the imaginary source method. For the calculation of the reflected field at an arbitrary point of the first quadrant, relations are given that involve the development of Fresnel zones created at the edge of the waveguide.

The fourth chapter presents the solution and discussion of the results of the problem of the formation of the reflected acoustic field in a waveguide with symmetric soft boundaries using the method of partial regions. Initial and calculated relations for the full acoustic pressure field in a waveguide with symmetric soft boundaries will be presented. The main stages of obtaining the specified ratios are described. A symmetric problem within the first quadrant is considered, and the results are extended to the entire waveguide. The solution algorithm is based on the use of the Helmholtz equation and the Fourier method for each subdomain, with conjugation conditions on their boundaries. Idealized boundary conditions on the surface of the source are not used, which makes it possible to determine the excitation coefficients of the waveguide modes within the limits of the Sturm-Liouville problem. Taking into account the boundary conditions on the

surface and seabed, as well as the Sommerfeld conditions, improved the accuracy of the field distribution in the vertical sections of the waveguide. The problem is solved in different coordinate systems: theoretically more in spherical ones, and for calculations - in flat Cartesian ones. The initial relations for finding and calculating the acoustic impedance on the surface of the source have been developed.

The fifth chapter contains modeling and discussion within the framework of the problem of the formation of a reflected acoustic field in a waveguide with symmetric soft boundaries using the method of partial regions. The conducted analyzes included vertical sections of a plane-parallel regular waveguide and specific resistances of the medium for combination waves of a certain mode. The problem had central symmetry, which allowed calculations to be carried out only for one quadrant with subsequent symmetrical distribution to the remaining quadrants. A technique based on the analytical solution of the equation of oscillations in spherical coordinates was used to calculate the oscillating speed. It was mainly based on already found ratios for acoustic pressure. Research was conducted for each of the considered cases. The results of the calculations showed that the oscillating speed has a complex dependence on the size of the emitter, the resistivity of the medium, the frequency of oscillations, and the depth of the waveguide.

The sixth chapter is devoted to the comparison of theoretical approaches with experimental studies. In order to assess the appropriateness of the assumptions introduced during the construction of mathematical models and the derivation of the main equations of the problem, experimental studies were carried out to measure the directivity characteristics (CH) of multimode converters for the main scenarios of switching electrodes and types of electrodeposition, which determine the mode composition of the output voltage on the electrode loads. For transducer systems, the directivity characteristics of discrete arrays created by multi-mode cylindrical circular transducers were measured in reception modes for various electrode connection options and combinations of additive operations. The experiment was conducted in the measuring basin of the State Enterprise "Kyiv Scientific Research Institute of Hydro Devices". As a result of the analysis of the diagrams, it was established that the nature of the spatial dependence of the pressure amplitudes, which were measured in the working space,

corresponds to the calculated models, and the difference does not exceed 3 decibels. The results of the measurements determined the limit from which the formation of the field in the waveguide will occur and positively characterize the chosen approach to solving the radiation problem.

The obtained research results have practical application in underwater communication systems, telemetry systems and search hydroacoustic means, and the developed theoretical principles and software packages will contribute to the further development of the task of forming an acoustic field in a waveguide.

Key words: *acoustic field, acoustic plane-parallel waveguide, spherical source, partial regions, pressure, pulsating sphere, shallow sea, waveguide, reflection coefficient, spherical wave, approximation, Fresnel zones, acoustic impedance.*

Список публікацій здобувача:

1. Коржик О.В., Найда С.А., Желяскова Т.М., Чайка О.С., Найда М.С. Застосування методу часткових областей в задачі випромінення звуку сферою в хвилеводі з акустично м'якими границями. *Eastern-European Journal of Enterprise Technologies*. 2021.Т. 5, № 2 (113). С. 62-79. DOI: 10.15587/1729-4061.2021.243161. (фахове видання категорії А)
2. Філіпова Н.Ю., Коржик О.В., Найда С.А., Чайка А.С., Коржик М.О., Найда А.С. Динаміка електропружної сферичної оболонки з заповнювачем при прийомі звуку. Журнал нано- та електронної фізики. 2020.Т. 12, № 4, 04034-4 (7сс). С. 1-7. DOI: 10.21272/jпер.12(4).04034. (фахове видання категорії А)
3. Найда С.А., Коржик О.В., Ластівка І.О., Павленко О.В., Желяскова Т.М., Коржик М.О., Найда А.С., Найда М.С., Чайка О.С. Метод часткових областей в задачі прийому звуку резонатором Гельмгольца. Журнал нано- та електронної фізики. 2022. Т. 14, № 1, 01035(7сс). С. 1-7. DOI:10.21272/jпер.14(1).01035. (фахове видання категорії А)
4. Коржик О. В., Чайка О. С., Ніжинська В. В., Богданова Н. В., Позднякова О. М., Курдюк С. В. До питання розв'язку задачі випромінення звуку сферою в обмежених рідинних просторах хвилеводного типу. Озброєння та військова техніка. 2020. № 3 (27). С. 85-94. Режим доступу: http://nbuv.gov.ua/UJRN/ovt_2020_3_12. (фахове видання категорії Б)
5. Коржик О. В., Чайка О. С., Ярошенко М.О . Визначення первинних класифікаційних ознак монохроматичного джерела звуку в мілкому Мікросистеми, Електроніка та акустика. 2018. Том. 23, №. 6 (2018). С. 44–51, 2018 DOI:10.20535/2523-4455.2018.23.6.134022. (фахове видання категорії Б)
6. Коржик О. В., Чайка О. С., Ярошенко М.О. Особливі точки

- векторного поля інтенсивності в хвилеводі з комбінованими границями. *Мікросистеми, Електроніка та акустика*. 2018. Том. 23, №. 1(2018). С. 44–51. Режим доступу: <http://elc.kpi.ua/article/view/107853>. (фахове видання категорії Б)
7. Продеус А.М., Вітик А.В., Котвицький І.В., Чайка О.С., Ярошенко М.О. Суб'єктивне оцінювання розбірливості мови на тлі шуму та реверберації. *Мікросистеми, Електроніка та акустика*. 2018. Т. 23. Вип. 2. С. 66–73. DOI: 10.20535/2523-4455.2018.23.2.128820. (фахове видання категорії Б)
8. Чайка О. С., Козак А. В. Формування акустичного поля у хвилеводі сферичним джерелом звуку. *Акустичні прилади та системи*. 2020. Т. 3, № 2. С. 58–62. DOI: 10.20535/2617-0965.2020.3.2.199018. (наукове технічне видання)
9. Чайка О. С. Дев'яція на захисті морських баз. Наука XXI століття: виклики, пріоритети, перспективи досліджень: матеріали Всеукраїнської студентської науково-практичної конференції. Вид-во «Політехніка» КПІ ім. Ігоря Сікорського. Київ, 2017 р. С. 280-282. (матеріали конференції)
10. Чайка О. С., Ярошенко М.О. Розрахунок дев'яційних характеристик сигналів зануреного джерела в умовах локально-вихрової структури акустичного поля в хвилеводі. X Міжнародна науково-технічна конференція молодих вчених «Електроніка-2017»: збірник статей. Кафедра. Київ, 2017. С. 41-45. Режим доступу: https://elconf.kpi.ua/wp-content/uploads/2014/01/ELCONF-2017_sbornik_full_2.pdf. (матеріали конференції)
11. Ярошенко М. О., Чайка О. С. Визначення векторного поля інтенсивності в хвилеводі. X Міжнародна науково-технічна конференція молодих вчених «Електроніка-2017»: збірник статей. Кафедра. Київ, 2017. С. 36-40. Режим доступу: <https://elconf.kpi.ua/wp-content/uploads/2014/01/ELCONF->

2017_sbornik_full_2.pdf. *(матеріали конференції)*

12. Чайка О. С., Ярошенко М. О. Визначення класифікаційних ознак джерела звуку в мілкому морі. XI Міжнародна науково-технічна конференція молодих вчених «Електроніка-2018»: збірник статей. Кафедра. Київ, 2017. С. 81-84. Режим доступу: https://elconf.kpi.ua/wp-content/uploads/2018/06/%D0%B7%D0%B1%D1%96%D1%80%D0%BD%D0%B8%D0%BA-26_06_2018.pdf. *(матеріали конференції)*

ЗМІСТ

ВСТУП

РОЗДІЛ 1. ОГЛЯД СУЧАСНОГО СТАНУ ПРОБЛЕМ ФОРМУВАННЯ АКУСТИЧНИХ ПОЛІВ У МІЛКИХ МОРЯХ

1.1 Фізичні основи поширення акустичних хвиль у мілких морях	26
1.2 Аналіз літературних даних.....	27
1.3 Основні положення методу часткових областей	30
Висновки до розділу 1.....	31

РОЗДІЛ 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ ВИПРОМІНЮВАННЯ ЗВУКУ СФЕРИЧНИМ ДЖЕРЕЛОМ В ПЛОСКО-ПАРАЛЕЛЬНОМУ РЕГУЛЯРНОМУ ХВИЛЕВОДІ З АКУСТИЧНО М'ЯКИМИ ГРАНИЦЯМИ

2.1 Постановка і вихідні співвідношення задачі	33
2.2. Складання системи функціональних рівнянь задачі формування акустичного поля.....	36
2.3 Постановка задачі для формування акустичного поля відбитої сферичної хвилі від акустично м'якої границі	39
Висновки до розділу 2.....	41

РОЗДІЛ 3. РОЗВ'ЯЗОК ЗАДАЧІ ФОРМУВАННЯ ВІДБИТОГО ПОЛЯ У ХВИЛЕВОДІ ЗА ДОПОМОГОЮ МЕТОДУ УЯВНОГО ДЖЕРЕЛА

3.1 Розв'язання задачі	43
3.2 Моделювання та обговорення результатів	45
Висновки до розділу 3.....	48

РОЗДІЛ 4. РОЗВ'ЯЗОК ЗАДАЧІ ФОРМУВАННЯ ВІДБИТОГО ПОЛЯ У ХВИЛЕВОДІ ЗА ДОПОМОГОЮ МЕТОДУ ЧАСТКОВИХ ОБЛАСТЕЙ

4.1.Розв'язання задачі. Пошук акустичного тиску	50
4.2 Пошук невідомих коефіцієнтів розкладення. Пряме поле	51
4.3 Пошук невідомих коефіцієнтів розкладення. Відбите поле	53
4.4 Пошук невідомих коефіцієнтів розкладення. Розсіяне поле	54
4.5 Розв'язання задачі. Пошук коливальної швидкості	56
Висновки до розділу 4.....	60

РОЗДІЛ 5. ПРОВЕДЕННЯ РОЗРАХУНКІВ. МОДЕЛЮВАННЯ ТА ОБГОВОРЕННЯ

5.1 Розрахунки акустичного тиску	62
5.2 Результати розрахунків для акустичного імпедансу	81
Висновки до розділу 5.....	112

РОЗДІЛ 6. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОЛІДЖЕННЯ

6.1.Опис постановки експерименту і обговорення результатів	117
Висновки до розділу 6.....	121

ЗАГАЛЬНІ ВИСНОВКИ

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

ДОДАТКИ

ВСТУП

Обґрунтування вибору теми дослідження. У сучасні часи зростає кількість проблем, пов'язаних з дослідженням світового океану, що зумовлює необхідність постійного пошуку нових та вдосконалення вже наявних методів дослідження акустики рідини загалом та підводної акустики зокрема. Це стосується розширення теоретичних знань та вдосконалення технологій у сфері морського приладобудування та океанографічних досліджень.

Одним із цікавих та корисних напрямків акустики є дослідження формування акустичних полів у мілких морях, що не досліджений повністю. Цей напрямок передбачає наближення традиційних постановок задач випромінювання до реальних ситуацій роботи складних джерел звуку, що працюють в умовах багатократних відбиттів звукових хвиль від поверхні та дна мілкого моря. Важливо розробляти нові методики дослідження цього напрямку та використовувати новітні технології, щоб отримати якісніші та більш точні результати. Розвиток цього напрямку має великий потенціал для розуміння динаміки мілких морських ділянок та вирішення проблем, пов'язаних з навколишнім середовищем. В подальшому це, наприклад, може допомогти покращити якість життя людей, які мешкають в місцях, що межують з морськими узбережжями.

Є необхідність у більш детальному вивченні акустичного поля в регулярному плоско-паралельному рідинному хвилеводі, який імітує мілке море. У даному дослідженні ми будемо вивчати ситуацію використання складного джерела звуку, щоб визначити особливості формування акустичного поля. Варто зазначити, що попередні дослідження не враховували багатомодовість джерела як один з факторів зміни опору випромінювача. В той же час, до таких ускладнень слід додати наявність розсіяння звуку на випромінювачі, явище дисперсії, а також багатомодовість та мінливість її структури. У дослідженні також будуть використані функціональні рівняння для визначення часткових областей, граничних умов та умови спряження. Весь цей комплекс досліджень дозволить детальніше вивчити основні фактори утворення акустичного поля в регулярному плоско-паралельному рідинному хвилеводі, що імітує мілке море, та дасть ґрунт

для практичних втілень, які би покращили роботу в мілких морях.

Можна подальше дослідження проблеми формування акустичного поля в регулярному плоско-паралельному рідинному хвилеводі, яке імітує мілке море, провести в двох аспектах: встановити особливості постановки задачі та знайти розв'язок. Використання ускладненого джерела звуку дасть змогу наблизити розрахункову ситуацію до реальної, а також дозволить врахувати багатомодовість джерела, що впливає на опір випромінювача. Водночас слід брати до уваги наявність розсіяння звуку на випромінювачах, дисперсію, багатомодовість та мінливість її структури. Більш того, для визначення часткових областей, граничних умов та умов спряження можна використовувати функціональні рівняння для кожної області, рівняння Гельмгольца та метод Фур'є. Дослідження усіх цих аспектів дозволить детальніше проаналізувати процес формування акустичного поля в регулярному плоско-паралельному рідинному хвилеводі і отримати більш повну картину його властивостей.

У даній роботі було сформовано задачі, що передбачали застосування методу часткових областей для визначення розподілень акустичних тисків в вертикальних перетинах хвилеводу. Окрім того, була встановлена границя області ближнього поля випромінювача і визначені епюри, які відповідають класичним підходам. Також досліджено частотні залежності питомого імпедансу в робочому просторі і характеризувано змінення режиму роботи випромінювача.

Отримані результати досліджень мають практичне застосування у підводних комунікаційних системах, системах телеметрії та пошукових гідроакустичних засобах. Особливість даного підходу полягає у можливості відкинути ідеалізовані граничні умови на поверхні джерела та визначити коефіцієнти збудження мод хвилеводу за допомогою задачі Штурма-Ліувіля. Для кожної часткової області використовуються граничні умови на поверхні та дні моря, що дозволяє отримати реальний розподіл поля в вертикальних перетинах хвилеводу, що має значення для практичних задач акустики мілкого моря.

Отже, результати цієї роботи дозволяють збільшити рівень розуміння взаємодії звукових хвиль з морською водою та обґрунтувати вибір параметрів для

ефективного функціонування підводних комунікаційних систем, систем телеметрії та пошукових гідроакустичних засобів.

Мета роботи полягає у розвитку існуючих і розробці перспективних модельних постановок та розв'язків задач формування акустичного поля в інформаційних гідроакустичних каналах, які забезпечують зв'язок абонентів занурених і поверхневих систем.

При цьому враховано особливості формування акустичного поля в умовах мілкого моря при збуренні середовища акустичного каналу хвильовим пакетом та врахуванням особливостей впливу акустичного поля на джерело звуку.

Досягнення заявленої мети потребує розв'язання наступних задач:

- виконати постановку задачі випромінювання звуку сферичним джерелом в плоскопаралельному регулярному хвилеводі з акустично м'якими границями;
- вибрати координатні системи і визначити форми і кількість часткових областей;
- скласти системи функціональних рівнянь задачі формування акустичного поля;
- розв'язати задачі та відшукати невідомі коефіцієнти розкладень полів;
- провести розрахунки та експериментально їх підтвердити.

Об'єктом досліджень є процес формування акустичного поля в мілкому морі сферичним джерелом звуку;

Предметом досліджень є акустичний сигнал сферичного джерела звуку.

Методами досліджень є класичні методи математичної фізики, які використовуються для розв'язання задачі формування акустичного поля в регулярному плоско-паралельному хвилеводі.

Була застосована модель мілкого моря з акустично м'якими границями у формі регулярного хвилеводу з ускладненим сферичним джерелом звуку, а не точковим, щоб підійти до реальної ситуації. Алгоритм розв'язання задачі випромінювання звуку був розроблений на основі методології часткових областей для акустичного поля, рівнянь Гельмгольца та методу Фур'є для кожної області, а також умов спряження на границях.

Для оцінки **достовірності** запропонованого застосування методу часткових областей проведено декілька перевірок. Зокрема, було перевірено збіг розподілень акустичних тисків в перетинах робочого простору з епюрами тисків (швидкостей) в хвилеводі, отриманих традиційно [1-3]. Також було визначено відстань трансформації поля в робочому просторі, імпедансні характеристики у вигляді питомого опору середовища сферичній хвилі з урахуванням умов на границях та просторову вибірковість поля за реалізації певної моди або суми мод. Всі ці перевірки є критеріями достовірності запропонованого методу.

Програмне середовище MATLAB є потужним інструментом для розв'язання чисельних задач в наукових дослідженнях, зокрема для аналізу акустичних полів. Його можна використовувати для моделювання різноманітних фізичних процесів, пов'язаних з акустикою, зокрема для визначення особливостей формування акустичного поля в рідинному середовищі.

Для чисельних досліджень було обрано програмне середовище MATLAB, де є вбудовані функції для розв'язування різних математичних задач, таких як інтегрування, диференціювання, розв'язання рівнянь і систем рівнянь, а також чисельне моделювання фізичних процесів. Ці функції можуть бути використані для аналізу різних параметрів акустичного поля, таких як амплітуда, частота, фаза, інтенсивність, діаграма напрямленості та інші.

Також, MATLAB має інтерфейс для візуалізації даних, що дозволяє відобразити результати розрахунків в зручній для розуміння формі, такі як графіки, діаграми та 3D-моделі. З цим інструментом можна аналізувати результати і виявляти закономірності в акустичному полі, а також знаходити оптимальні параметри для його формування.

Крім того, MATLAB дозволяє писати власні скрипти та функції для розв'язування конкретних завдань, що дає можливість налаштувати програмування під власні потреби дослідження.

Таким чином, використання програмного середовища MATLAB може допомогти дослідникам в аналізі акустичних полів та вирішенні різних задач, пов'язаних з акустикою.

Наукова новизна одержаних в роботі **результатів** полягає у врахуванні впливу на сферичне багатомодове джерело прямого, випроміненого джерелом поля, поля, відбитого границями хвильоводу, та поля, розсіяного на випромінювачі в умовах регулярного хвильоводу. Також робота включає визначення координат областей, граничних умов та умов спряження областей для п'яти часткових областей з використанням системи функціональних рівнянь, що дозволяє визначати невідомі коефіцієнти розкладень акустичних полів. Використання принципу суперпозиції для розв'язання хвильової задачі з дальніми наслідками визначає розподіл тиску на межі робочого простору, епюрам вертикальних розподілень мод хвильоводу, склад і динаміку модової структури випромінювача при поширенні нормальних хвиль. Крім того, була визначена гранична область робочого простору для області нижніх частот при роботі в морі.

Особистий внесок здобувача В роботах за темою дисертації теоретичного характеру здобувачу належить вибір та обґрунтування напрямку досліджень і інтерпретація теоретичних результатів. В роботі експериментального характеру здобувачу належить аналіз та інтерпретація результатів. Також здобувач здійснив проведення числових досліджень та створення програмних пакетів для моделювання теоретичної та реальної ситуацій.

Практична значимість роботи полягає в можливості використання результатів:

1. У подальшому розвиванні прикладних аспектів фізики мілких морів;
2. В задачах створення робототехнічних телеметричних систем та систем звукопідводного зв'язку, а також в освітленні особливостей формування акустичного поля при створенні нових модельних представлень та експлуатації інформаційних каналів під час проведення різних підводних робіт, таких як пошукові, картографічні та дослідницькі;
3. Для практики підводних комунікаційних систем, систем телеметрії та пошукових гідроакустичних засобів.

Апробація результатів дисертації. Основні результати дисертаційної роботи представлені у 12 публікаціях наукових робіт, у тому числі в 5 статтях у

фахових виданнях категорії Б та 3 фахових наукових видань України категорії А, які представлені в міжнародних наукометричних базах; 4 тези доповіді у збірниках матеріалів конференцій.

Під час навчання в аспірантурі основні положення та результати дисертаційної роботи висвітлено в таких публікаціях:

1. Чайка О. С., Козак А. В. Формування акустичного поля у хвилеводі сферичним джерелом звуку. Акустичні прилади та системи. 2020. Т. 3, №2. С. 58–62. DOI: <https://doi.org/10.20535/2617-0965.2020.3.2.199018>.
2. До питання розв'язку задачі випромінення звуку сферою в обмежених рідинних просторах хвилеводного типу / О. Коржик та ін. Техніка та озброєння Військово-Морських Сил. 2020. С. 85–94. DOI: [https://doi.org/1034169/2414-0651.2020.3\(27\).85-94](https://doi.org/1034169/2414-0651.2020.3(27).85-94).
3. Mode-Matching Method Applied to the Sound Reception Problem Using Helmholtz Resonator / S. Naida et al. J. NANO- ELECTRON. PHYS. 2022. Vol. 14, 1, 01035. P. 1–7. DOI: [https://doi.org/10.21272/jnep.14\(1\).01035](https://doi.org/10.21272/jnep.14(1).01035).
4. Застосування методу часткових областей в задачі випромінення звуку сферою в хвилеводі з акустично м'якими границями / О. Коржик та ін. С. 1–37. DOI: <https://doi.org/10.15587/1729-4061.2021.243161>.
5. Dynamics of Receiving Electroelastic Spherical Shell with a Filler / N. Filipova et al. J. NANO- ELECTRON. PHYS. 2020. Vol. 12, 4, 04034-4. P. 1–7. DOI: [https://doi.org/10.21272/jnep.12\(4\).04034](https://doi.org/10.21272/jnep.12(4).04034).
6. APPLICATION OF PARTIAL AREAS METHOD IN THE PROBLEM OF SOUND RADIATION BY A SPHERE IN A WAVEGUIDE WITH SOFT ACOUSTICALLY BOUNDARIES / O. Korzhyk et al. Eastern-European Journal of Enterprise Technologies. 2021. Vol. 5, 5 (113). P. 62–79. DOI: <https://doi.org/10.15587/1729-4061.2021.243161>.

Структура і об'єм дисертації. Дисертація складається із вступу, шести розділів, загальних висновків, списку використаних джерел і додатків. Повний обсяг роботи складає 161 сторінок, 80 рисунків, список використаних джерел зі 57 найменувань на 6 сторінках, 5 додатків на 31 сторінці.

РОЗДІЛ 1

ОГЛЯД СУЧАСНОГО СТАНУ ПРОБЛЕМ ФОРМУВАННЯ АКУСТИЧНИХ ПОЛІВ У МІЛКИХ МОРЯХ

Сучасний стан розвитку акустики рідини потребує детального вивчення процесів формування акустичних полів та теорії розпізнавання образів в задачах підводного зв'язку та телеметрії. Також потрібно деталізувати задачі виявлення занурених об'єктів автономного типу, що вимагає поєднання акустики та теорії сигналів. Попередні дослідження базувалися на точковому джерелі звуку, що не відповідає реальним умовам, тому необхідно розширити результати для сферичного джерела, що потребує опису поля у хвилеводі з урахуванням відбитого звуку від поверхонь.

Задачу розрахунку поля у хвилеводі з урахуванням впливу відбитого звуку ще не вирішено повністю. Деякі вчені займалися цією темою, але отримані результати не придатні для поглибленого аналізу. Робота Гуннара Таральдсена у 2005 році [9] взагалі узагальнила та доповнила всі попередні здобутки про відбиття сферичної хвилі від плоскої поверхні.

Дослідження відбиття сферичної хвилі від плоскої поверхні продовжуються, розширюючи та уточнюючи попередні здобутки. Ця складна задача вимагає різних підходів залежно від граничних умов та режимів роботи джерела звуку, і тому є об'ємною та багатогранною. Деякі попередні роботи досліджували лише окремі аспекти цієї проблеми та мали загальний характер, що не є придатним для розрахунків. На сьогоднішній день, задача відбиття сферичної хвилі від плоскої поверхні залишається актуальною для подальшого дослідження.

Безперечно, проблема мілких морів потребує детального вивчення процесу формування акустичних полів, як при роботі з імпульсними, так і з монохроматичними сигналами [3, 4], в звичайних чи наскрізних [5] умовах. Перехід до імпульсних режимів має базуватися на традиційних розв'язках математичної фізики [6] щодо монохроматичних режимів роботи, і цілком відповідає основним підходам методу часткових областей. Це дозволяє зробити

висновок про доцільність проведення дослідження, яке буде присвячене використанню методу часткових областей для визначення особливостей формування акустичного поля ускладненим джерелом в плоскопаралельному регулярному хвилеводі з урахуванням багатомодовості.

Комплексність ситуації формування акустичного поля в хвилеводі ілюструють роботи [45-48], а також [50] і [51] які розглядали поширення у хвилеводі двочастотних сигналів. Це показує також і обшир задач, які розкриваються під час дослідження процесів формування акустичного поля у хвилеводі.

Корисним буде також доповнити завдання напрацюваннями роботи [49], якщо стоятиме питання поширення у хвилеводах хвиль, які передають закодовані мовні сигнали.

1.1. Фізичні основи поширення акустичних хвиль у мілких морях

При поширенні акустичних хвиль у мілких морях, звукова хвиля відбивається від дна та поверхні води, що призводить до створення ехо. При цьому, чим більша глибина моря, тим менше вплив мають відбиті хвилі.

Характер дна також впливає на поширення акустичних хвиль. У мілких морях, дно може бути піщане, кам'янисте, мулисте або з товстим шаром водоростей. Кожен з цих типів дна має різний коефіцієнт поглинання звуку, що впливає на поширення акустичних хвиль.

Температура та солоність води також впливають на поширення акустичних хвиль у мілких морях. Температурні шари води можуть викликати різницю у швидкості звуку в різних шарах води, що впливає на поширення звукових хвиль. Солоність також може впливати на швидкість поширення звуку.

Наявність морських течій та інших елементів середовища також може впливати на поширення акустичних хвиль у мілких морях. Наприклад, морські течії можуть впливати на розповсюдження звукових хвиль та сприяти їх розсіюванню.

Узагалі, фізичні основи поширення акустичних хвиль у мілких морях є складними і залежать від багатьох факторів, які взаємодіють один з одним. Наприклад, збільшення температури води призводить до її розширення, що змінює її акустичні властивості. Окрім того, акустичні хвилі можуть відбиватися від дна моря та інших перешкод, що також впливає на їх поширення.

У мілких морях досить часто спостерігається явище звукового каналу, коли акустичні хвилі відбиваються від поверхні моря та дна і зосереджуються в обмеженому шарі води між ними. Це явище може забезпечувати далекобійність акустичних засобів у мілких морях, що має велике значення для наукових та прикладних досліджень.

Моделлю мілкого моря у цій роботі буде плоский регулярний хвилевод із м'якими границями.

Випадок поширення звуку в такому хвилеводі, певна річ, є ідеалізацією моря. Ці умови насправді існують в окремих випадках, наприклад у разі мулистого морського дна. Однак розгляд особливостей поширення звуку в мілкому морі доцільно почати для випадку ідеалізованих границь із методичних міркувань, адже розв'язки в цьому випадку досить прості й зручні для аналізу. Що стосується «гладкості» поверхні моря та дна: це можна припустити, якщо розміри нерівностей менші за половину довжини хвилі у середовищі.

1.2. Аналіз літературних даних

В задачах про формування і поширення акустичних хвиль в утвореннях хвилеводного типу суттєву роль відіграють умови, тип, просторові та енергетичні характеристики сферичних джерел акустичного сигналу [1]. Вказані характеристики в більшості фундаментальних праць подані узагальнено [1], що не задовольняє багатьом сучасним задачам гідроакустики. Так, задачі утворення комунікаційних підводних каналів, розробки засобів підводного зв'язку та телеметрії вимагають знання тонкої структури акустичного поля в ближній і дальній зонах. Такий підхід має містити нові постановки та використання вдосконалених методів розв'язку. Проте, в традиційній постановці задачі

випромінювання звуку в хвилеводі в рамках задачі Штурма-Ліувіля та положень щодо власних функцій [2] також використовувались спрощені ситуації. І хоча праці [1, 2] ґрунтовно визначають постановки щодо роботи сферичного джерела біля ідеальної границі в інтегральному поданні, питання інтерференційної взаємодії плоских і сферичних хвиль підлягають подальшому аналізу і дослідженню. Крім того, розвиток постановок хвильових задач має передбачати деталізацію процесів поширення акустичних збурень з урахуванням зворотного впливу відбитого і розсіяного поля на роботу джерела.

Такі задачі потребують залучення своєрідного замітника, який допоможе при використанні традиційних основ опанувати більш високий рівень відомостей про предмет досліджень. Таким замітником може виступити саме метод часткових областей.

Розробка, впровадження та використання методу часткових областей в задачі акустики триває вже достатньо довго і ґрунтовно подані в роботі [3]. Метод передбачає вибір областей робочого середовища, наближених до канонічних геометричних фігур та складання функціональних рівнянь щодо умов спряження та умови Зоммерфельда вздовж каналу хвилеводу [1].

Проте, обсяг задач виявився настільки великим, а самі задачі настільки складними, що повільність опанування нових результатів виявляється виправданою.

Варто зауважити, що задачу звужували та конкретизували в рамках відбиття сферичної хвилі од акустичних границь. Ця задача до кінця не розв'язана досі. Одним із розв'язків є, наприклад, розклад сферичного на плоскі хвилі та подальший їхній аналіз. У загальному випадку задачу частково розв'язали, проте ці вирази не є розрахунковими та не придатні для поглибленого аналізу [7].

Робота Гуннара Таральдсена у 2005 році узагальнила та доповнила всі попередні здобутки про відбиття сферичної хвилі від плоскої поверхні. Крім електромагнітних хвиль (Коллін, 2004), проблема також актуальна для звукових хвиль у відкритому просторі (Аттенборо, 1988, та Емблтон, 1996; Рудник, 1957).

Суттєві результати отримали Бреховських (1999), Саломон (2001), а також Баннос (1966), Баєс (1996), Міхель (2002). Також слід згадати внески Рудника (1947) та Інгарда (1951), оскільки вони стали класичними. Чента Сорока (1975 і 1980) представили приблизне рішення. Важливість та актуальність теми видно з кількості літератури на цю тему [9-22]. Із найсучасніших публікацій на цю тему можна відзначити роботи [34] і [35]

Відбиття сферичної хвилі від плоскої поверхні досліджують досі, уточнюючи, корегуючи та доповнюючи попередні здобутки. Складність задачі розкриває нові області для дослідження, а саме пошук коефіцієнтів відбиття сферичної хвилі від плоских поверхонь, при чому різні граничні умови поверхонь відбиття та режимів роботи джерела звуку вимагають певних підходів, які можуть давати різні результати.

Таким чином, задача багатогранна та об'ємна.

У роботі Касаткіна (2011) досліджують випадок саме імпедансної границі та нехтують формою та режимом роботи джерела звуку. А в роботі Чінгана Лі (2017) досліджували тільки ближнє поле випромінювача, так само нехтуючи формою та режимом роботи джерела звуку. До того ж приведені результати є загальними та малопридатними для розрахунків [22-24].

Безперечно, сучасний стан проблеми мілких морів вимагає суттєвої деталізації процесу формування акустичних полів при роботі як імпульсними так і монохроматичними сигналами [3, 4], в звичайній чи в наскрізній [5], постановці. Проте, перехід до імпульсних режимів має базуватися саме на традиційних розв'язках задач математичної фізики [6] щодо монохроматичних режимів роботи і цілком відповідає основним підходам методу часткових областей.

Все це дозволяє стверджувати, що доцільним є проведення дослідження, присвяченого застосуванню методу часткових областей до визначення особливостей формування акустичного поля ускладненим джерелом в плоскопаралельному регулярному хвилеводі з врахуванням багатомодовості.

1.3. Основні положення методу часткових областей

Метод часткових областей (англ. Partial Element Equivalent Circuit Method, PEEC) – це числовий метод розв'язання задач електромагнітної сумісності (ЕМС) та аналогічних задач у ділянках обмежених границями. Цей метод часто використовується в акустиці для розрахунку звукового тиску та інших параметрів у вузьких зондах та дифракційних об'єктах.

Метод часткових областей базується на тому, що акустична область розділяється на кілька частин, які називаються частковими областями. Кожна часткова область моделюється окремо за допомогою математичних рівнянь, що описують залежність звукового тиску від різних фізичних параметрів, таких як густина, швидкість поширення звуку тощо.

У кожній частковій області встановлюються граничні умови для звукового тиску, які враховуються при обчисленні значень тиску у сусідніх часткових областях. Загальне рішення для звукового тиску в акустичній області отримується шляхом комбінування окремих рішень для кожної часткової області.

З його допомогою можна вдаватися до моделювання складних геометричних форм та неоднорідних середовищ. Крім того, цей метод може бути застосований для розрахунку звукового тиску від джерел з різними формами та спектрами.

Однак, метод часткових областей має певні обмеження, зокрема він може бути неефективним для великих просторових областей та вимагає значної обчислювальної потужності для обчислення точних розв'язків.

Порівняно з іншими методами досліджень в акустиці, такими як аналітичні методи, числові методи повної області та інші, метод часткових областей має кілька переваг:

1. Він дозволяє моделювати складні геометрії та неоднорідні середовища, що не можуть бути вирішені аналітично;
2. Він дозволяє використовувати різні числові методи для розв'язування задач в окремих часткових областях, що може бути ефективнішим за часом та ресурсами;

3. Він може бути застосований для дослідження різних типів акустичних задач, таких як поширення звуку в складних середовищах, акустичне випромінювання, розповсюдження ультразвуку та інше;
4. Він може бути застосований для дослідження нестационарних процесів.

Загалом, метод часткових областей є потужним та універсальним інструментом для дослідження акустичних задач та має свої переваги порівняно з іншими методами досліджень. Однак, він також має деякі недоліки, такі як складність розробки моделей та необхідність великої кількості ресурсів для обчислення, що можуть бути обмеженнями для його застосування в деяких випадках. Крім того, існують певні обмеження на розміри часткових областей, які можуть вплинути на точність отриманих результатів. Тому, вибір методу дослідження залежить від конкретної задачі та вимог щодо точності та швидкодії обчислень.

Висновки до розділу 1

В результаті аналізу сучасного стану проблеми є підстави сподіватися на отримання нових результатів та на подальше просування запропонованих підходів. Відтак слушним буде проведення наукового дослідження, спрямованого на дослідження можливостей використання методу часткових областей для аналізу специфіки формування акустичного поля у складних джерелах в плоскопаралельному регулярному хвилеводі з урахуванням багатомодовості.

Внаслідок цього можна виділити наступні завдання:

1. Сформулювати задачу випромінювання звуку сферичним джерелом у плоскопаралельному регулярному хвилеводі з акустично м'якими границями;
2. Вибрати відповідні координатні системи та визначити форми та кількість часткових областей; сформулювати системи функціональних рівнянь для задачі формування акустичного поля;
3. Знайти розв'язки задач та невідомі коефіцієнти розкладень полів; провести розрахунки та підтвердити їх експериментально.

РОЗДІЛ 2

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ ВИПРОМІНЮВАННЯ ЗВУКУ СФЕРИЧНИМ ДЖЕРЕЛОМ В ПЛОСКО-ПАРАЛЕЛЬНОМУ РЕГУЛЯРНОМУ ХВИЛЕВОДІ З АКУСТИЧНО М'ЯКИМИ ГРАНИЦЯМИ

Звукові явища, пов'язані з поширенням звуку в морі, залежать від властивостей водного середовища та граничних середовищ, таких як дно та поверхня. Якщо мова йде про мілке море, необхідно враховувати вплив обох границь.

Моделлю мілкого моря будемо розглядати плоский регулярний хвилевід з комбінованими границями.

Хоча це є ідеалізацією моря, такі умови існують у деяких випадках, наприклад, на кам'янистих морських днах. Для випадку ідеалізованих границь розгляд особливостей поширення звуку в мілкому морі є доцільним з методичних міркувань, оскільки розв'язки в цьому випадку досить прості й зручні для аналізу. Щодо «гладкості» поверхні моря та дна, можна припустити, що нерівності менші за половину довжини хвилі у середовищі. Вивчення поширення звуку в мілкому морі є важливою задачею, яка може допомогти краще зрозуміти його властивості та вплив граничних умов на цей процес.

Щодо джерела звуку в математичній моделі будемо використовувати сферичне джерело. Це дає певні переваги. По-перше, сферична форма джерела дозволяє забезпечити рівномірне розподілення звукової енергії в усіх напрямках, що є важливим для дослідження поширення звуку в усьому об'ємі моря. По-друге, сферична форма джерела забезпечує симетрію системи, що дозволяє спростити математичні розрахунки та отримати більш точні результати.

Крім того, сферичне джерело звуку можна розглядати як ідеалізований випадок для багатьох реальних джерел, таких як акустичні генератори або морські тварини, що є джерелом звуку. Таким чином, дослідження поширення звуку від

сферичного джерела може мати практичне значення для розуміння та моделювання реальних акустичних систем.

Нарешті, дослідження поширення звуку від сферичного джерела є досить поширеною задачею в акустичній науці, що дозволяє порівняти та перевірити отримані результати з іншими дослідженнями та експериментальними даними.

2.1. Постановка і вихідні співвідношення задачі

Будемо розглядати хвильову задачу про роботу в обмеженому пружному середовищі пульсуючого сферичного монохроматичного перетворювача — випромінювача звукових хвиль. Вважатимемо, що робочий простір сфери утворено між двома паралельними плоскими акустично м'якими безкінечними нерухомими границями (рис. 2.1). акустичного імпульсу.

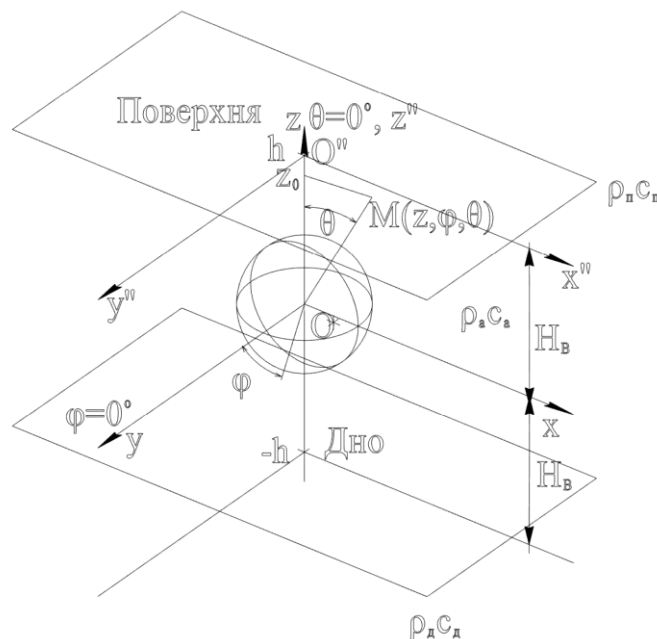


Рис. 2.1. Спрощена модель хвильоводного каналу мілкого моря

Для простоти і симетричності задачі будемо вважати обидві поверхні хвильовода акустично м'якими. У деяких випадках це можливо. Наприклад, якщо дно складається з м'яких осадових порід, таких як глини, піски або мул. Такі породи можуть демпфувати акустичні хвилі, що проникають у них, і приглушувати їх

розповсюдження. Також, наявність великої кількості мікроорганізмів у ґрунті може знижувати швидкість поширення акустичних хвиль через взаємодію з мікроскопічними часточками ґрунту.

Звісно у разі, коли дно складається з твердих порід, таких як граніт або базальт, його важко вважати акустично м'якою границею, оскільки такі породи здатні відбивати акустичні хвилі. Тому в таких випадках необхідно розглядати морське дно як акустично тверду границю. Звідси можна і варто висувати, що задача доволі багатогранна і має сенс розглянути різні випадки комбінації границь. У поточній же роботі розглянемо симетричні границі (при чому з однаковими хвильовими опорами), та розуміємо, що можна в подальшому розглянути і інші випадки.

Акустичний імпеданс середовища позначимо $\rho_0 c_0$. Акустичні імпеданси відповідно поверхні та дна покладемо рівними один одному: $\rho_{\text{п}} c_{\text{п}} = \rho_{\text{д}} c_{\text{д}}$.

Будемо працювати одразу в кількох координатних системах: декартовій тривимірній та сферичній. Декартова система координат ліпша для сприйняття, а також використовується для візуалізації розрахунків у програмному середовищі MATLAB. Сферична система координат ліпша для опису поля, яке буде створювати в хвилеводі сферичне джерело звуку.

Канал розглянемо в прямокутних O, x, y, z ; O', x', y', z' ; O'', x'', y'', z'' ; O_I, x_I, y_I, z_I та сферичній O', r, φ, θ , системах ($z_0 = r \cos(\theta)$; $x_0 = r \sin(\theta)$).

Центри O та O' прямокутних координат O, x, y, z та O', x', y', z' рознесено на відстань $H_s = H/2 = h$, де H – ширина хвилеводу (глибина моря), а центр сферичних координат O' суміщено з фазовим центром сферичного джерела, яке має зовнішній радіус a . Сам перетворювач при розсіянні ним відбитих від границь хвиль, є імпедансним, має повністю електродовані поверхні та випромінює хвилю нульового порядку відомої амплітуди $p_0 = 1$.

Після підведення електричного збудження, коливання сфери відбуваються виключно у вигляді пульсуючих рухів. Це зумовлено не тільки її геометричною формою, але і видом електродування. Якщо б робоче середовище було необмеженим, то джерело мало б працювати тільки на нульовій моді та створювати

сферичні хвилі, які поширюються у вигляді концентричних сферичних поверхонь. Однак, після першого відбиття від границь, таких як поверхня моря і дно, хвильова картина має змінюватись. Це відбувається завдяки виникненню розсіяного поля сфери та перевідбиття акустичних хвиль від границь хвильоводу.

Отже, суперпозиція поля розсіяння, прямого поля перетворювача та поля відбитого від поверхонь хвильоводу утворюють у робочому просторі деяке повне поле.

Вище зазначені обставини (симетрія хвильовода і джерела звуку) дають підстави перейти від тривимірної задачі до двовимірної. Ба більше: позаяк хвильова картина є центрально симетричною і поділеною на квадранти I, II, III, IV, буде достатньо навести розв'язок задачі для області I і IV ($0 \leq \theta \leq \pi$) з подальшим спряженням результатів визначення звукового потенціалу (або тисків) вздовж осей O', x', O', y', O', z' , (рис. 2.2). Також це дає можливість перейти від сферичної до полярної системи координат і розглядати ситуацію лише відносно кутів θ .

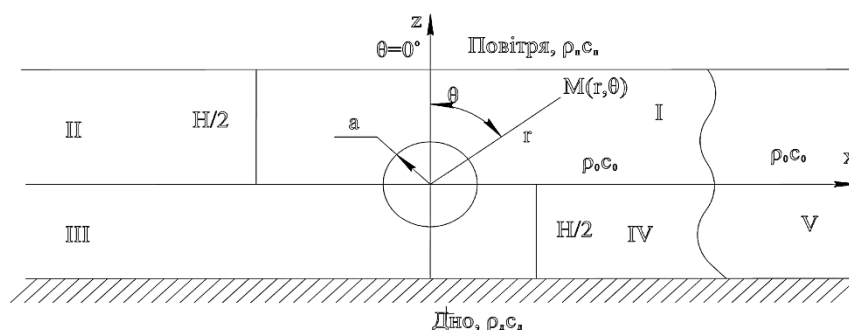


Рис. 2.2. Плоска модель хвильоводного каналу мілкого моря з указаними квадрантами

Відтак, ситуація формування поля припускає використання методу часткових областей [4] з виконанням силових або кінематичних умов спряження.

Таким чином розглянемо збудження хвильоводу і формування в ньому акустичного поля з кількох позицій.

Перший етап полягає у створенні складових ближнього поля сферичного джерела з номерами n (0, 1, 2, 3 ...) та m (0, 1, 2, 3 ...) в точках робочого простору

перетворювача, починаючи від поверхні I до межі областей I, IV, V. Саме з умовної області V починається формування нормальних хвиль з вказаними номерами n та m . Це проілюстровано на рис. 2.2.

Другий етап передбачає забезпечення виконання умов спряження на границях областей, які можуть бути силового або кінематичного типу.

Звичайно, немає різкого поділу поля між квадрантами I, II, III, IV та V, і межа I, IV та V визначає лише границю області плавного переходу від поля в областях I, IV до поля в області V.

Для вирішення задачі випромінення звуку та формування поля в хвилеводі необхідно визначити коефіцієнти збудження нормальних хвиль. Це можна зробити, знаючи розподілення сили, тиску або коливальної швидкості частинок середовища в деякому перетині хвилеводу. Важливо, щоб суміжні перетини хвилеводу мали такі ж самі значення тиску. Це можна забезпечити використовуючи умови спряження за методом часткових областей, які описують залежності між значеннями тиску на різних перетинах хвилеводу.

Наприклад, для вивчення динаміки акустичного поля в хвилеводі можна використовувати відповідні функціональні рівняння та виконувати розрахунки, використовуючи умови спряження. Врахування умов спряження за методом часткових областей є важливим етапом в розв'язанні задачі випромінення звуку та формування поля в хвилеводі. Для досягнення точного результату необхідно дотримуватися цих умов та враховувати їх при розрахунках.

2.2. Складання системи функціональних рівнянь задачі формування акустичного поля

В якості джерела для задачі формування акустичного поля в плоскопаралельному хвилеводі виступає поле багатомодового перетворювача $\Psi_{mn}^{cf}(r, \varphi, \theta)$ в часткових областях I–IV, як для окремих мод, так і для їх суперпозиції:

$$\Psi_{\Sigma}^{\text{c}\Phi}(r, \varphi, \theta) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \Psi_{mn}^{\text{c}\Phi}(r, \varphi, \theta) = \sum_{n=0}^{\infty} \Psi_n^{\text{c}\Phi}(r, \theta). \quad (2.1)$$

Для визначення поля в хвилеводі будемо використовувати суперпозицію нормальних хвиль.

Тобто, якщо ми знаємо місце розташування умовної граничної області між ближнім та дальнім полем x_0 (далі будемо її називати «робочим простором сфери»), то ми можемо обчислити поле, яке буде результатом суперпозиції цих хвиль:

$$\Psi_{\Sigma}^{\text{дж}}(x, y, z) = \sum_{q=0}^{\infty} \Psi_q^{\text{c}\Phi}(x, z). \quad (2.2)$$

Беремо до уваги, що модовий склад поля в робочому просторі може бути відмінним од складу нормальних хвиль самого хвилеводу. За таких умов порядок дій для розв'язання задачі передбачає таке:

- застосування методу часткових областей шляхом складання функціональних рівнянь і знаходження розв'язків однорідного рівняння Гельмгольца для кожної часткової області;
- використання методу Фур'є для розв'язку однорідного рівняння Гельмгольца за граничних умов Дірихле та Неймана в рамках задачі Штурма-Ліувіля [2, 7];
- використання властивостей ортогональності хвильових функцій на інтервалах $(0; H)$, $(0; \pi)$, $(0; 2\pi)$.

Розглянемо акустичне поле в робочому просторі (області I, IV) відносно поля тисків $p(r, \varphi, \theta)$ поданого однорідним рівнянням Гельмгольца:

$$\Delta p(r, \varphi, \theta) + k^2 p(r, \varphi, \theta) = 0. \quad (2.3)$$

Тобто, розв'язки для кожної часткової області мають задовольняти рівняння Гельмгольца (3), в якому Δ – оператор Лапласа, $k = \omega/c_0$ – хвильове число, взяте для необмеженого середовища.

При цьому співвідношення швидкостей звуку в повітрі c_{π} і воді c_0 відповідає нерівності $c_{\pi} < c_0$, що виключає існування критичних кутів при похилому падінні звуку з товщі водозаповненого хвилеводу.

Загальний розв'язок проведено шляхом побудови системи функціональних рівнянь відносно тисків та спираючись на розкладення (1) і (2):

$$\begin{aligned}
 p_{\Sigma}^I &= p_{\Sigma}^I(r, \theta), 0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}, a \leq r \leq R; \\
 p^I(x, z)|_{x=x_0; z=\frac{H}{2}} &= 0; R_p^I = W_p(\theta); \\
 p_{\Sigma}^{IV} &= p_{\Sigma}^{IV}(r, \theta), \frac{\pi}{2} \leq \theta \leq \pi, a \leq r \leq R; \\
 p^{IV}(x, z)|_{x=x_0; z=0} &= 0; R_p^{IV} = W_p(\theta); \\
 p_{\Sigma}^I &= p_{\Sigma}^V(r, \theta); p_{\Sigma}^{IV} = p_{\Sigma}^V(r, \theta); x = x_0; 0 \leq z \leq H; \\
 v^{I,IV}(r, \theta)|_{r=a} &= \frac{1}{i\omega\rho} \frac{\partial p_{\Sigma}(r, \theta)}{\partial r} \Big|_{r=a}; \\
 Z^{I,IV} &= \frac{p_{\Sigma}^I(r, \theta)}{v_{\Sigma}^I(r, \theta)}; p_{\Sigma}^{I,IV} = p_{\Sigma}^V(r, \theta); r = R, 0 \leq \theta \leq \pi;
 \end{aligned} \tag{2.4}$$

де $p_{\Sigma}^I(r, \theta), p_{\Sigma}^{IV}(r, \theta), p_{\Sigma}^V(r, \theta)$ – звукові тиски повного поля в робочих просторах I, IV та V відповідно;

$R_p^I = W_p(\theta)$; – коефіцієнт відбиття за тиском при похилому падінні звукової хвилі (кут падіння θ набуває значень в діапазоні $0 \leq \theta \leq \pi$).

Зауважимо, що порядок використання інтервалів змінення кутів «падіння-відбиття» θ вимагає певних коментарів і спрощень, що наведені в подальших розділах;

$Z^{I,IV} = \frac{p_{\Sigma}^I(r, \theta)}{v_{\Sigma}^I(r, \theta)}$ – питомий опір середовища сферичної хвилі, $p_{\Sigma}^V(r, \theta)$ – акустичний тиск, $v_{\Sigma}^V(r, \theta)$ – коливальна швидкість (записано для зовнішньої поверхні в областей I, IV в межах змінення кута $0 \leq \theta \leq \pi$).

2.3. Постановка задачі для формування акустичного поля відбитої сферичної хвилі від акустично м'якої границі

Щоб врахувати вплив відбитого поля від границь хвилеводу, необхідно його обчислити. Проте, наразі ця задача не є повністю вирішеною. Одним з можливих розв'язків є розклад сферичного поля на плоскі хвилі та подальший їх аналіз. В загальному випадку, задача частково вирішена, але отримані вирази варто деталізувати.

Це проміжна задача, яка була поставлена та розв'язана в рамках виконання дисертаційної роботи. Її розв'язання не передбачає застосування методу часткових областей, а суто розклад сферичних хвиль на плоскі з подальшим їх аналізом.

Вихідні дані для цієї задачі подібні до описаних вище, проте мають певні відмінності. Розглянемо їх.

Нехай задано плоско паралельний хвилевод шириною H , який моделюватиме мілке море, з акустично м'якими границями, як описано в розділі 2.2. Введемо системи прямокутних і сферичних координат (Рис. 2.3). На вісі хвилеводу рівновіддалено від границь (дно, поверхня) розміщено перетворювач у вигляді сфери радіусом a . Перетворювач має фіксовані хвильові розміри, які не дають можливості вважати його монополю. Такий випромінювач утворює в середовищі сферичну хвилю нульового порядку. Зазначені вище (у розділі 2.2) умови симетрії границь та джерела дозволяють розглянути плоску задачу.

Акустичне поле в хвилеводі визначається рівнянням Гельмгольца, записаному для сферичних координат із залученням граничних умов на вказаних плоских поверхнях.

Результуюче поле розраховується з врахуванням наявності перешкод у вигляді плоских та сферичних поверхонь і сферичних хвиль, що відбиті плоскими границями. Отже, необхідним є приведення у відповідність типів хвиль – відповідним поверхням.

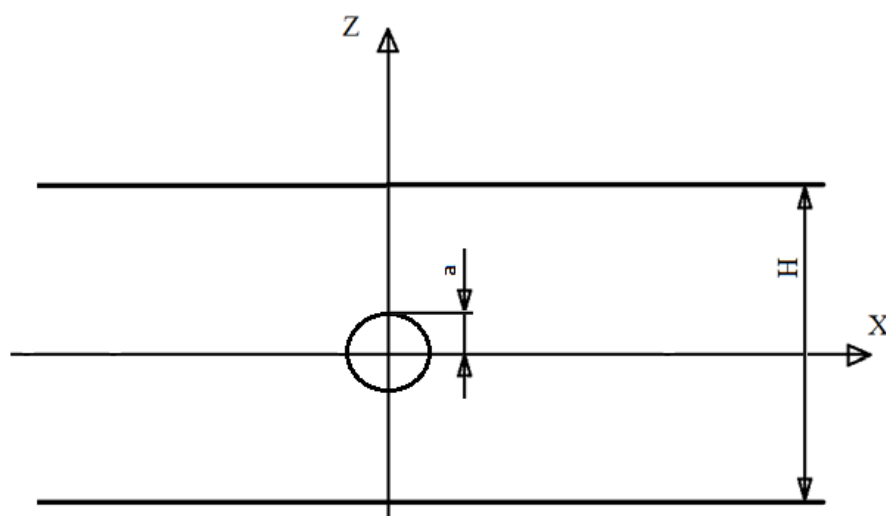


Рис. 2.3. Плоска модель хвиеводного каналу мілкого моря

До того ж, через малість хвильового розміру джерела, обраних глибини, місця розташування розглядаємо лише однорідні хвилі. [22]

Звукове поле, створене сферою, описується класичними співвідношеннями, а саме:

$$p_0 = \frac{1}{r} e^{i\omega t} ; \quad (2.5)$$

де ω – колова частота, r – відстань від початку координат до точки спостереження з координатами (x, y, z) у прямокутній системі координат (ПСК), вона ж відстань r у сферичній системі координат (ССК).

Випромінена хвиля досягає поверхонь хвиеводу й відбивається назад. Ця хвиля очевидно потрапить назад на сферу і може вплинути на режим її роботи. Густина середовища хвиеводу і поверхні відбиття відповідно ρ_1 та ρ_2 , а швидкості звуку відповідно c_1 та c_2 .

Необхідно знайти відбите від поверхні хвиеводу поле тиску, яке утворене описаним вище джерелом для вказаних граничних умов.

Задачі описані в розділі 2.2 і 2.3 будуть розв’язані паралельно в рамках загальної роботи.

Висновки до розділу 2

Складність задачі обумовлює розмаїті та кількісні підходи до її розв’язання. Це вплинуло на постановку двох задач, які будуть розв’язані паралельно з використанням різних методик та підходів.

В рамках основної першої задачі варто відшукати розподілення амплітуд і фаз акустичних тисків або коливальних швидкостей, в акустичному полі випромінювача з урахуванням особливостей формування поля в робочому просторі. Такі розподілення відіграють роль коефіцієнтів збудження нормальних хвиль в хвилеводі. Крім цього варто отримати частотні залежності питомого імпедансу, які характеризують динаміку модового складу джерела при зміні коливального режиму випромінюючої сфери в заданих умовах роботи.

В рамках другої побічної задачі варто розрахувати відбите сферичне поле джерела звуку, яке працює на 0 моді. В рамках цієї задачі слід знайти коефіцієнт відбиття для сферичної хвилі, що є нерозв’язаною задачею. Відтак варто застосувати розклад сферичної хвилі на плоскі та знаходження коефіцієнтів відбиття для такого розкладення.

РОЗДІЛ 3

РОЗВ'ЯЗОК ЗАДАЧІ ФОРМУВАННЯ ВІДБИТОГО ПОЛЯ У ХВИЛЕВОДІ ЗА ДОПОМОГОЮ МЕТОДУ УЯВНОГО ДЖЕРЕЛА

У поточному розділі буде приведено розв'язок та обговорення результатів задачі формування відбитого акустичного поля у хвилеводі з симетричними м'якими границями. Будуть наведені вихідні та розрахункові співвідношення для прямого та відбитого поля акустичного тиску у хвилеводі з симетричними м'якими границями. Описані основні етапи отримання вказаних співвідношень, а також підхід та метод аналізу поля у хвилеводі для випадку, коли джерело звуку є не точковим, а сферичним.

Розглянуто симетричну задачу в межах першого квадранту.

Для аналізу відбитого поля пряме сферичне було представлене набором плоских нормальних хвиль. Співвідношення для відбитого поля були отримані, розкладаючи сферичну хвилю на плоскі. Для опису апроксимованого відбитого поля уздовж вісі OZ було знайдено коефіцієнт відбиття. Цей коефіцієнт можна використовувати в подальших дослідженнях, зокрема для розширення обчислень поля відбиття на весь перший квадрант, оскільки задача має симетричне рішення. Це можна зробити за допомогою методу уявного джерела. Розрахунки проводилися для різних глибин хвилеводу та робочих частот. У моделі хвилевод заповнено водою, а обмежено повітрям, тому границі хвилеводу є акустично м'якими.

Дані співвідношення можна використовувати в подальших дослідженнях. Оскільки задача має симетричне рішення, то для розширення обчислень поля відбиття на всі чотири квадранти можна скористатися методом уявного джерела.

Для розрахунку відбитого поля у довільній точці першого квадранту приведені співвідношення, що залучають напрацювання щодо створених на межі хвилеводу зон Френеля.

Результати такого дослідження головню представлені в роботі [52].

Отримані результати є базовими і можуть бути застосовані для формулювання та розв'язання задач щодо озвучування мілких морів у пружних та гідроелектропружних постановках.

3.1. Розв'язання задачі

Розкладемо сферичну хвилю (2.5) у набір плоских, згідно з класичним підходом (описано у роботі [24] та [46]):

$$p_0 = \int_0^{\frac{\pi}{2}} J_0(kr \cdot \sin\theta) \cdot e^{ikz \cdot \cos\theta} \cdot \cos\theta d\theta, \quad (3.1)$$

де i – комплексна одиниця, k – хвильове число для нескінченного простору, $J_0(x)$ – функція Бесселя нульового роду нульового порядку, r – відстань від початку координат до точки спостереження з координатам (x, y, z) , θ – зенітний кут у сферичній системі координат (далі СФК), z – положення точки спостереження у прямокутній системі координат (далі ПСК). Для розкладу будемо використовувати виключно однорідні хвилі.

Оскільки джерело генерує пульсуючу хвилю, то формується симетричне поле в усіх напрямках. Ця хвиля також симетрична відносно початку координат, тому для аналізу можна обмежитися лише площиною XOZ і першим квадрантом, як зображено на Рис.2.3.

Відбите поле буде мати такий же фронт і може бути описане відповідно до виразу (3.1), а саме так:

$$p_1 = \int_0^{\frac{\pi}{2}} R_p J_0(kr \cdot \sin\theta) \cdot e^{-ik(z-z_0) \cdot \cos\theta} \cdot \cos\theta d\theta, \quad (3.2)$$

де R_p – деякий коефіцієнт відбиття за тиском, що залежить від кута θ , z_0 – положення границі розподілу середовищ.

Оскільки джерело звуку знаходиться в початку координат, то для опису відбитого поля слід внести зміни в вираз (3.1). Щоб описати відбите звукове поле, потрібно ввести додаткову систему координат, яка відрізняється від поточної системи лише іншим положенням вздовж осі OZ, а саме вона зсунута на відстань

z_0 по вісі OZ. Позаяк відбита хвиля рухатиметься у протилежному напрямку, то у степені експоненти присутній мінус. Нова система координат зміщена, а тому потрібно буде замінити z на $(z - z_0)$. До межі розподілу середовищ пряма хвиля пройде певний шлях, а тому її амплітуда згасне за рахунок розходження фронту. Тому на границі її амплітуда, очевидно, буде менша, ніж біля початку координат. Через це початок координат потрібно буде змістити ще на відстань z_0 , щоб врахувати для відбитої хвилі згасання амплітуди внаслідок розходження фронту. Враховуючи це все вище зазначене, варто замінити z саме на $(z - 2z_0)$.

Для проведення розрахунків слід установити коефіцієнт відбиття $R_p(\theta)$.

Розглянемо напрямок уздовж вісі OZ (рис. 3.1). Кут θ , що є змінною інтегрування, водночас визначає напрямок кута у ССФ для опису плоскої хвилі, яка падає у точку спостереження. Таким чином сферичне поле з певним наближенням може бути подано у вигляді нескінченної суми кількості плоских хвиль, що надходять у точку спостереження з певного напрямку θ від 0° до 90° (визначаються межами інтегрування) і з певним ваговим коефіцієнтом.

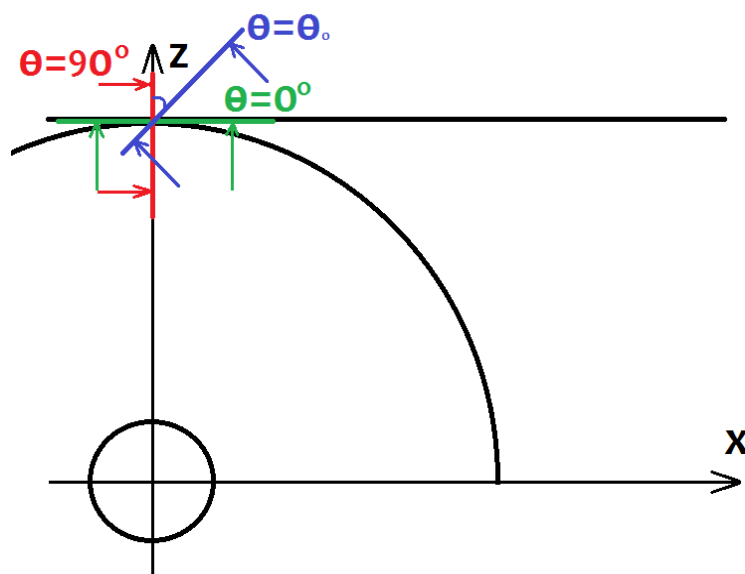


Рис.3.1. Подання сферичної хвилі набором плоских на межі розподілу середовищ

На межі розподілу середовищ ці плоскі хвилі мають відбитися зі своїми коефіцієнтами відбиття $R_p(\theta)$. Коефіцієнт відбиття за тиском для звичайного падіння плоскої хвилі на межу розподілу середовищ має вигляд

$$R_p(\theta) = \frac{\rho_2 c_2 \cos \theta - \rho_1 c_1 \sqrt{1 - \left(\frac{c_2}{c_1}\right)^2 \sin^2 \theta}}{\rho_2 c_2 \cos \theta + \rho_1 c_1 \sqrt{1 - \left(\frac{c_2}{c_1}\right)^2 \sin^2 \theta}}, \quad (3.3)$$

де θ – кут падіння хвилі. Тут видно, що кути падіння плоскої хвилі на межу розподілу середовищ у виразі (3.3) і кути падіння плоских хвиль у точку спостереження для даного випадку збігаються. Звідси виснуємо, що співвідношення (3.3) можна застосувати як коефіцієнт відбиття для виразу (3.2). Вираз (3.3) можна застосувати і для описання відбитого поля вздовж осі OZ.

3.2. Моделювання та обговорення результатів

Розрахунки проводилися з метою ілюструвати результати, а також для порівняння методу їх з класичним представленням.

Для розрахунків було взято такі розрахункові значення:

- глибина хвилеводу $H=200$ м,
- частота роботи сфери $f=\{100; 250\}$ Гц,
- радіус сфери $a=1$ м.

Розрахунки були проведені в середовищі MATLAB. Код програми для розрахунку приведено у додатку А.

На рисунках 3.2 і 3.3 зелена пунктирна лінія представляє поле прямого звукового тиску, розраховане за формулою (2.3).

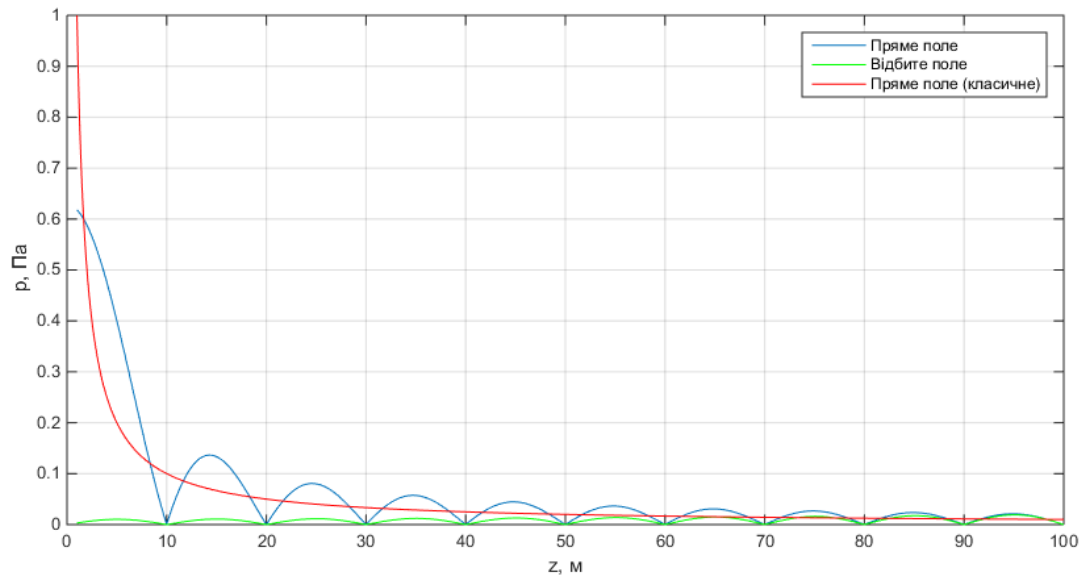


Рис. 3.2 Поле тиску у хвилеводі вздовж напрямку OZ для частоти $f=100$ Гц

Синій колір показує апроксимацію прямого поля за допомогою виразу (3.1). Червоним кольором показано апроксимацію відбитого поля за допомогою розрахункового виразу (3.2).

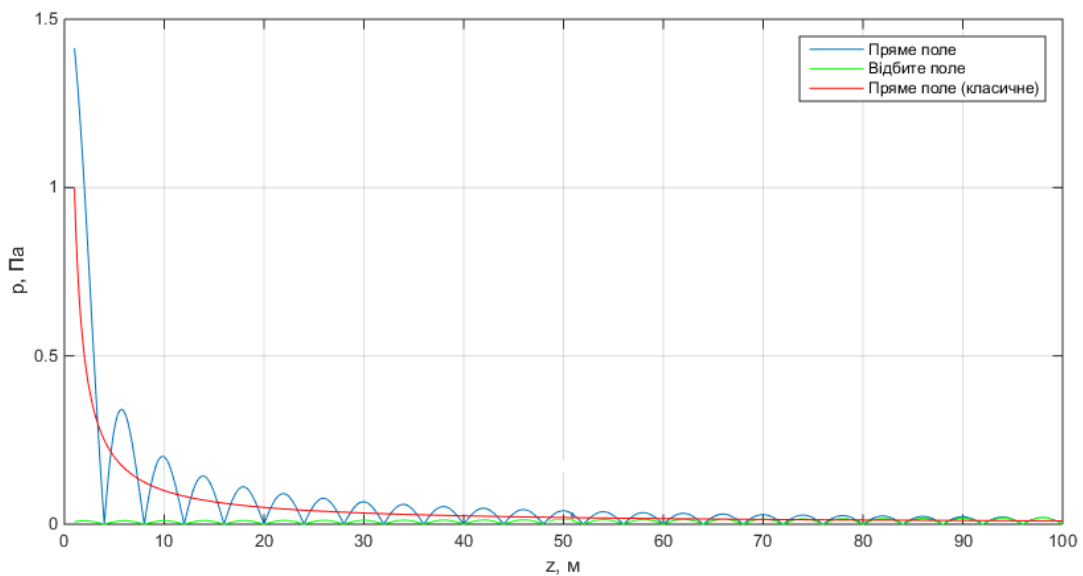


Рис. 3.3 Поле тиску у хвилеводі вздовж напрямку OZ для частоти $f=250$ Гц

Позаяк для моделювання було використано лише нормальні хвилі, апроксимація відтворює сферичне поле з деяким наближенням. Відхилення від

справжнього поля зростають для менших значень kr , де k – хвильове число, а r – відстань від джерела. Однак, для великих значень kr відхилення менші, і точність апроксимації зростає.

На межі розподілу середовищ значення прямого та відбитого поля збігаються, що відповідає граничним умовам.

Розрахункових вирази (3.1-3) можна використати в подальших дослідженнях. Зокрема, вирази можна використовувати для розрахунку відбитого поля на весь I квадрант, бо задача є симетричною.

Для розрахунку відбитого поля на весь I квадрант можна використовувати так званий метод уявного джерела. Цей метод полягає в тому, що замість реального джерела світла використовується уявне джерело, яке знаходиться на симетричній відстані від границі середовища. Це дозволяє зменшити складність обчислень та розширити область застосування розрахунків.

Коли потрібно розрахувати відбите поле для довільної точки у першому квадранті варто врахувати створені на поверхні відбиття зони Френеля:

$$d_n = \sqrt{R_n^2 - \left(\frac{H}{2}\right)^2}, \quad (3.4)$$

де n – номер зони Френеля, R_n – відстань од початку координат до границі n -ої зони Френеля, яка розраховується з урахуванням фазового набігу, що визначається довжиною хвилі λ :

$$R_n = \frac{H}{2} + n \frac{\lambda}{4}, \quad (3.5)$$

Зенітний кут θ_n для положення зони Френеля у сферичній системі координат визначаємо таким чином:

$$\theta_n = \arcsin\left(\frac{0,5H}{R_n}\right), \quad (3.6)$$

Відбите поле своєю чергою буде апроксимоване рядом з використанням нормальних хвиль:

$$p_1 = \sum_{n=0}^{\infty} B_n J_0(kz)(2n+1)i^n \cos \theta'_n \cdot \cos \theta, \quad (3.7)$$

де B_n – коефіцієнт, який обрховується з використанням виразу (3.2) таким чином

$$B_n = ik \int_{\theta_{n-1}}^{\theta_n} R_p J_0(kr \cdot \sin \theta) \cdot e^{-ikz_0 \cdot \cos \theta} \cdot \cos \theta d\theta \quad (3.8)$$

де R_p – шукаємо з використанням формули (3.3) $\theta=\theta'_n$, а θ'_n знаходимо таким чином:

$$\theta'_n = \theta_n - \frac{\theta_n - \theta_{n-1}}{2} \quad (3.9)$$

У тому разі, коли $n=0$ – $\theta_0=0$. Ряд (3.7) є збіжним, обрахунки можна проводити, доки B_n не стане на порядок меншим за B_l .

Висновки до розділу 3

У поточному розділі було розв'язано задачі відбиття акустичної хвилі від м'яких поверхонь (які представляють границі хвилеводу).

Тут було наведено таке:

- розрахункові вирази для апроксимації прямого поля (з урахуванням тільки однорідних хвиль);
- розрахункові вирази для апроксимації відбитого поля вздовж напрямку OZ;
- загальні вирази та вказівки для знаходження відбитого поля в першому квадранті з урахуванням зон Френеля.

Отримані результати є базовими та можуть бути застосовані для формулювання та розв'язання задач озвучування мілководних морів у рамках пружних та гідроелектропружних моделей.

РОЗДІЛ 4

РОЗВ'ЯЗОК ЗАДАЧІ ФОРМУВАННЯ ВІДБИТОГО ПОЛЯ У ХВИЛЕВОДІ ЗА ДОПОМОГОЮ МЕТОДУ ЧАСТКОВИХ ОБЛАСТЕЙ

У поточному розділі буде приведено розв'язок та обговорення результатів задачі формування відбитого акустичного поля у хвилеводі з симетричними м'якими границями з використанням методу часткових областей. Будуть наведені вихідні та розрахункові співвідношення для повного поля акустичного тиску у хвилеводі з симетричними м'якими границями. Описані основні етапи отримання вказаних співвідношень.

Розглянуто симетричну задачу в межах першого квадранту, а також поширено результати на весь хвилевід.

Алгоритм розв'язування ґрунтується на використанні рівняння Гельмгольца та методу Фур'є для кожної часткової області, а також умов спряження на їх границях. У представленому розрахунку не використовуються ідеалізовані граничні умови на поверхні джерела, що дозволяє визначити коефіцієнти збудження мод хвилеводу в рамках задачі Штурма-Ліувіля. Врахування граничних умов на поверхні та дні моря, а також врахування умови Зоммерфельда, дозволили отримати точніший розподіл поля в вертикальних перетинах хвилеводу.

Задача розв'язана в різних системах координат: теоретично більше в сферичних, а для розрахунків – у плоских декартових.

Напрацьовані вихідні співвідношення для знаходження та розрахунку акустичного імпедансу на поверхні джерела.

4.1. Розв'язання задачі. Пошук акустичного тиску

Для розв'язку за умови абсолютного інтегрування (щодо акустичних тисків та акустичного потенціалу) залучено метод Фур'є, властивості ортогональності хвильових функцій, метод часткових областей [5].

Запишемо граничні умови на акустично м'якій границі (в ПСК; тут $y=0$, бо поле симетричне вздовж вісі ординат):

$$p^{I,II}(x, 0, z)|_{z=H} = p^{III,IV}(x, 0, z)|_{z=H} = 0, \quad (4.1)$$

де H – глибина хвилеводу.

Додамо також умови спряження силового типу:

$$p^I(x', 0', z')|_{z=H/2} = p^{IV}(x', 0', z')|_{z=H/2}. \quad (4.2)$$

Визначимося з областю I, акустичне поле в якій для n, m -ї нормальної хвилі є симетричним відносно напрямку $\varphi=0^\circ$. Звідси виснуємо, що $m=0$.

Повне поле при цьому буде складатися з такого:

1. Пряме поле, утворене джерелом при роботі на нульовій моді:

$$p_{пр.}^{00} = p^{00}(r, \theta) = -i\omega\rho_0 A_0 h_0^{(1)}(kr) P_0^0(\cos\theta), \quad (4.3)$$

де $h_0^{(1)}(kr)$ – сферична функція Ганкеля першого роду нульового порядку, що описує розбіжні хвилі, $P_0^0(\sin\theta)$ – поліном Лежанра нульового порядку.

2. Створене модами вищих порядків поле:

$$\begin{aligned} p_{пр.} = p(r, \theta) &= -i\omega\rho_0 \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} A_{nm} h_n^{(1)}(kr) P_n^m(\cos\theta) \cos(m\varphi) \Big|_{n,m=0} = \\ &= -i\omega\rho_0 \sum_{n=1}^{\infty} A_n h_n^{(1)}(kr) P_n(\cos\theta) \end{aligned} \quad (4.4)$$

де $h_n^{(1)}(kr)$ – сферична функція Ганкеля першого роду n -порядку для решти розбіжних хвиль; $P_n^m(\sin\theta)$ – приєднана функція Лежанра першого роду порядку m та ступеня n , при цьому коефіцієнт A_0 відмінний від інших коефіцієнтів A_1, A_2 , тощо. Зауважимо, що в ситуації мілких морів шлях од джерела до поверхні й назад на джерело фронт хвилі на початку випромінення пробігає за достатньо малий проміжок часу (частки мілісекунд). Тому чинником (4.3) для монохроматичного

режиму можна знехтувати. Це значить, що надалі будемо використовувати для опису поля лише форму (4.4).

3. Відбите від границі розподілу поле:

$$\begin{aligned} p_{\text{від.}} &= p_{\text{від.}}(r, \theta) = \\ &= -i\omega\rho \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} B_{nm} y_0(kr) P_n^m(\cos\theta) \cos(m\varphi) \Big|_{m=n=0} = \\ &= -i\omega\rho \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} B_{nm} y_0(kr) P_n^m(\cos\theta) \cos(m\varphi) \end{aligned} \quad (4.5)$$

де $B_{nm} = W_p(\theta) A_{nm} \Big|_{n,m=0} = W_p(\theta) A_{n0} = W_p(\theta) A_n$ – коефіцієнт відбиття за тиском; $y_n(kr)$ – сферична функція Неймана другого роду n -го порядку для хвиль, що сходяться.

4. Розсіяне на сферичній поверхні поле:

$$\begin{aligned} p_{\text{роз.}} &= p_{\text{роз.}}(r, \theta) = \\ &= -i\omega\rho_0 \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} C_{nm} h_n^{(1)}(kr) P_n^m(\cos\theta) \cos(m\varphi) \Big|_{m,n=0} = \\ &= -i\omega\rho_0 \sum_{n=0}^{\infty} C_n h_n^{(1)}(kr) P_n(\cos\theta) \end{aligned} \quad (4.6)$$

Тут A_n , B_n і C_n – невідомі коефіцієнти розкладень (4.3-6).

Повне поле тиску в робочому просторі з використанням вищезазначених співвідношень матиме такий вигляд :

$$\begin{aligned} p_{\text{пов.}} &= p_{\text{пр.}} + p_{\text{від.}} + p_{\text{роз.}} = p_{\text{пов.}}(r, \theta) = \\ &= -i\omega\rho_0 \left[\sum_{n=0}^{\infty} \left(A_n j_n(kr) + B_n y_n(kr) \right) P_n(\cos\theta) + \sum_{n=0}^{\infty} C_n h_n^{(1)}(kr) P_n(\cos\theta) \right] = \end{aligned} \quad (4.7)$$

Задача певною мірою звелася до знаходження невідомих коефіцієнтів розкладень (4.3-7) A_n , B_n , C_n акустичного поля в робочому просторі. а також для кожної складової $p_{\text{пов.}}(r, \theta)$ окремо представимо розрахунки.

4.2. Пошук невідомих коефіцієнтів розкладення. Пряме поле

Якщо використовувати п'єзокерамічні сфери як чутливі елементи

ненаправлених приймачів звуку зі суцільним електродуванням, напруження, що виникають в результаті осесиметричних коливань, дорівнюють нулю, і сфера реагує лише на радіальні коливання нульового порядку. Проте в реальних конструкціях п'єзокерамічна сфера має отвір, призначений для введення і герметизації електричного кабеля. Це порушує симетрію чутливого елемента і призводить до появи напружень як результат осесиметричних коливань парних і непарних порядків.

Відтак важливим кроком є врахувати це. До того ж це дозволить знайти деякі невідомі коефіцієнти розкладення.

Враховуючи умови задачі, відомим є лише коефіцієнт A_0 , який дорівнює 1, тоді як коефіцієнти A_n , де $n = 1, 2, 3, \dots$, є невідомими. Для визначення співвідношень відносних амплітуд мод вищих порядків A_n та нульової моди A_0 ми скористаємося результатами роботи [28]. Відповідно до [28] із залученням джерела [29] це відбувається шляхом введення безрозмірного поправочного коефіцієнта Ω_n , поданого у такому вигляді:

$$\Omega_n = \begin{cases} 1, & n = 0 \\ \frac{P_{n+1}(\cos\theta_e) - P_{n-1}(\cos\theta_e)}{(2n+1)(1+\cos\theta_e)} & n = 1, 2, 3, \dots \end{cases} \quad (4.8)$$

де θ_e – кутовий розмір неелектродованої ділянки поверхні сфери (з розкритом не більше як $\theta_e=20^\circ$ при радіусі сфери $a=1$ м). Залежно від конструктивних особливостей, розмір ділянки може впливати на розмір поверхні, яка не була піддана електродуванню, і яка знаходиться навколо технологічного отвору. Цей отвір призначений для введення елементів електричного монтажу в порожнину сфери.

Спираючись на роботи [28, 29], можна покласти $A_{n0}=A_{00}\Omega_n$. Для перших п'яти мод коефіцієнти відповідно становлять:

$$n=0, A_{00}=1, n=1, A_{10}=-0.031, n=2, A_{20}=-0.026, n=3, A_{30}=-0.024, n=4, A_{40}=-0.02. \quad (4.9)$$

У таких умовах збагачення модового складу перетворювача викликано деформацією його поверхні відбитими від границь «вода-дно» і «вода-повітря» хвиль. Зміна поверхні випромінювання очевидно впливатиме на режим роботи

сфери та мінятиме модовий склад випромінюваного ним поля, насичуючи його додатковими модами. Взаємовплив утворених мод обумовлений зв'язком між механічними коливаннями сфери та результатом перетікання енергії від основної форми коливань до вищих. При цьому багатомодовість впливає на імпеданс перетворювача, залежно від динаміки просторово-частотного коливального стану. Варто зауважити, що форма просторової характеристики перетворювача повинна залишатися подібною до традиційних методів [30, 31], які використовують певні типи електродування та включення електродів у коло збудження від генератора.

4.3. Пошук невідомих коефіцієнтів розкладення. Відбите поле

Відбиття сферичної хвилі від нерухомої акустично м'якої границі характеризує вираз (4.5). Невідомими у поточному виразі є коефіцієнти B_{nm} .

Зробимо припущення про те, що коефіцієнт відбиття за тиском необхідно застосовувати для кожної моди коливань шляхом утворення рівності:

$$B_{mn}|_{m,n=0} \leftrightarrow B_{n0} = W_p A_{n0} \quad (4.10)$$

Для з'ясування ситуації знаходження коефіцієнта W_p скористаємося результатами роботи [23]. Позаяк математична модель проста, симетрична та середовища подано суцільними та адіабатичними, є сенс застосувати спрощені підходи. Громіздкість, як було показано в роботі [23], лише підвищить точність та наблизить умови до реальних, а в нашому ж випадку моделі немає сенсу утруднювати і так закладні (як буде показано далі для імпедансу та коливальної швидкості) співвідношення. Тому на тривалому часовому інтервалі і будь-якому розташуванні точки спостереження коефіцієнта відбиття залежить суто від акустичних імпедансів суміжних середовищ таким чином:

$$W_p = \frac{\rho_0 c_0 - \rho_n c_n}{\rho_0 c_0 + \rho_n c_n}. \quad (4.11)$$

Тобто сферична хвиля відбивається від вказаної границі як плоска. Виходячи з положень роботи [32] і [33], а також виконання нерівності $c_0 \gg c_n$ та $c_0 \gg c_d$, застосування формул (4.10), (4.11) відповідає ситуації поширення однорідних

хвиль без обмежень значень кутів θ в діапазоні вказаному у функціональних рівняннях (4.1-4.2), а також (2.4).

4.4. Пошук невідомих коефіцієнтів розкладення. Розсіяне поле

Для визначення невідомого коефіцієнта C_n застосовано розкладення (4.6) та граничної умови з розділу 4.1 (акустичний тиск на акустично м'якій границі дорівнює нулю). Маємо вихідне рівняння:

$$\begin{aligned} p_{\text{пов.}}|_{r=H/2, \theta=0} &= \\ &= -i\omega\rho_0 \left[A_n P_n(\cos 0) j_n\left(\frac{kH}{2}\right) + B_n P_n(\cos 0) y_n\left(\frac{kH}{2}\right) - \right. \\ &\quad \left. - C_n h_n^{(1)}(kH/2) P_n(\cos 0) \right] = \\ &= -i\omega\rho_0 \left[A_n j_n\left(\frac{kH}{2}\right) + B_n y_n\left(\frac{kH}{2}\right) - C_n h_n^{(1)}\left(\frac{kH}{2}\right) \right] = 0 \end{aligned} \quad (4.12)$$

Звідси отримуємо:

$$A_n j_n\left(\frac{kH}{2}\right) + B_n y_n\left(\frac{kH}{2}\right) = C_n h_n^{(1)}\left(\frac{kH}{2}\right) \quad (4.13)$$

Отже

$$C_n = \frac{A_n j_n\left(\frac{kH}{2}\right) + B_n y_n\left(\frac{kH}{2}\right)}{h_n^{(1)}\left(\frac{kH}{2}\right)} \quad (4.14)$$

Слід зауважити, що врахування границі в розрахунках робить коефіцієнт C_n залежним від координат r і θ , бо не можна покласти лише $r = H/2$, позаяк це визначатиме не границю розподілу, а певне коло радіуса $H/2$ довкола сфери. Якщо розглядати ситуації в прямокутних декартових системах координат (ПДСК), описати границю можна було би просто: $z = H/2$. Проте ми працюємо у сферичних. Однак задля розуміння ситуації перейдемо від ПДСК до ССК, використовуючи формули переходу (тут уже враховано розгляд плоскої задачі в силу симетричних границь):

$$\begin{cases} x = r \sin \theta \\ y = 0 \\ z = r \cos \theta \end{cases} \quad (4.15)$$

Для полярних координат у свою чергу маємо:

$$\begin{cases} r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} = \sqrt{x^2 + z^2} \\ \theta = \arccos\left(\frac{z}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}\right) = \arctg\left(\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{z}\right) = \arctg\left(\frac{|x|}{z}\right) = \\ \varphi = 0 \end{cases} \quad (4.16)$$

Тепер врахуємо, що $z = H/2$. Координата x у свою чергу буде змінною. Отримаємо таке:

$$r = \sqrt{x^2 + \frac{H^2}{4}} = \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \quad (4.17)$$

Таким чином для кожної точки $(x, H/2)$ в декартових координатах буде поставлено свій радіус-вектор та кут в полярних координатах (після переходу до плоскої задачі). Ситуацію ілюструє рисунок 4.1.

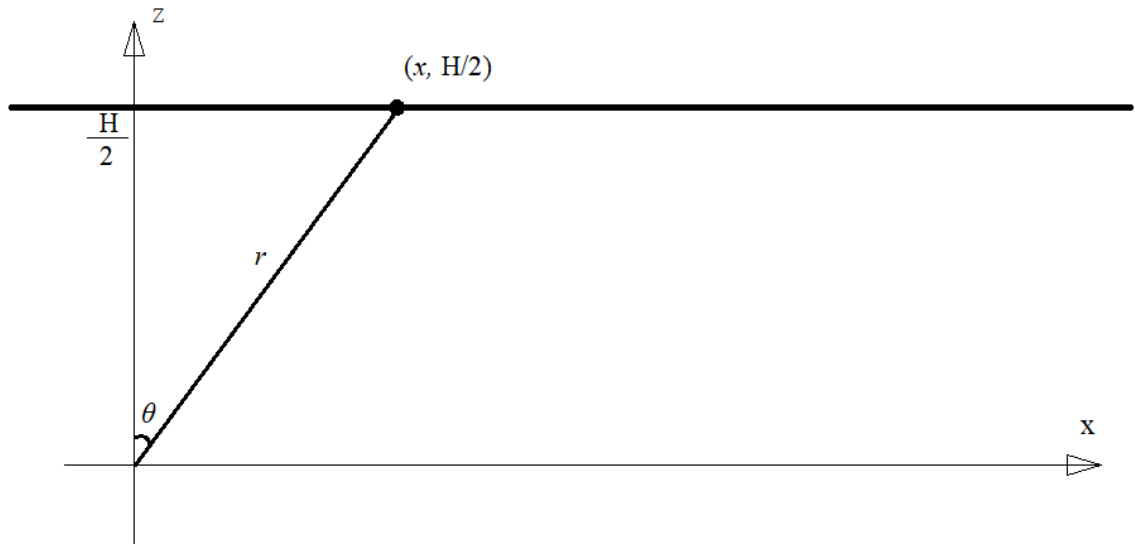


Рис. 4.1 Зв'язок між ПДСК і ССК

Вираз для акустичного тиску з урахуванням граничних умов у ССК перетворимо до виразу в ПДСК:

$$p(x, z) = p\left(x, \frac{H}{2}\right) = 0 \quad (4.18)$$

Відповідно до цього коефіцієнт C_n у ПДСК набуде вигляду:

$$C_n\left(x, \frac{H}{2}\right) = \frac{A_n j_n\left(k \sqrt{x^2 + \frac{H^2}{4}}\right) + B_n y_n\left(k \sqrt{x^2 + \frac{H^2}{4}}\right)}{h_n^{(1)}\left(k \sqrt{x^2 + \frac{H^2}{4}}\right)} \quad (4.19)$$

Користуючись тригонометричними співвідношеннями, запишемо:

$$\sin\theta = \frac{x}{r}. \quad (4.20)$$

Звідси маємо:

$$x = r \sin \theta. \quad (4.21)$$

Тепер вираз для C_n в ССК матиме такий вигляд:

$$C_n(r, \theta) = \frac{A_n j_n \left(k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \right) + B_n y_n \left(k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \right)}{h_n^{(1)} \left(k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \right)} \quad (4.22)$$

Отже, ситуації на границях часткових областей з'ясовані. Використання формул (4.9), (4.10) і (4.22) для визначення коефіцієнтів A_n , B_n , C_n , і підстановки їх в (4.7) дасть розподілення тисків. Для цього використаємо діапазони змінення кутів та відстаней виходячи з нерівностей $0 \leq \theta \leq \pi/2$, $a \leq r \leq R$. Оскільки задача симетрична, знайдені розподілення нескладно поширити на решту квадрантів.

4.5. Розв'язання задачі. Пошук коливальної швидкості

Імпедансна умова, що замикає групу функціональних рівнянь, вимагає, попереднього визначення коливальної швидкості, а саме її розподілення по поверхні сфери (позаяк імпеданс буде розглянуто саме на поверхні сфери). Отже, необхідним є використання умови рівності нормальної складової швидкості руху матеріальних точок поверхні перетворювача швидкості руху по нормалі часток середовища.

Використовуючи класичні міркування для співвідношень акустичного тиску та потенціалу запишемо вираз (4.7) у рамках акустичного потенціалу:

$$\Psi(r, \theta) = \left[A_n j_n(kr) P_n(\cos\theta) + B_n y_n(kr) P_n(\cos\theta) - C_n h_n^{(1)}(kr) P_n(\cos\theta) \right] \quad (4.23)$$

Згадаємо, що акустичний тиск шукатимемо як

$$p(r, \theta) = -i\omega\rho_0\Psi(r, \theta) \quad (4.24)$$

Коливальну швидкість із виразу (4.24) шукатимемо так:

$$\begin{aligned}
v(r, \theta) &= \frac{1}{i\rho_0 c_0} \frac{\partial p(r, \theta)}{\partial r} = \frac{-i\omega\rho_0}{i\rho_0 c_0} \frac{\partial \Psi(r, \theta)}{\partial r} = -\frac{\omega}{c_0} \frac{\partial \Psi(r, \theta)}{\partial r} = \\
&= -\frac{\omega P_n(\cos\theta)}{c_0} \frac{\partial}{\partial r} \left[A_n j_n(kr) + B_n y_n(kr) - C_n h_n^{(1)}(kr) \right] = \\
&= -\frac{\omega P_n(\cos\theta)}{c_0} \left[A_n j_n'(kr) + B_n y_n'(kr) - C_n'(r, \theta) h_n^{(1)'}(kr) \right]
\end{aligned} \tag{4.25}$$

Тепер ми маємо обидва співвідношення для того, щоб відшукати акустичний імпеданс хвилевода відповідно до вихідного співвідношення (2.4).

Маємо:

$$\begin{aligned}
Z(r, \theta) &= \frac{-i\omega\rho_0 P_n(\cos\theta) [A_n j_n(kr) + B_n y_n(kr) - C_n(r, \theta) h_n^{(1)}(kr)]}{-\frac{\omega P_n(\cos\theta)}{c_0} [A_n j_n'(kr) + B_n y_n'(kr) - C_n'(r, \theta) h_n^{(1)'}(kr)]} = \\
&= i\rho_0 c_0 \frac{A_n j_n(kr) + B_n y_n(kr) - C_n(r, \theta) h_n^{(1)}(kr)}{A_n j_n'(kr) + B_n y_n'(kr) - C_n'(r, \theta) h_n^{(1)'}(kr)}.
\end{aligned} \tag{4.26}$$

Щоб відшукати імпеданс на поверхні сфери, покладемо $r = a$ у співвідношення (4.26). Пошук розрахункового виразу передбачає взяття похідної у явному вигляді. Для цього скористаємось рекурентним співвідношенням відповідно до праці [25] для спеціальних функцій Бесселя, Ганкеля та Неймана:

$$\frac{d}{dz} [f_n(z)] = \frac{n}{z} f_n(z) - f_{n+1}(z), \tag{4.27}$$

де $f_n(z)$ – узагальнений запис спеціальної функції n -го порядку (Бесселя, Ганкеля або Неймана).

Врахувавши те, що функції є складеними, вираз (4.27) буде модифіковано таким чином:

$$\begin{aligned}
&\frac{d}{dr} \left[f_n \left(k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \right) \right] = \\
&= \left[\frac{n}{k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}}} f_n \left(k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \right) - \right. \\
&\quad \left. - f_{n+1} \left(k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \right) \right] \cdot \frac{k \sin^2 \theta \cdot 2r}{2 \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}}} = \\
&= \frac{nk \sin^2 \theta \cdot r}{k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}}^2} f_n \left(k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \right) -
\end{aligned} \tag{4.28}$$

$$\begin{aligned}
& - \frac{k \sin^2 \theta \cdot r}{2 \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}}} f_{n+1} \left(k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \right) = \\
& = \frac{nr}{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} f_n \left(k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \right) - \frac{kr \sin^2 \theta}{\sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}}} f_{n+1} \left(k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \right)
\end{aligned}$$

Детального розгляду потребує знаменник дробу (4.26). Розглянемо його.

$$\begin{aligned}
& A_n j'_n(kr) + B_n y'_n(kr) - C'_n(r, \theta) h_n^{(1)'}(kr) = \\
& = A_n \frac{nk}{kr} j_n(kr) - A_n j_{n+1}(kr) k + A_n W_n \frac{nk}{kr} y_n(kr) - A_n W_n y_{n+1}(kr) k - \\
& \quad - C'_n(r, \theta) h_n^{(1)}(kr) - C_n(r, \theta) \frac{n}{kr} h_n^{(1)}(kr) k - C_n(r, \theta) h_{n+1}^{(1)}(kr) k = \quad (4.29) \\
& = \frac{A_n n}{r} j_n(kr) - A_n k j_{n+1}(kr) + \frac{A_n W_n n}{r} y_n(kr) - A_n W_n k y_{n+1}(kr) k - \\
& \quad - \left(C'_n(r, \theta) - C_n(r, \theta) \frac{n}{r} \right) h_n^{(1)}(kr) - k C_n(r, \theta) h_{n+1}^{(1)}(kr).
\end{aligned}$$

Оскільки коефіцієнт C_n не є константою, потрібно знайти його похідну по змінній r . З урахуванням (4.22) маємо:

$$\begin{aligned}
C'_n(r, \theta) = & \left[\frac{A_n \frac{nr}{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} j_n \left(k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \right) - A_n \frac{kr \sin^2 \theta}{\sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}}} j_{n+1} \left(k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \right)}{\left[h_n^{(1)} \left(k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \right) \right]^2} + \right. \\
& + \left. \frac{A_n W_n \frac{nr}{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} y_n \left(k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \right) - A_n W_n \frac{kr \sin^2 \theta}{\sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}}} y_{n+1} \left(k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \right)}{\left[h_n^{(1)} \left(k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \right) \right]^2} \right] \times \\
& \times h_n^{(1)} \left(k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \right) - \left[\frac{A_n j_n \left(k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \right) - A_n W_n y_n \left(k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \right)}{\left[h_n^{(1)} \left(k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \right) \right]^2} \right] \times
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \times \left[\frac{\frac{nr}{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} h_n^{(1)} \left(k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \right) - \frac{kr \sin^2 \theta}{\sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}}} h_{n+1}^{(1)} \left(k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \right)}{\left[h_n^{(1)} \left(k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \right) \right]^2} \right] = \quad (4.30) \\
& = \frac{A_n nr}{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \cdot \frac{j_n \left(k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \right)}{h_n^{(1)} \left(k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \right)} - \frac{A_n kr \sin^2 \theta}{\sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}}} \cdot \frac{j_{n+1} \left(k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \right)}{h_n^{(1)} \left(k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \right)} + \\
& + \frac{A_n W_p nr}{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \cdot \frac{y_n \left(k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \right)}{h_n^{(1)} \left(k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \right)} - \frac{A_n W_p kr \sin^2 \theta}{\sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}}} \cdot \frac{y_{n+1} \left(k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \right)}{h_n^{(1)} \left(k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \right)} - \\
& \frac{A_n nr}{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \cdot \frac{j_n \left(k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \right) + W_p y_n \left(k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \right)}{h_n^{(1)} \left(k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \right)} + \\
& + \frac{A_n kr \sin^2 \theta}{\sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}}} \cdot \frac{j_n \left(k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \right) + W_p y_n \left(k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \right)}{h_n^{(1)} \left(k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \right)} \cdot \frac{h_{n+1}^{(1)} \left(k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \right)}{h_n^{(1)} \left(k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \right)} = \\
& = \frac{A_n kr \sin^2 \theta}{\sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} h_n^{(1)} \left(k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \right)} \times \\
& \times \left[\left(j_n \left(k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \right) + W_p y_n \left(k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \right) \right) \frac{h_{n+1}^{(1)} \left(k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \right)}{h_n^{(1)} \left(k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \right)} - \right. \\
& \quad \left. - j_n \left(k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \right) - W_p y_{n+1} \left(k \sqrt{(r \sin \theta)^2 + \frac{H^2}{4}} \right) \right].
\end{aligned}$$

Таким чином ми отримали всі необхідні співвідношення для розрахунку поля тиску, коливальної швидкості й акустичного імпедансу в акустичному хвилеводі з комбінованими границями. Вирази (4.23)-(4.25) є розрахунковими і будуть використані в подальшому для моделювання та розрахунків, що буде приведено в наступному розділі.

Висновки до розділу 4

У поточному розділі було розв'язано задачу формування акустичного поля у хвилеводі з комбінованими границями. Тут було наведено таке:

- розрахункові вирази для моделювання та розрахунків повного поля тиску та коливальної швидкості;
- розрахункові вирази для розрахунку акустичного імпедансу в хвилеводі;
- допоміжні вирази та вказівки для розрахункових виразів.

Отримані результати є базовими та можуть бути застосовані для формулювання та розв'язання задач озвучування мілководних морів у рамках пружних та гідроелектропружних моделей.

РОЗДІЛ 5

ПРОВЕДЕННЯ РОЗРАХУНКІВ. МОДЕЛЮВАННЯ ТА ОБГОВОРЕННЯ

У цьому розділі будуть представлені результати розрахунків розподілення амплітуд акустичного тиску в робочому просторі сферичного випромінювача. Проведені аналізи включали вертикальні перетини плоскопаралельного регулярного хвилеводу та питомих опорів середовища для комбінаційних хвиль певної моди. Задача мала центральну симетрію, що дозволило представити результати розрахунків лише для одного квадранту, з урахуванням умов спряження силового типу на границях часткових областей (див. рис. 2.1, 2.2). Тут будуть проаналізовані та проілюстровані результати, що допоможуть виявити особливості розподілу амплітуд акустичного тиску та їх залежності від певних факторів.

Для розрахунків коливальної швидкості була використана методика, що базується на аналітичному розв'язку рівняння коливань в сферичних координатах. Головно базувалась на вже знайдених співвідношеннях для акустичного тиску. Дослідження проводилися для кожного з розглянутих випадків. Результати розрахунків показали, що коливальна швидкість має складну залежність від розмірів випромінювача, питомих опорів середовища, частоти коливань, а також глибини хвилевода.

Для повноти розгляду акустичних характеристик сферичного випромінювача, було проведено розрахунки акустичного імпедансу на його поверхні. Для цього була використана методика, яка базується на розв'язанні прямої задачі розповсюдження звуку в середовищі з урахуванням граничних умов та уже відомих значень акустичного тиску та коливальної швидкості. Визначення акустичного імпедансу дозволяє з'ясувати, як добре випромінювач взаємодіє з довкіллям, які його властивості можна використовувати для певних завдань.

Отримані результати показали, що акустичний імпеданс на поверхні сферичного випромінювача залежить від його розмірів, питомих опорів середовища, частоти звуку і глибини моря. Для випадку, коли радіус

випромінювача порівняно малий порівняно з довжиною звукової хвилі, акустичний імпеданс на поверхні сфери можна наближено визначити аналітично, використовуючи теорію тонкого шару. Однак, для більш складних випадків, таких як випромінювачі значних розмірів, необхідно проводити чисельні розрахунки з урахуванням деталей геометрії випромінювача та довкілля.

Здобуті результати можуть бути корисними для практичного використання у різних галузях, пов'язаних з акустичними дослідженнями та проектуванням випромінювачів. Результати дослідження висвітлені в роботах [53-57].

5.1. Розрахунки акустичного тиску

Тут представлені результати розрахунки розподілення амплітуд акустичного тиску в робочому просторі сферичного випромінювача, а саме в вертикальних перетинах плоскопаралельного регулярного хвильоводу комбінаціями хвиль певної моди. Зауважимо, що центральна симетрія задачі дозволяє подання результатів розрахунків поля лише для одного квадранту (в наведеному випадку – першому), враховуючи умови спряження силового типу на границях часткових областей.

Розрахунковим виразом є співвідношення (4.24).

Моделювання було здійснено в програмному середовищі MATLAB. Код програми приведено у додатку В. Для розрахунку поліномів Лежанра було створено окремий m-файл, код якого приведено у додатку Е.

Джерело монохроматичного звукового сигналу (частота $f=63$ Гц) розташовано на горизонтальній осі хвильоводу в точці O – початку прямокутних координат O, x, y, z . Глибина моря $H=100$ м.

Радіус сфери 1 м.

За розрахунками, виходячи з геометрії задачі, максимальна обрана кількість нормальних хвиль хвильоводу становила $N=4$, що не перебільшує значення допустимого для заданих хвильових умов $N=2H/\lambda=8$.

Результати розрахунків представлено групами.

Група 1. Хвильові картини розподілення комплексних амплітуд тиску в робочому просторі сферичного випромінювача для нижніх мод джерела $n=0, 1, 2, 3, 4$ та сумарного поля (рис. 5.1–5.6):

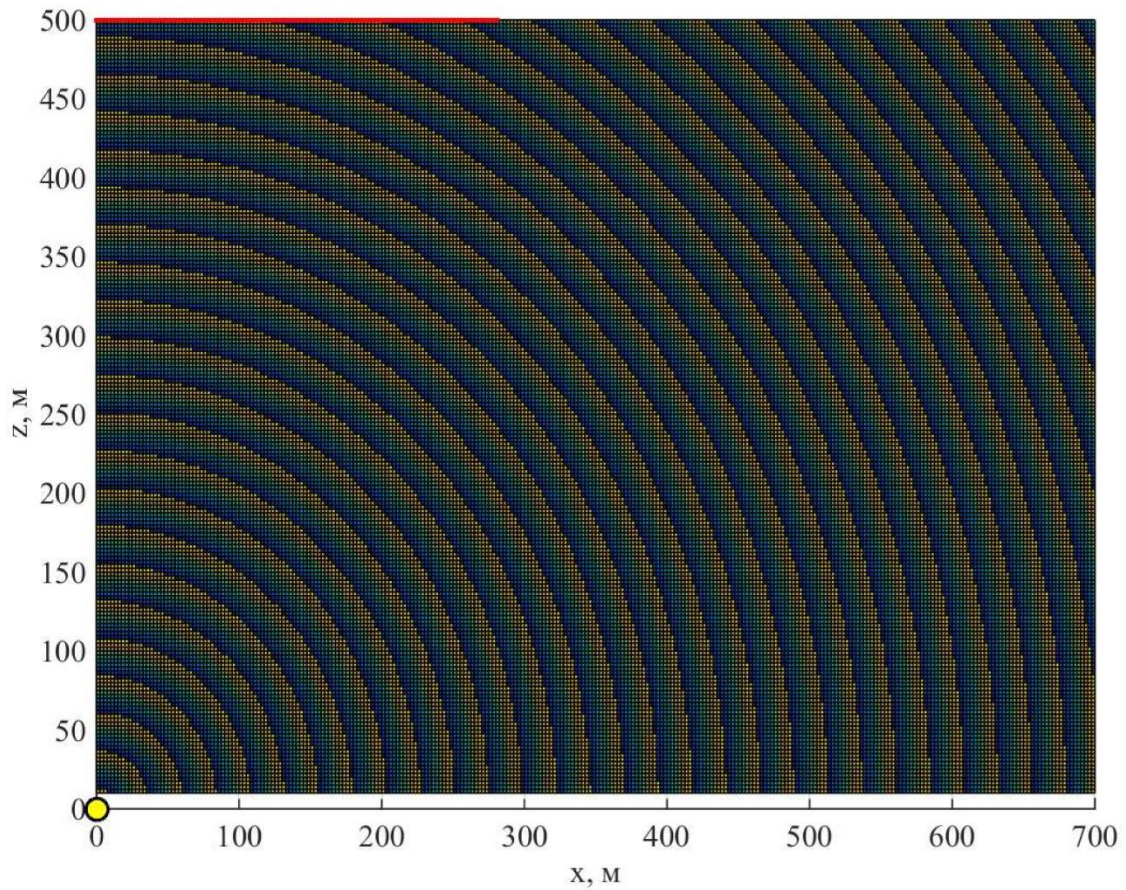


Рис. 5.1. Хвильова картина поля пульсуючого сферичного джерела в безмежному ідеальному середовищі, частота 63 Гц, $H=100$ м

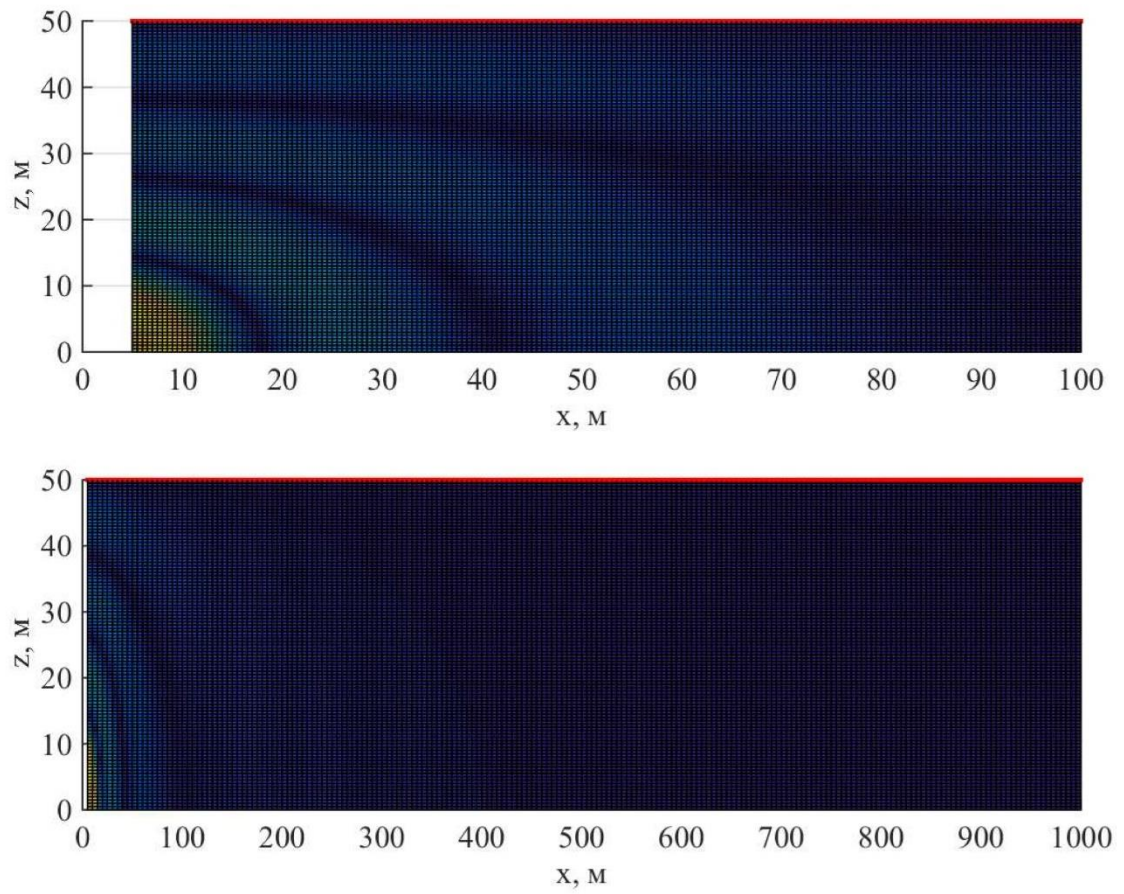


Рис. 5.2. Хвильова картина розподілення амплітуд тисків в робочому просторі, мода «0», частота 63 Гц, $H=100$ м: $a - 0 \leq x \leq 100$ м; $b - 0 \leq x \leq 1000$ м

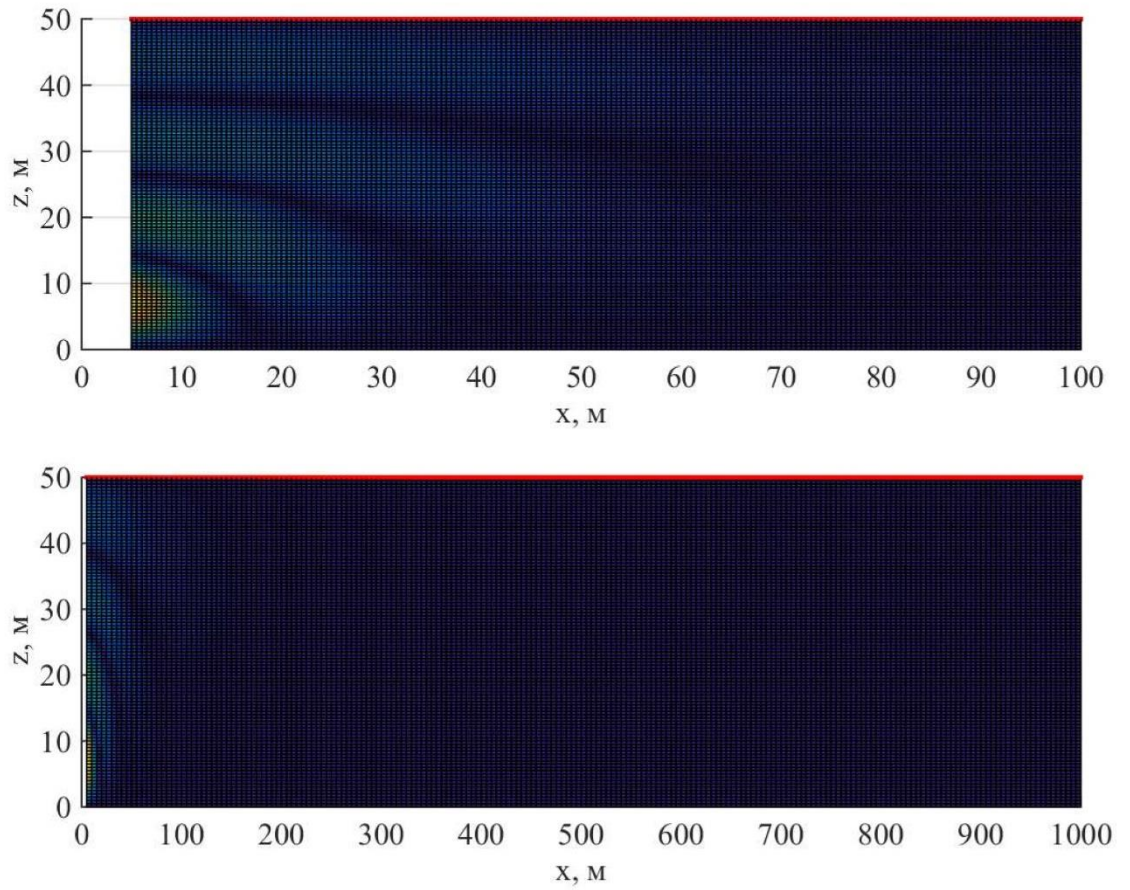


Рис. 5.3 Хвильова картина розподілення амплітуд тисків в робочому просторі, мода «1», частота 63 Гц, $H=100$ м: *a* – $0 \leq x \leq 100$ м; *б* – $0 \leq x \leq 1000$ м

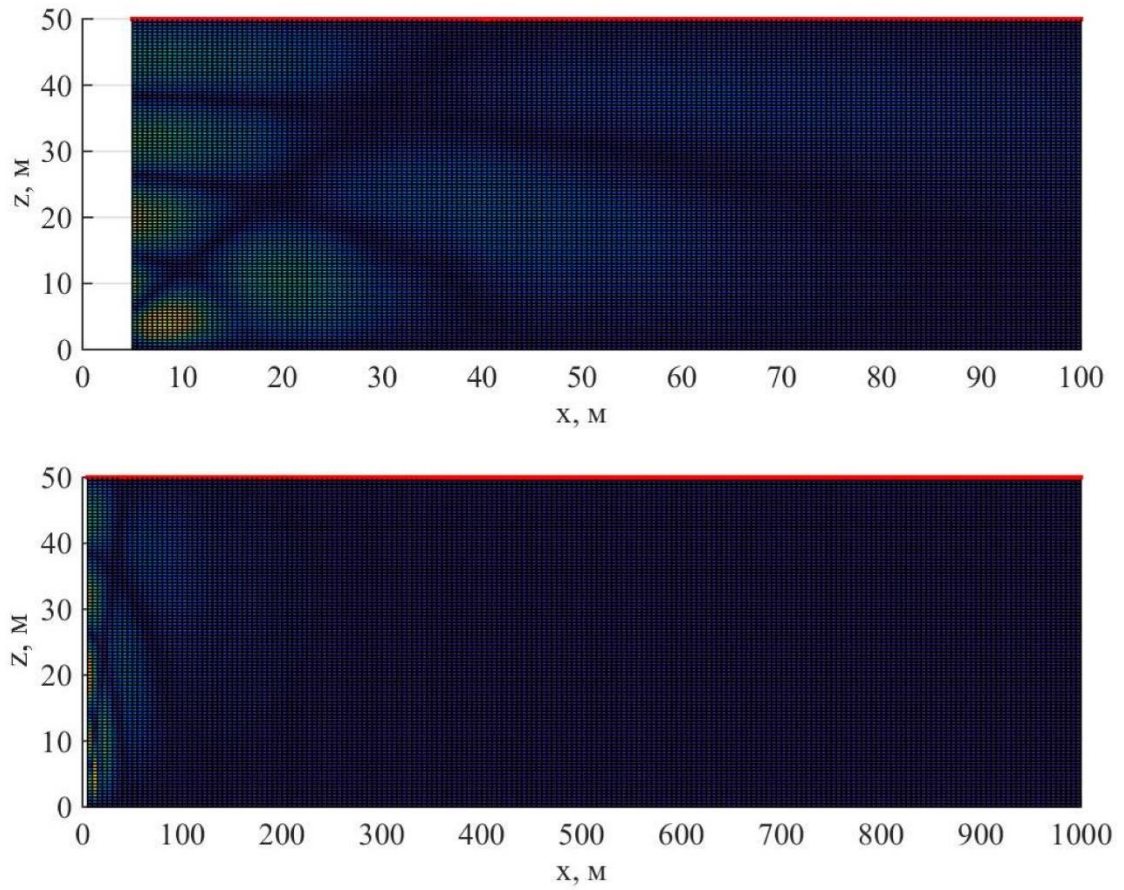


Рис. 5.4. Хвильова картина розподілення амплітуд тисків в робочому просторі, мода «3», частота 63 Гц, $H=100$ м: $a - 0 \leq x \leq 100$ м; $b - 0 \leq x \leq 1000$ м

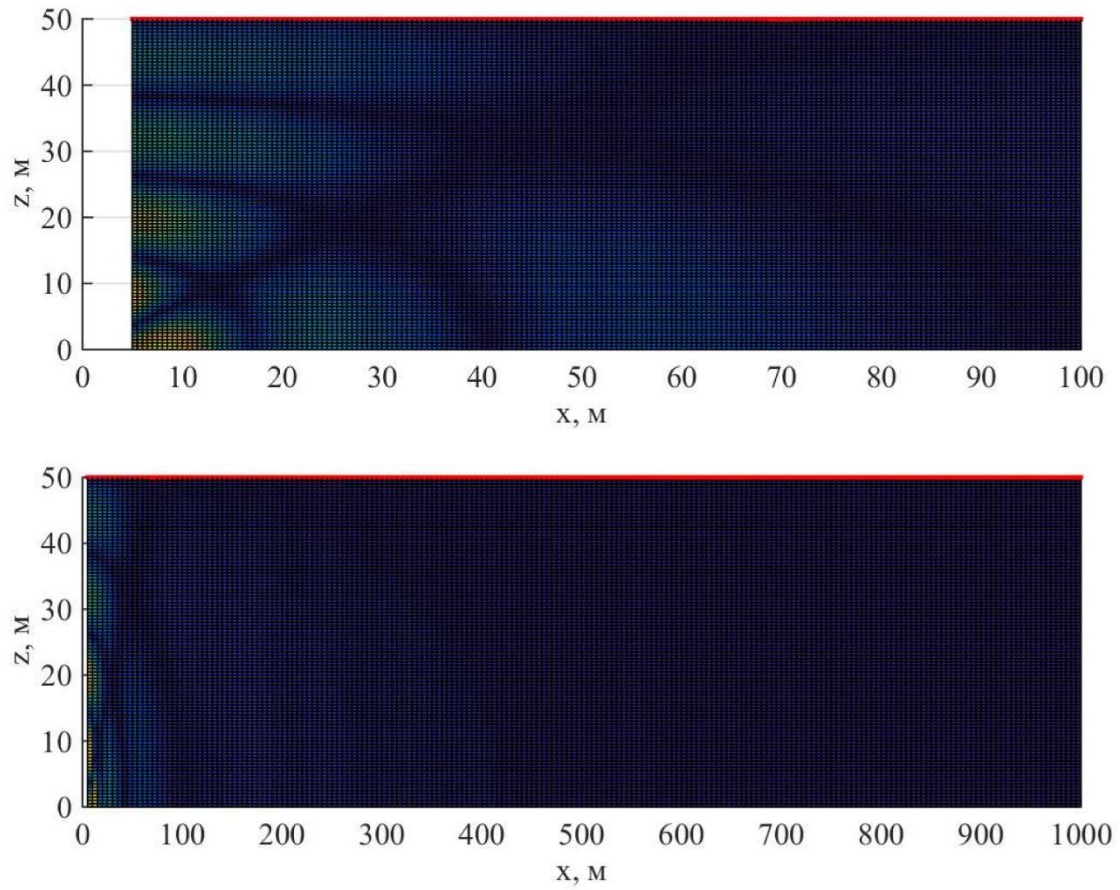


Рис. 5.5. Хвильова картина розподілення амплітуд тисків в робочому просторі, мода «2», частота 63 Гц, $H=100$ м: $a - 0 \leq x \leq 100$ м; $b - 0 \leq x \leq 1000$ м

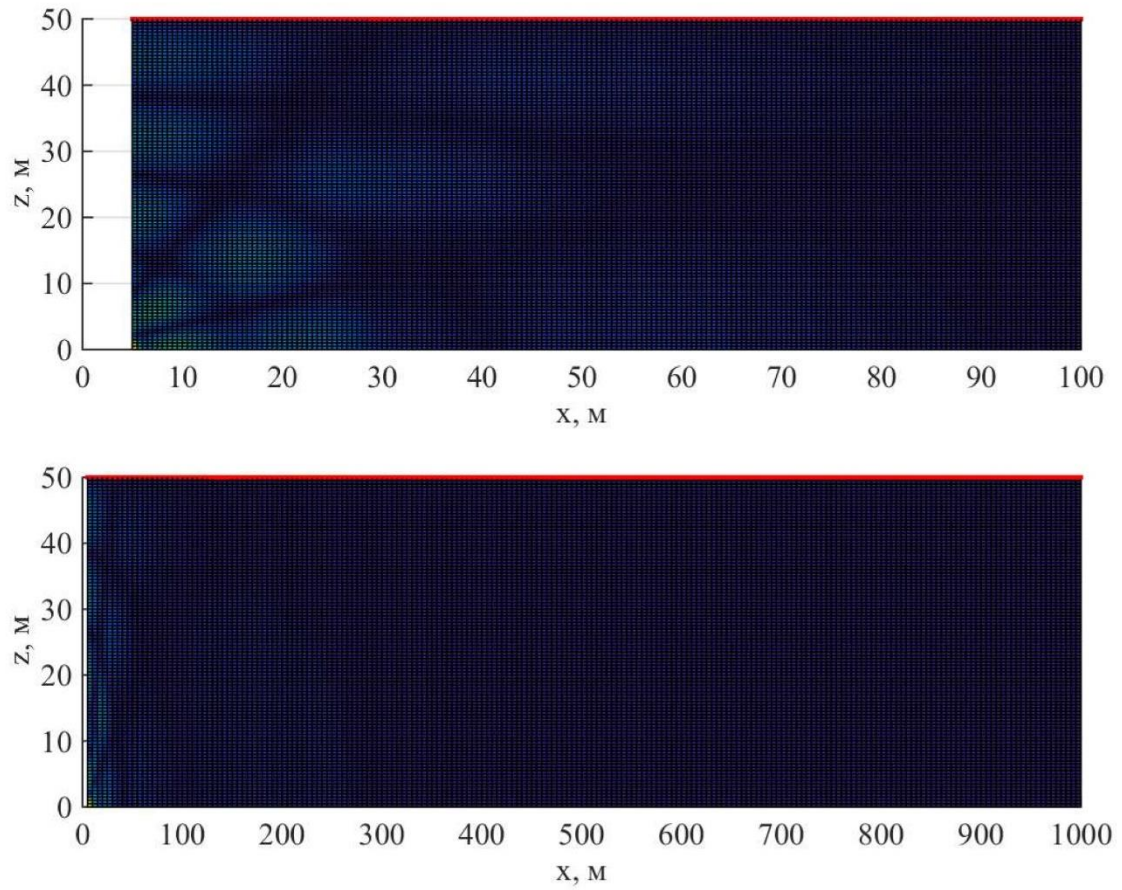


Рис. 5.5. Хвильова картина розподілення амплітуд тисків в робочому просторі, мода “4”, частота 63 Гц, $H=100$ м: $a - 0 \leq x \leq 100$ м; $b - 0 \leq x \leq 1000$ м

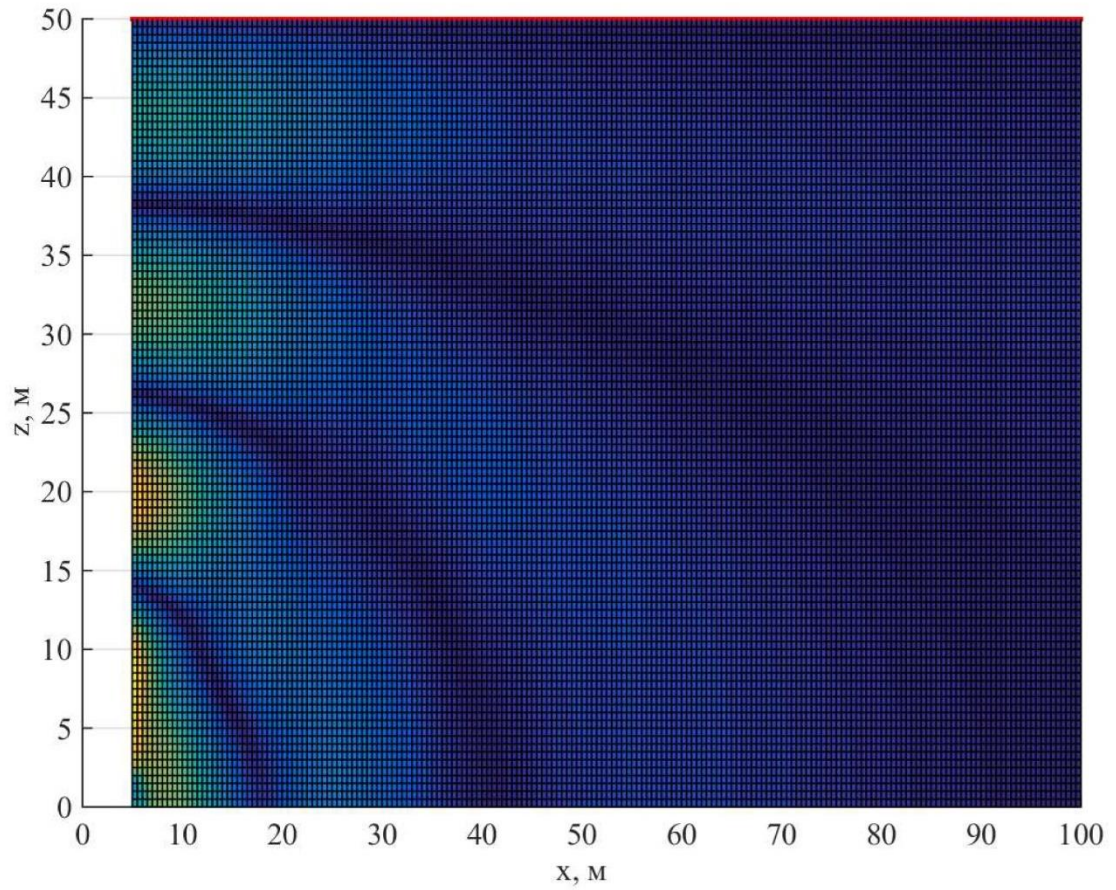


Рис. 5.6. Хвильова картина розподілення амплітуд тисків в робочому просторі, сума мод $0+1+2+3+4$, частота 63 Гц, $H=100$ м

Група 2. Розподілення тисків в хвилеводі, $x=100$ м помодово та для суми мод (рис. 5.7–5.9).

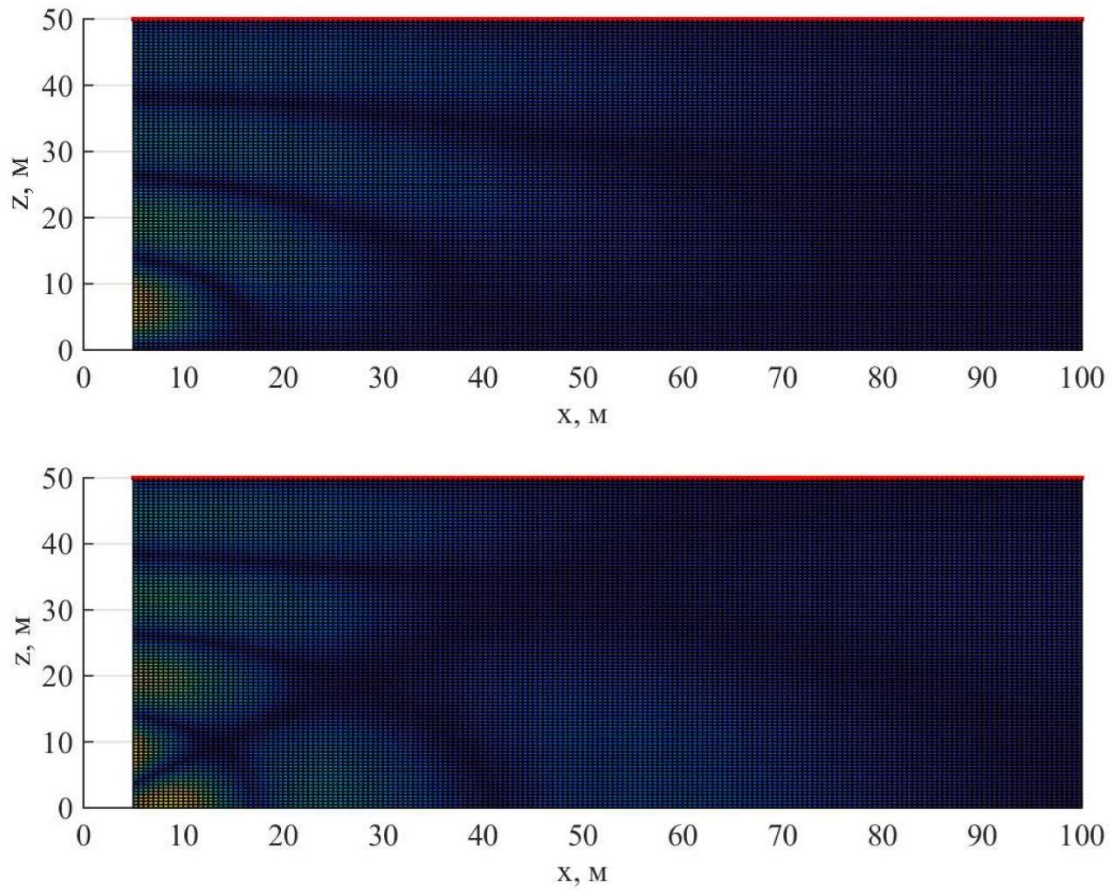


Рис. 5.7. Хвильова картина розподілення амплітуд тисків в хвилеводі помодово, $x=100$ м, частота 63 Гц, $H=100$ м: *а* – мода «1»; *б* – мода «2»

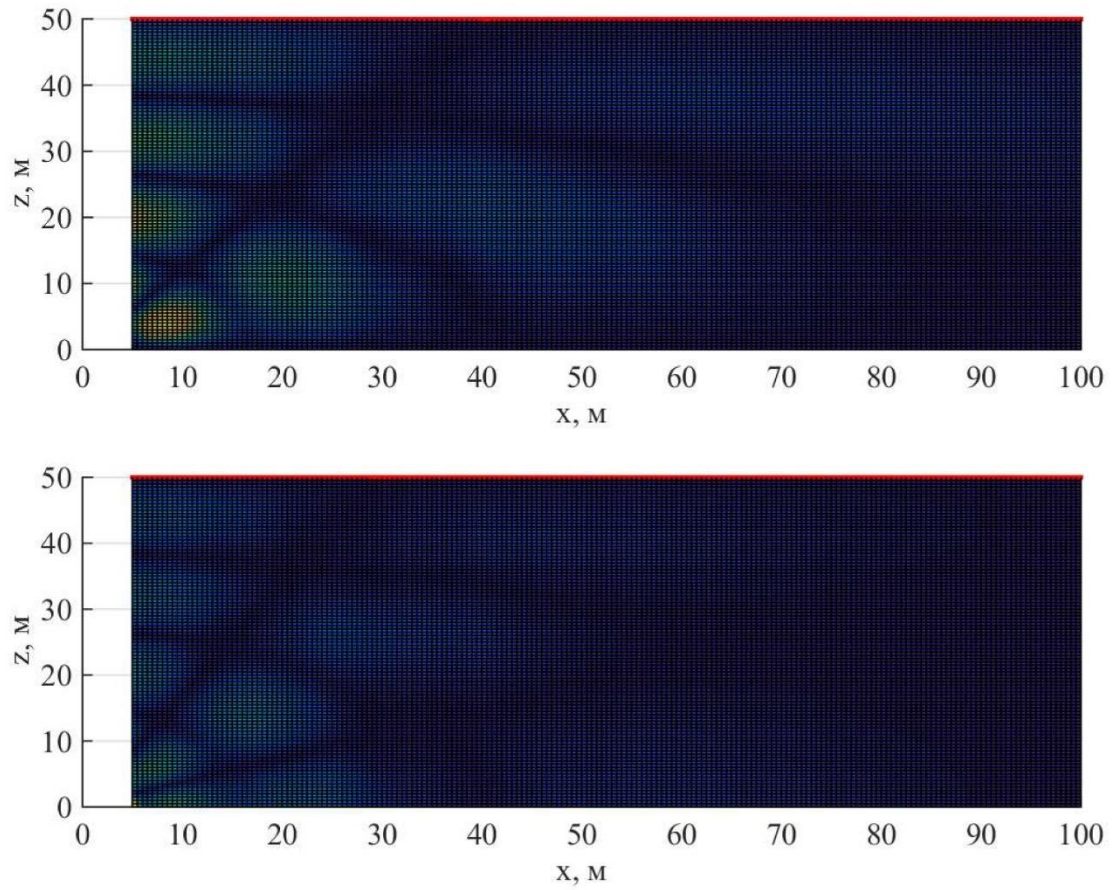


Рис. 5.8. Хвильова картина розподілення амплітуд тисків в хвилеводі, $x=100$ м поперечно, частота 63 Гц, $H=100$ м: *а* – мода «3»; *б* – мода «4»

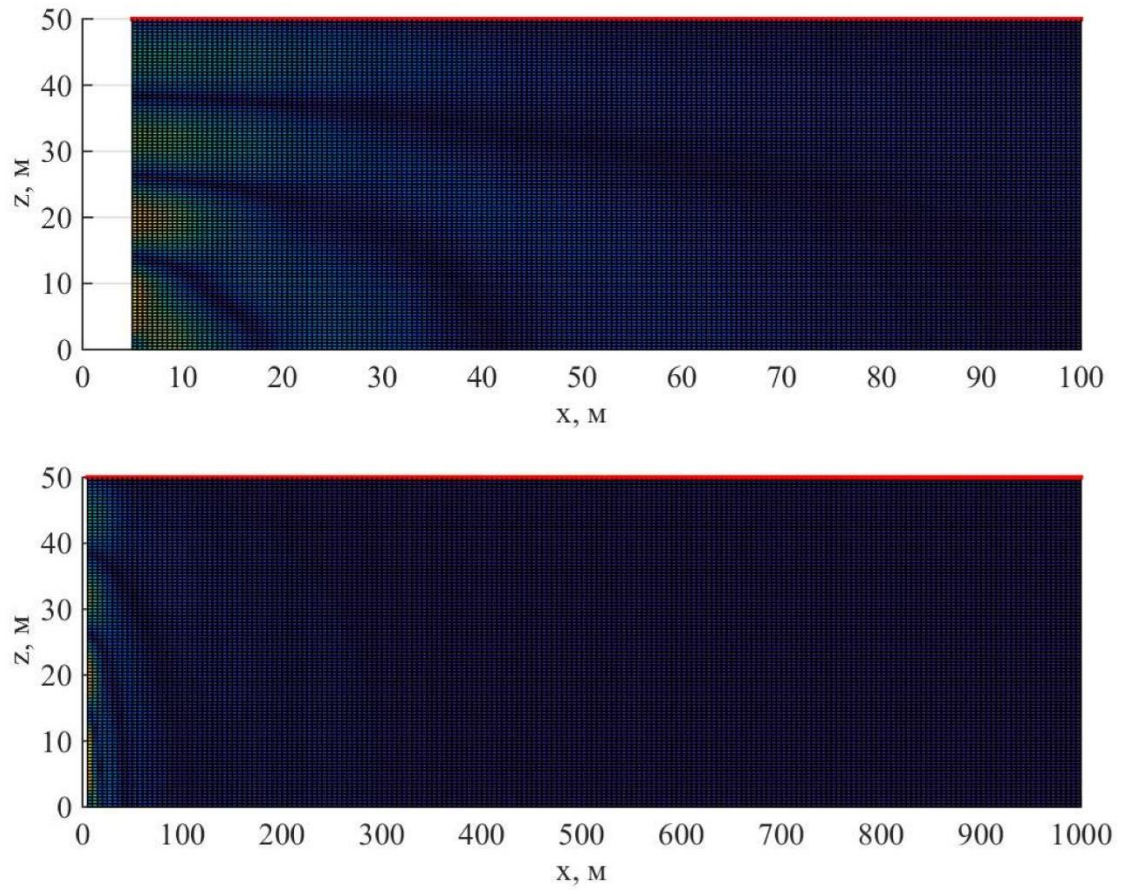
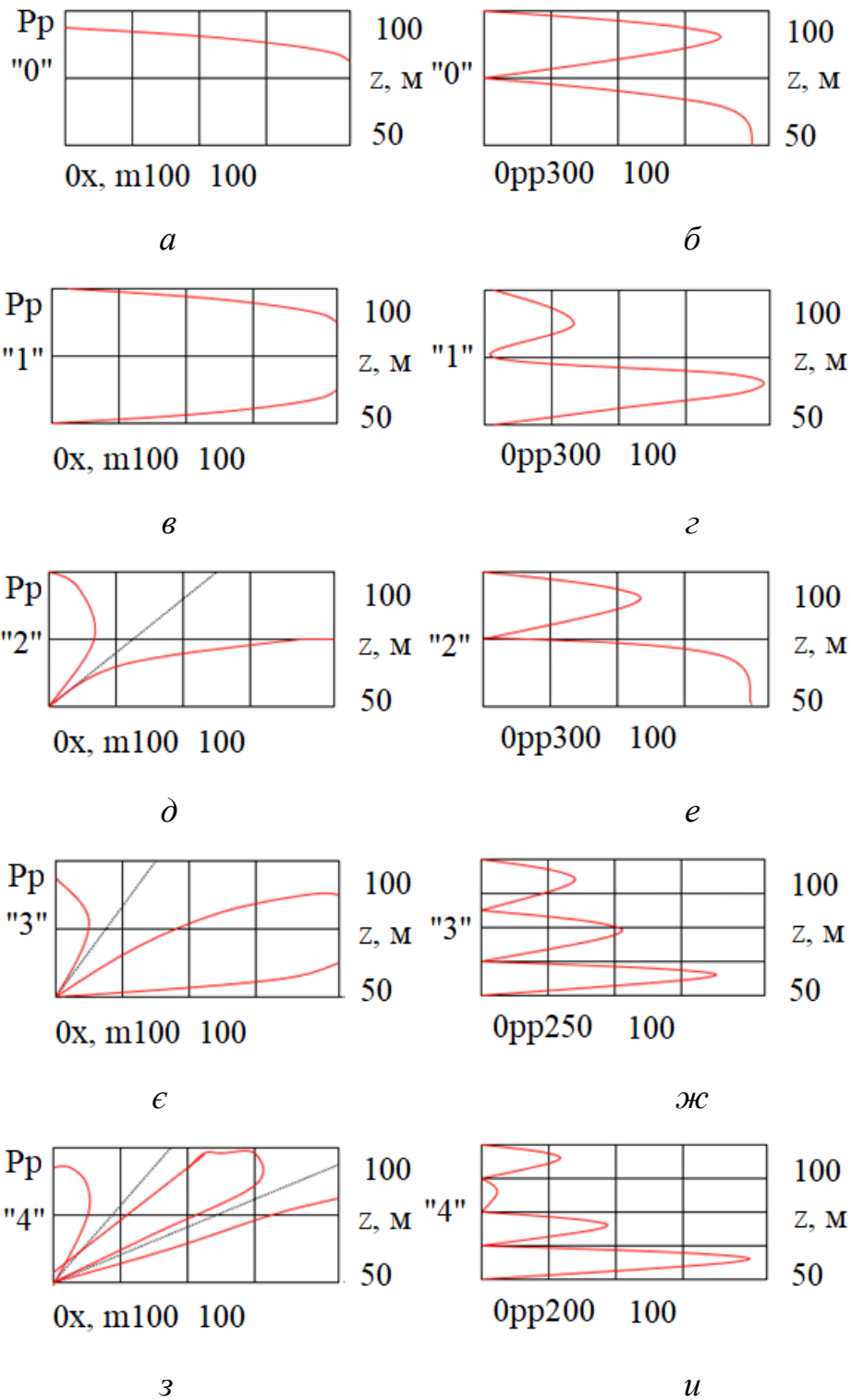


Рис. 5.9. Хвильова картина розподілення амплітуд тисків в хвилеводі (сума мод), частота 63 Гц, $H=100$ м: $a - x=100$ м; $b - x=500$ м

Група 3. Обвідна та епюри розподілення амплітуд тисків pp в робочому просторі по координатах x, z в перетині $x=100$ м для мод «0», «1», «2», «3», «4» та для суми мод 0+1+2+3+4 (рис. 5.10-5.13).



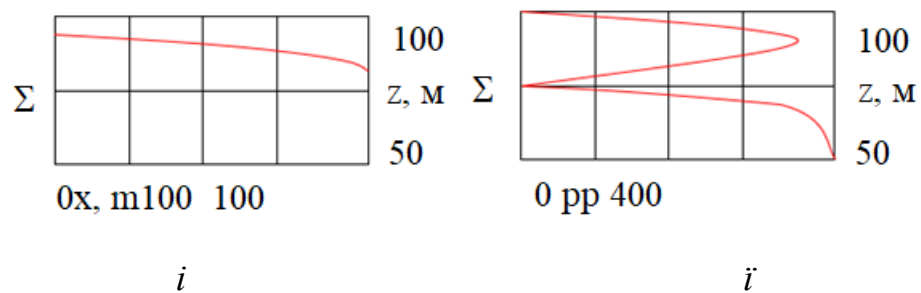
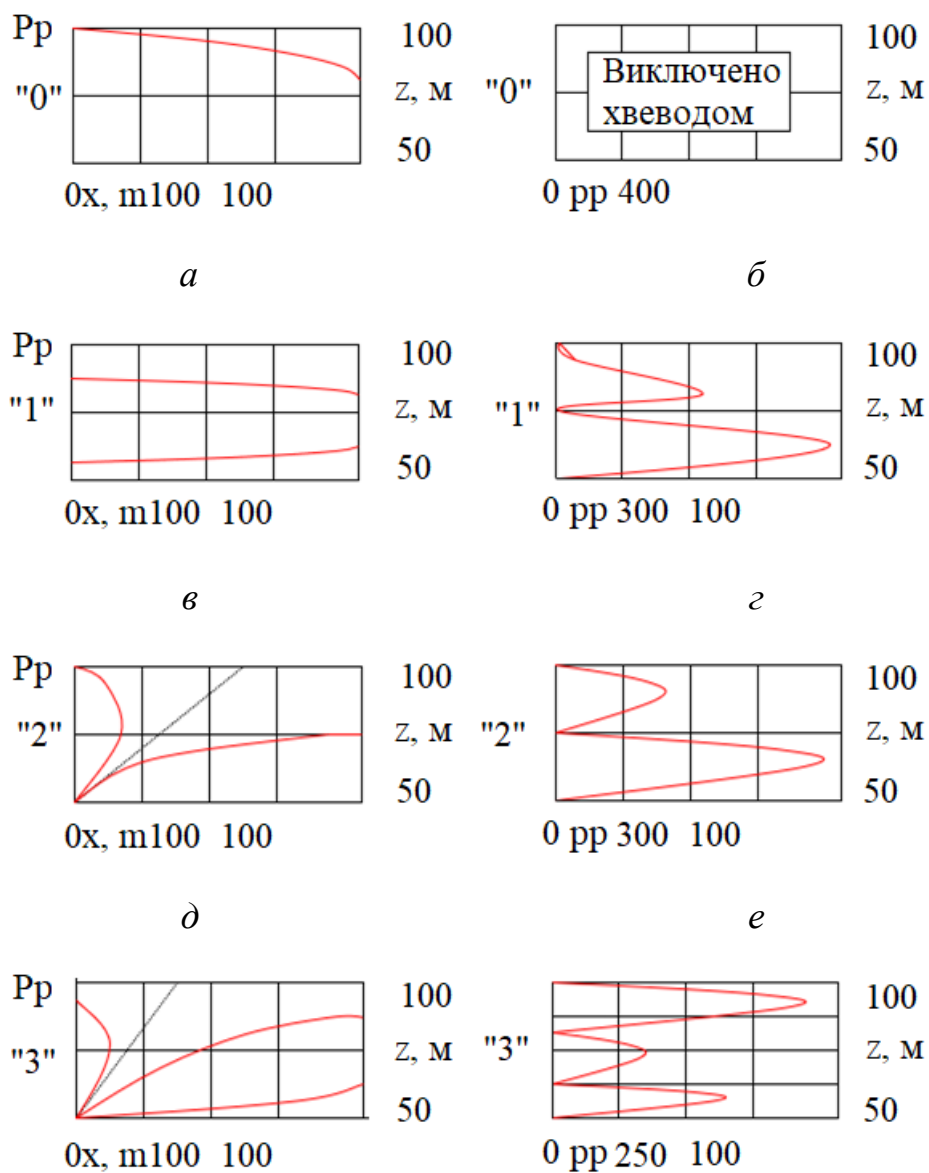


Рис. 5.10. Обвідна розподілу амплітуд тиску pp : $a, в, \partial, \epsilon, з, i$ – в робочому просторі $pp=p(x,h)$, $h \in [50, 100]$; $\bar{b}, \bar{z}, \bar{e}, \bar{ж}, \bar{u}, \bar{i}$ – в перетині $x=100$ м, $pp \rightarrow p(x,h)$, $(50 \leq z \leq 100)$ м, $(0 \leq x \leq 1000)$ м



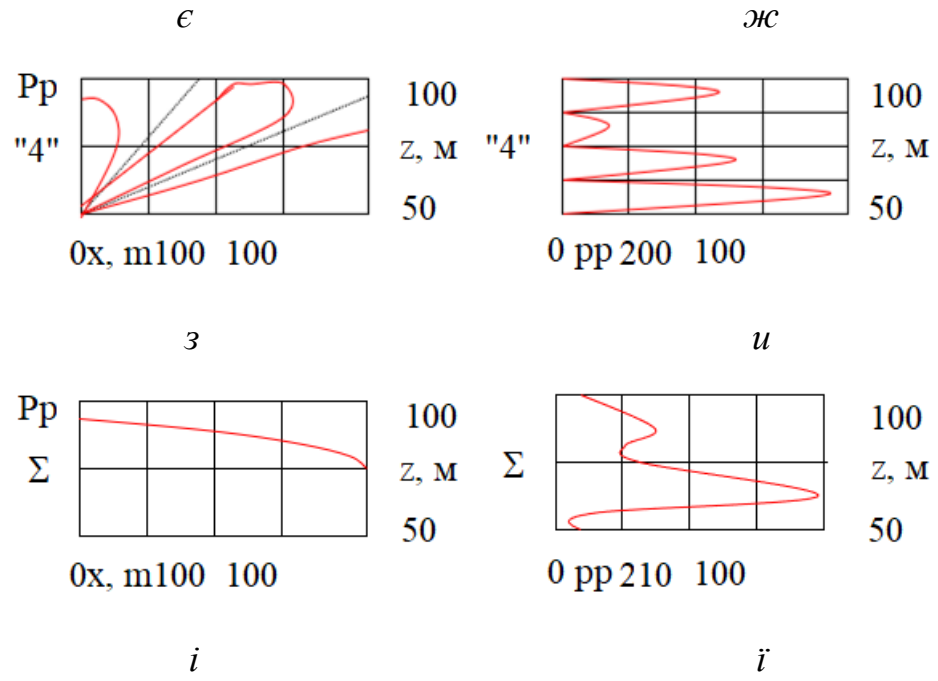
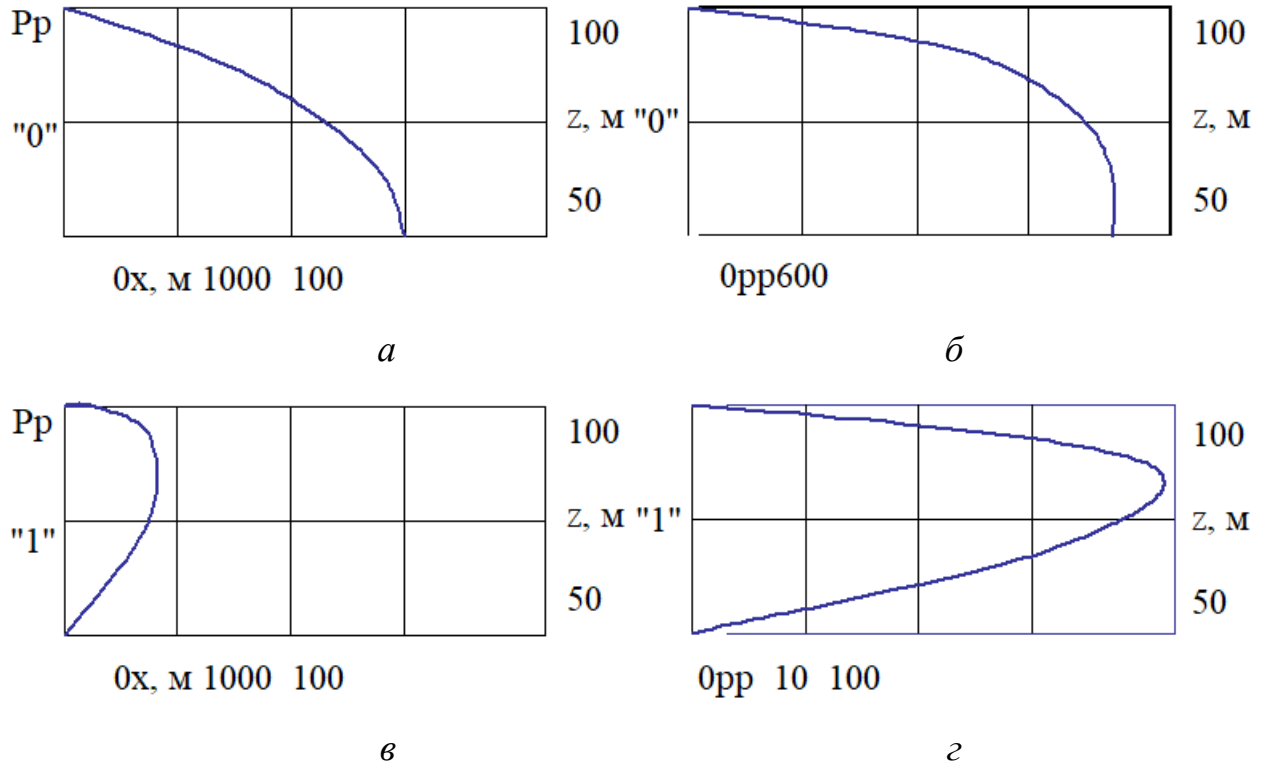


Рис. 5.11. Обвідна розподілу амплітуд тиску pp : $a, в, д, \epsilon, з, i$ – в хвилеводі $pp=p(x,h)$, $h \in [50, 100]$; $\bar{b}, \bar{z}, e, ж, u, \bar{i}$ – в перетині $x=100$ м, $pp \rightarrow p(x,h)$, $(50 \leq z \leq 100)$ м, $(50 \leq x \leq 100)$ м



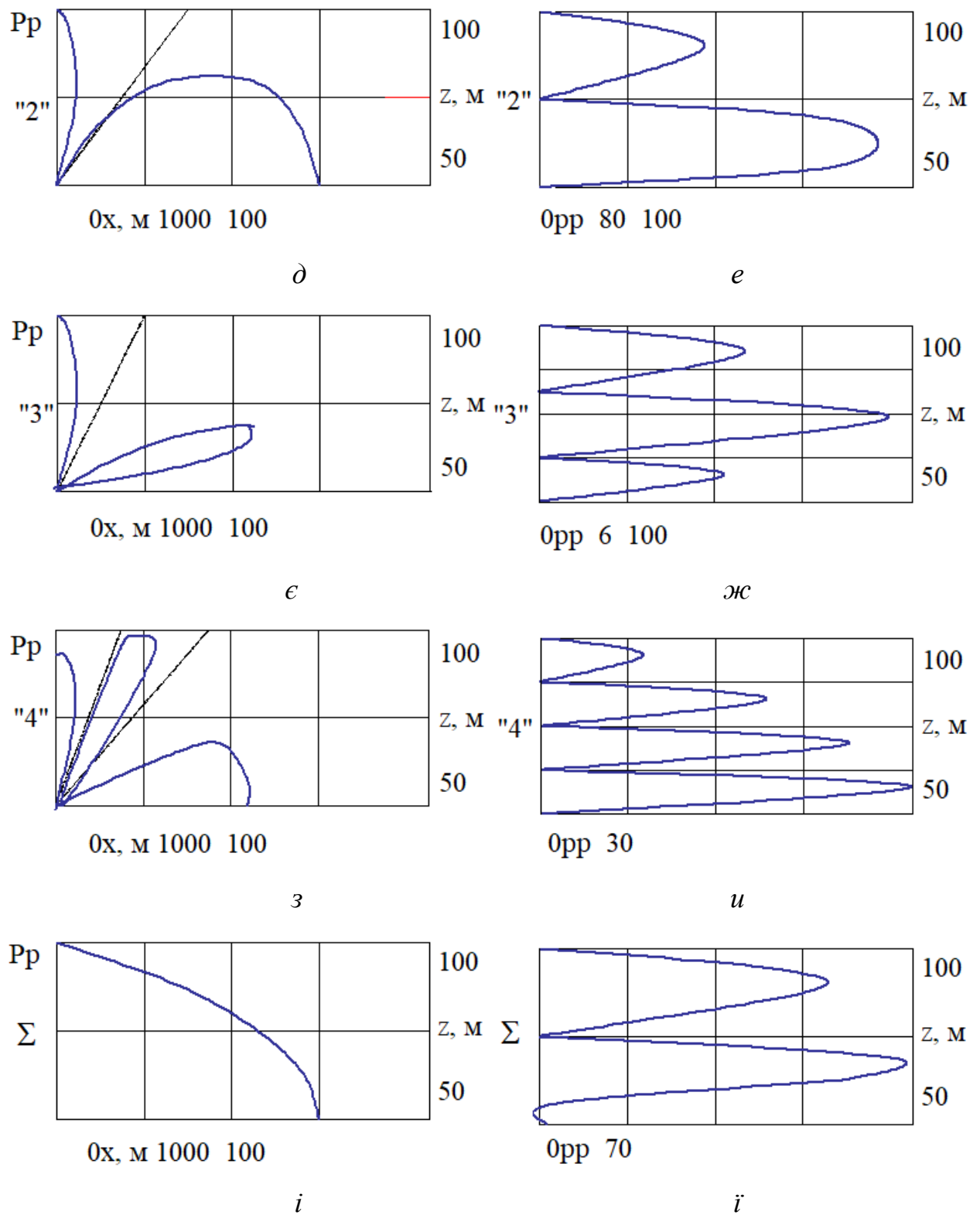
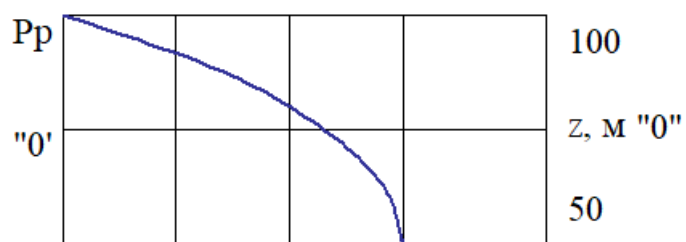


Рис. 5.12. Обвідна розподілу амплітуд тиску pp : $a, в, д, е, з, i$ – в робочому просторі $pp=p(x,h)$, $h \in [50,100]$; $б, г, е, ж, u, i$ – в перетині $x=500$ м, $pp \rightarrow p(x,h)$, $(50 \leq z \leq 100)$ м, $(0 \leq x \leq 100)$ м



$0x, \text{ m}$ 1000

a



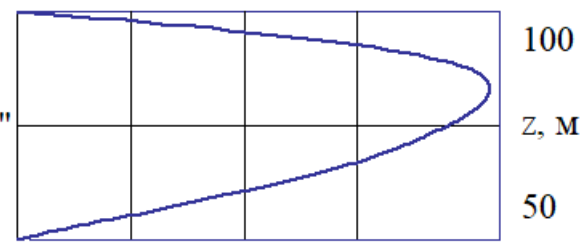
$0pp$ 600

б



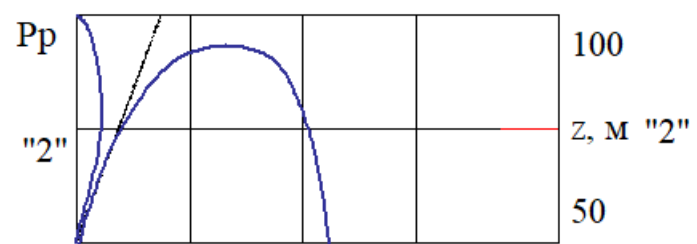
$0x, \text{ m}$ 1000 100

в



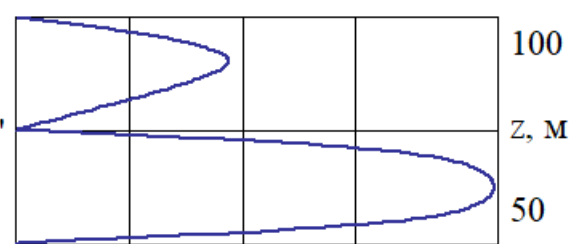
$0pp$ 10 100

г



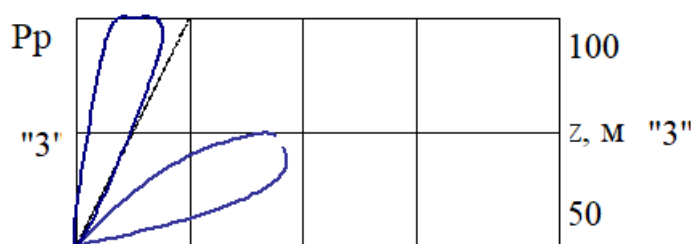
$0x, \text{ m}$ 1000 100

д



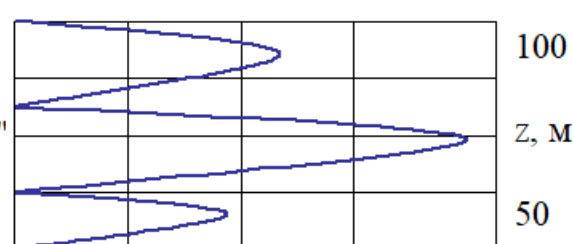
$0pp$ 80 100

е



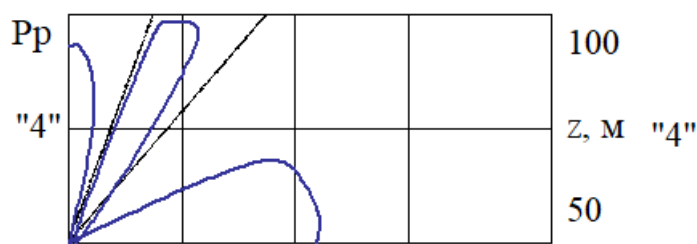
$0x, \text{ m}$ 1000 100

е

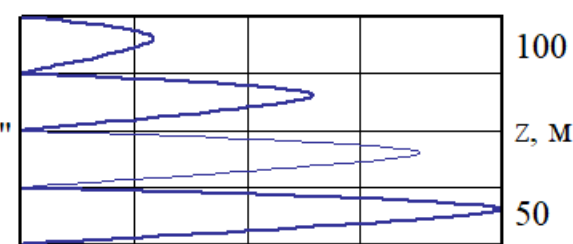


$0pp$ 6 100

ж



$0x, \text{ m}$ 1000 100



$0pp$ 30

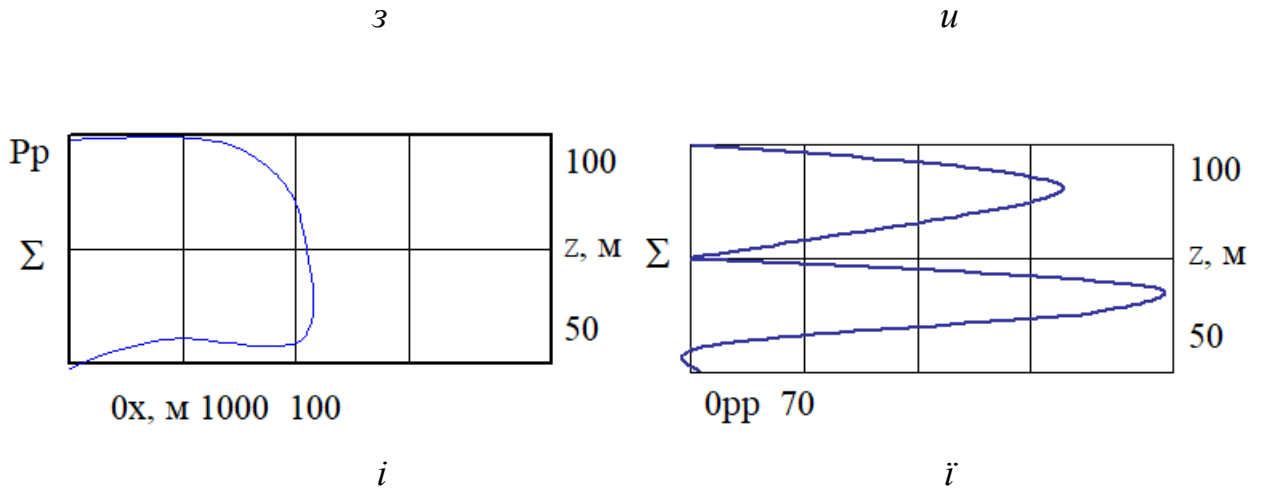


Рис. 5.13. Обвідна розподілу амплітуд тиску pp : $a, в, д, е, з, i$ – в хвилеводі $pp=p(x,h), h \in [50,100]$; $б, г, е, ж, u, i$ – в перетині $x=500$ м, $pp \rightarrow p(x,h), (50 \leq z \leq 100)$ м, $(0 \leq x \leq 1000)$ м

Для безмежного простору розподілення тисків пульсуючої сфери подається у вигляді системи концентричних кіл (рис. 5.1), а внесення в поле границь має збагачувати модовий набір коливань сфери, що і видно на рисунках 5.2-5.13.

На рис. 5.2–5.6 для мод «0»–«4» та їх суми $0+1+2+3+4$ в першому квадранті робочого простору наведено хвильові картини розподілення амплітуд тисків pp за частоти 63 Гц. Діапазон відстаней $(0 \leq x \leq 100)$ м, $(0 \leq x \leq 1000)$ м.

Хвильові картини подані різними кольорами: червоний, помаранчевий, світло-синій, синій, темно-синій. Кольорами показано змінення величини відносного тиску (pp/p_0) від найбільшого (червоний) до найменшого (темний синій).

З результатів розрахунків (рис. 5.1–5.6) зазначимо, що поле тиску в робочій області представлено сукупністю пучностей і вузлів, що чергуються. За умови плоскої задачі, для кількості вузлових ліній, що визначає номер моди mn , ситуація спрощується. Отже, при $m=0$ досліджуються тільки моди $mn \rightarrow \langle 00 \rangle, \langle 01 \rangle, \langle 02 \rangle \dots$ Обвідна, що охоплює сукупність ділянок поля, обмежених фронтами та вузловими лініями, характеризує форму розподілу амплітуд тиску в робочому просторі і визначається просторовою мінливості розподілення тиску в робочій області.

Очевидно, що причиною виникнення особливостей роботи сферичного джерела в обмеженому просторі є дисперсія, що характеризує зменшення фазової

швидкості n -ої моди за частотою, асимптотично наближаючись до значення $c=1500$ м (рис. 5.1 – вільний простір).

Як видно з рис. 5.2–5.6, 12, за зміни масштабу діаграми, деталізація розподілення тиску показує таке.

Саме розподілення тисків представляє результат складної інтерференційно-дифракційної взаємодії фронтів сферичних хвиль, модульованих відомими кутовими функціональними залежностями (рис. 5.2–5.6) для мод $n=0, 1, 2, 3, 4$ маємо:

$$\langle\langle 0 \rangle\rangle \rightarrow f(\theta) \Rightarrow 1, \langle\langle 1 \rangle\rangle \rightarrow f(\theta) \Rightarrow \cos(\theta),$$

$$\langle\langle 2 \rangle\rangle \rightarrow f(\theta) \Rightarrow \cos(2\theta), \langle\langle 3 \rangle\rangle \rightarrow f(\theta) \Rightarrow \cos(3\theta),$$

$$\langle\langle 4 \rangle\rangle \rightarrow f(\theta) \Rightarrow \cos(3\theta).$$

Тиски та просторові характеристики модових складових сферичної коливальної системи характеризуються нулями на границях «поверхня моря» (квадранти I, II) і «дно» (квадранти III, IV) в силу граничних умов робочого простору.

Для будь-якої моди (суми мод) в точці $H(x, h)$, ($x=0, h=H$) справедливим є твердження про рух акустичної енергії в м'яку границу, що виключає збурення в хвилеводі плоскої хвилі. При цьому стікання енергії в границу впливає на складові розподілення, зменшуючи за їх амплітудою та деформуючи за формою по мірі наближення від осі каналу до границь.

За роботи хвилеводу на одній моді, чи з використанням сумарної кількості мод, на діаграмах показано певне розділення середовища на ближнє і дальнє поля. В заданих вихідних даних для моди «0» розділ проходить по координаті $x=500$ м, (рис. 12, a, b, d, e, z, i).

Для вибіркової хвилеводу треба модифікувати вираз (4.7), застосовуючи множник виду функції $\sin\left(\frac{n\pi}{H}z\right)$, який відповідає ситуації акустично м'яких границь хвилеводу. Розраховане для цього випадку розподілення поля тиску (рис. 5.7–5.9) показує появу додаткових вузлових ліній, що відповідають нулям залежності від z тиску pp відповідної моди.

Розглянутий хвильовод має відфільтровувати нульову моду відповідно до умов на границі, тому суттєву цікавість викликає ситуація використання мод, відмінних від нульової, наприклад, мод «1» та «2». Окрема реалізація сферичним джерелом вказаних мод забезпечувалась шляхом електричної комутації окремих розрізних електродів, що нанесені на поверхні сфери.

Наприклад, відповідно до робіт [10, 15]:

- «0» мода – паралельним узгодженим з'єднанням всіх електродованих ділянок;
- «1» мода – послідовним зустрічним з'єднанням протилежно розташованих пар електродованих ділянок;
- «2» мода – паралельно-послідовним з'єднанням, електродованих ділянок ортогональних пар поверхонь сфери.

Діаграми залежностей $pp \rightarrow pp(\theta)$, $pp(z)$ розміщено наступним чином :

- розрахункові огинаючі тисків pp та епюри тисків $pp(z)$ для робочого простору, моди «0»–«4», $x=100$ м на рис. 5.10, *a, в, д, є, з, і* та рис. 5.10, *б, г, е, ж, и, ї*;
- розрахункові обвідні тисків pp та епюри тисків $pp(z)$ для хвильоводу, моди «0»–«4», $x=100$ м на рис. 5.11, *a, в, д, є, з, і* та рис. 5.11, *б, г, е, ж, и, ї*;
- розрахункові обвідні тисків pp та епюри тисків $pp(z)$ для робочого простору, моди «0»–«4», $x=500$ м на рис. 5.12, *a, в, д, є, з, і* та рис. 5.12, *б, г, е, ж, и, ї*;
- розрахункові обвідні тисків pp та епюри тисків $pp(z)$ для хвильоводу, моди «0»–«4», $x=500$ м на рис. 5.13, *a, в, д, є, з, і*, рис. 5.13, *б, г, е, ж, и, ї*.

Відповідно до рис. 5.13, *a, в, д, є, з* робочий простір триває вздовж горизонтальної осі хвильоводу від 1 до 700 м для нижчих мод. При цьому існує обмеження робочого простору координатою $x=500$ м. Це показує відповідність, починаючи з вказаного перетину, розрахункових значень розподілення амплітуд, які отримані відповідно до положень розв'язку методу часткових областей,

типовим епюрам розподілень тисків за [5]. Отже, вони можуть бути використані в якості коефіцієнтів розкладення для поля в хвилеводі. Рівні сумарного поля і модових складових спадають обернено до збільшення відстані без загального змінення форми.

Таким чином, оберемо перетини $x=100$ м і $x=500$ м. Для них, як видно з рис. 5.10, 5.12, розраховані обвідні просторових розподілень тиску в робочому просторі. Вони мають особливості, що проявляється в значеннях рівнів локальних максимумів, нулів та певних змінень форм пелюсток вказаних діаграм. Це пояснюється:

- відмінностями в обраних перетинах самої «тонкої структури поля» щодо кількості протифазних ділянок, вузлів і пучностей тисків в перетинах $x=100$ м і $x=500$ м для кожної з реалізованих мод;
- просторовими втратами на розширення фронту та перевідбиттям від границь хвиль, сформованих джерелом;
- відмінностями фазових швидкостей нормальних хвиль.

При цьому. (рис. 5.10, *а, в, д, є, з, і*) положення локальних мінімумів обвідних діаграм модових компонент характеризують типові напрямки кутів, які подані пунктиром для мод «2»–«4»).

5.2. Результати розрахунків для акустичного імпедансу

Тут представлені результати розрахунків акустичного імпедансу на поверхні сфери. Акустичний імпеданс є однією з ключових характеристик акустичних систем, оскільки він визначає співвідношення між акустичним тиском та швидкістю коливань у середовищі. Розрахунки були виконані на основі попередньої частини роботи з розрахунку амплітуд акустичного тиску в робочому просторі сферичного випромінювача, що була описана у попередньому розділі. Розрахунковим виразом є співвідношення (4.26).

Детальний аналіз акустичного імпедансу на поверхні сфери дозволить

зрозуміти його вплив на взаємодію з іншими середовищами та відобразити можливість застосування даної системи в конкретних умовах. Можна буде побачити особливості формування акустичного імпедансу в хвилеводі порівняно з вільним полем.

Моделювання було здійснено в програмному середовищі MATLAB. Код програми приведено у додатку С.

Джерело монохроматичного звукового сигналу розташовано на горизонтальній осі хвилеводу в точці O – початку прямокутних координат O, x, y, z . Глибина моря обрана в діапазоні від 10 м до 100 м.

Радіус сфери 1 м.

Розрахунки приведено парами: активна й реактивна складова акустичного імпедансу (на одному графіку) та амплітуда з фазою (на одному графіку).

Для порівняння приведено розрахунки імпедансу для вільного поля з використанням класичних співвідношень. Код програми приведено у додатку D.

Радіус перетворювача 1 м.

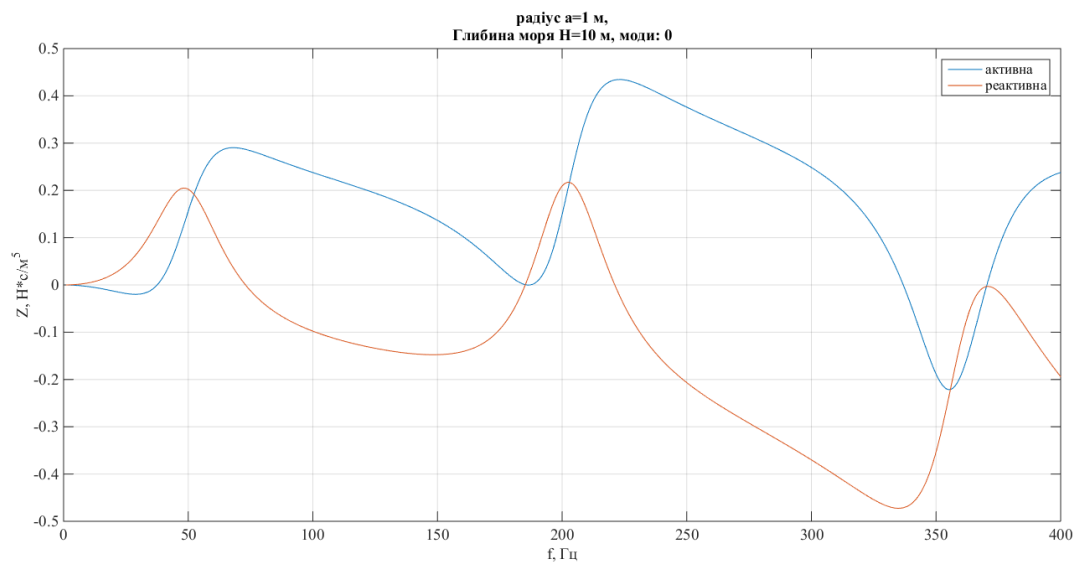


Рис.5.14. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача імпедансу: активна (синя) і реактивна складова (червона) в робочому просторі при глибині хвилеводу 10 м

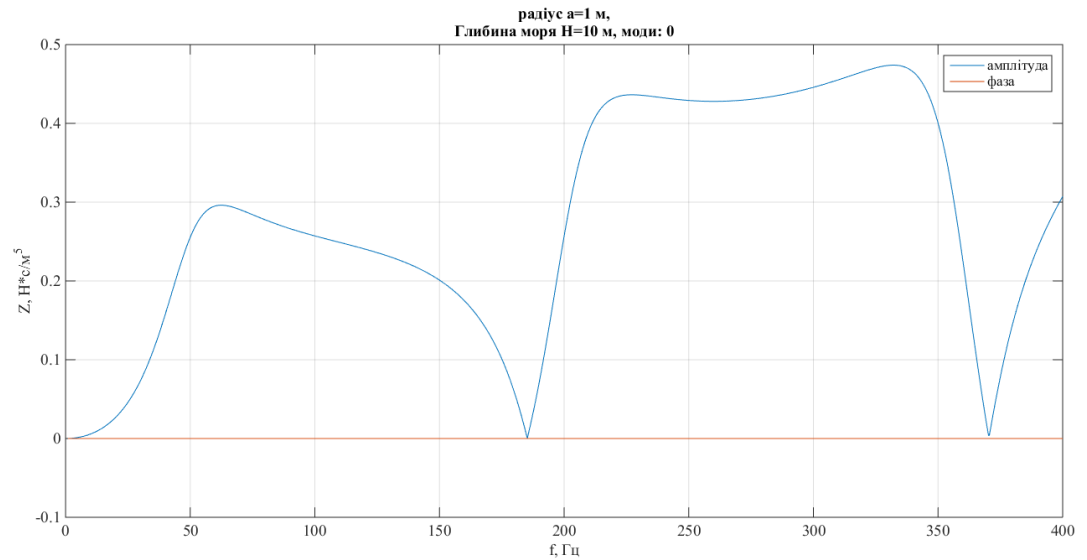


Рис.5.15. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача імпедансу: амплітуда (синя) і фаза (червона) в робочому просторі при глибині хвилеводу 10 м

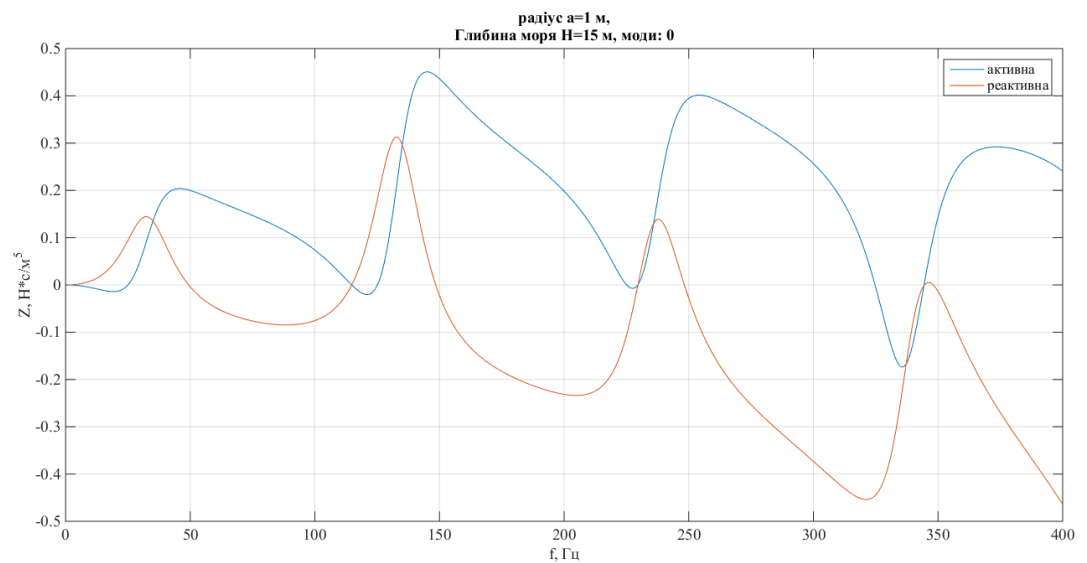


Рис.5.16. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача імпедансу: активна (синя) і реактивна складова (червона) в робочому просторі при глибині хвилеводу 15 м

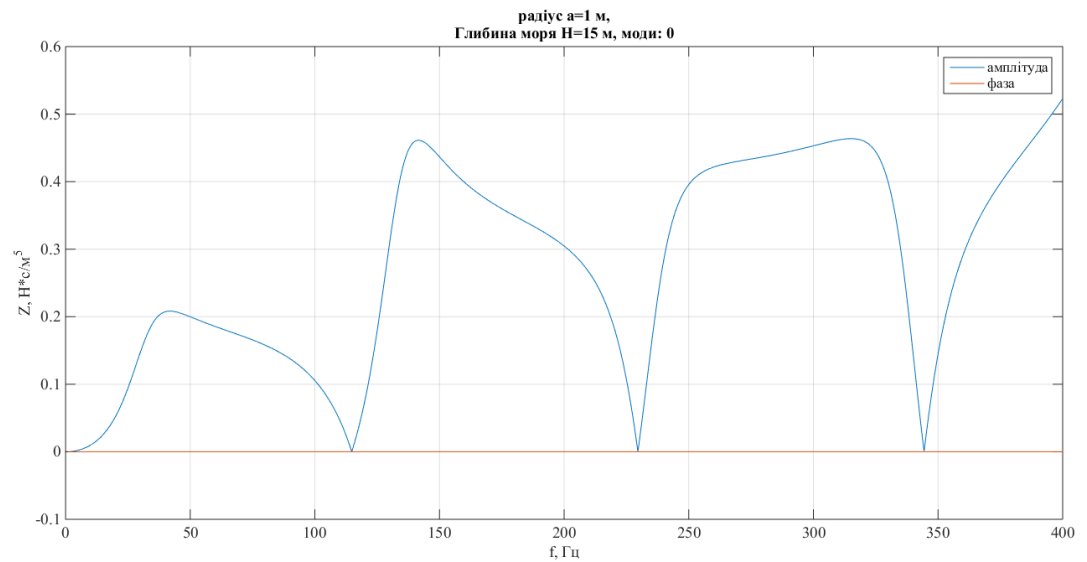


Рис.5.17. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача імпедансу: амплітуда (синя) і фаза (червона) в робочому просторі при глибині хвилеводу 15 м

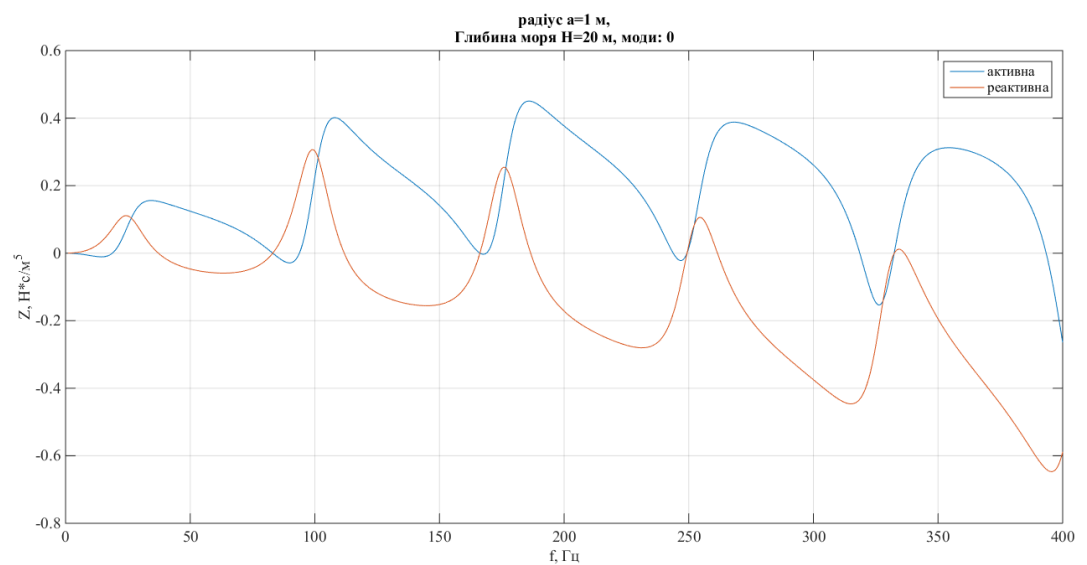


Рис.5.18. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача імпедансу: активна (синя) і реактивна складова (червона) в робочому просторі при глибині хвилеводу 20 м

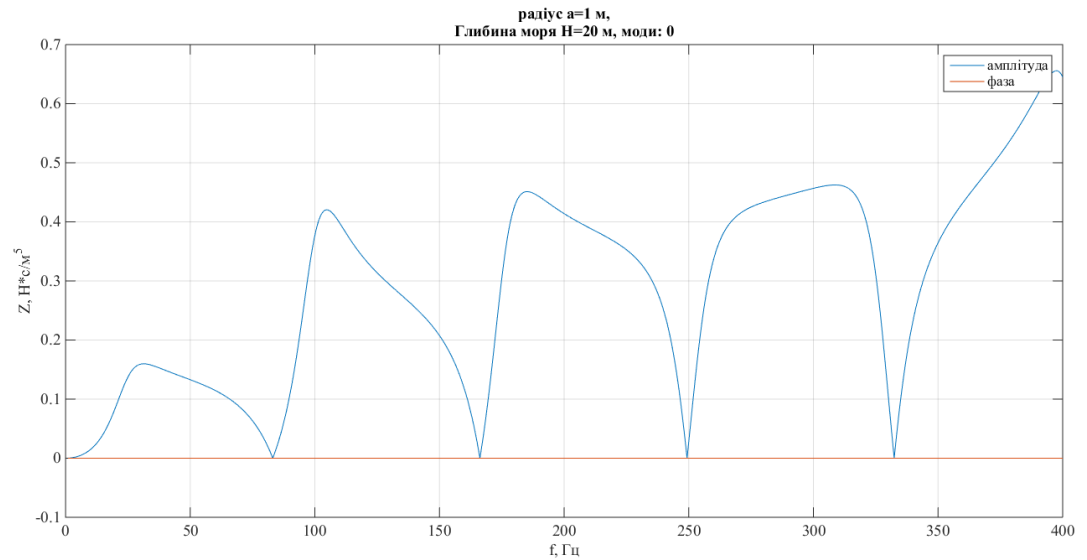


Рис.5.19. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача імпедансу: амплітуда (синя) і фаза (червона) в робочому просторі при глибині хвилеводу 20 м

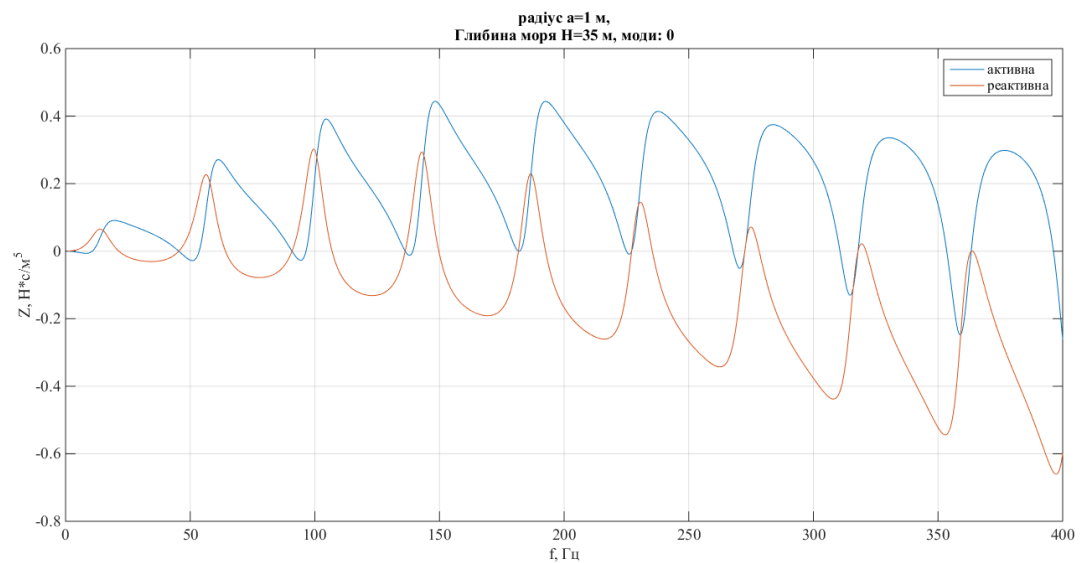


Рис.5.20. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача імпедансу: активна (синя) і реактивна складова (червона) в робочому просторі при глибині хвилеводу 35 м

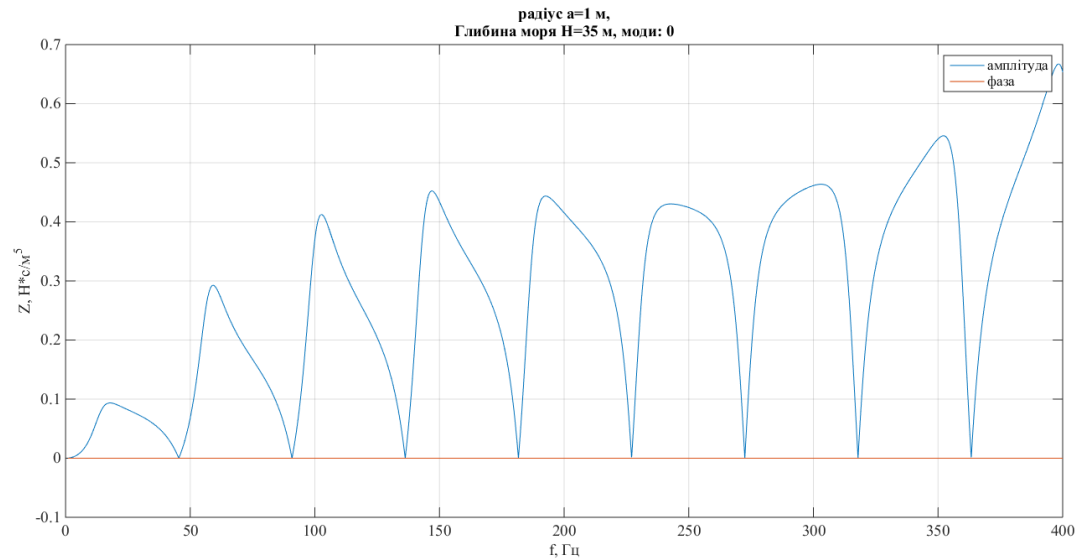


Рис.5.21. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача імпедансу: амплітуда (синя) і фаза (червона) в робочому просторі при глибині хвилеводу 35 м

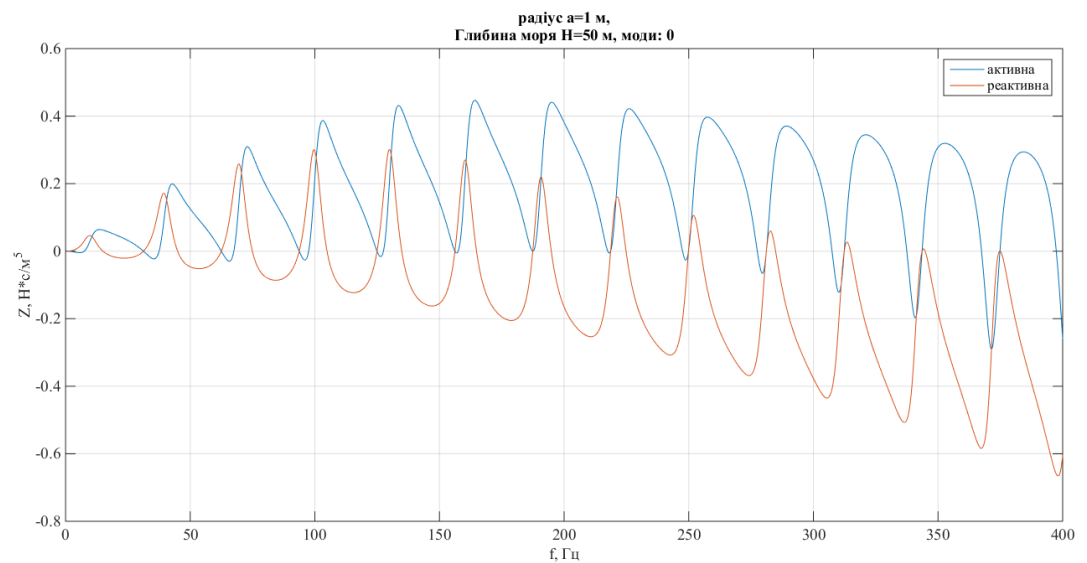


Рис.5.22. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача імпедансу: активна (синя) і реактивна складова (червона) в робочому просторі при глибині хвилеводу 50 м

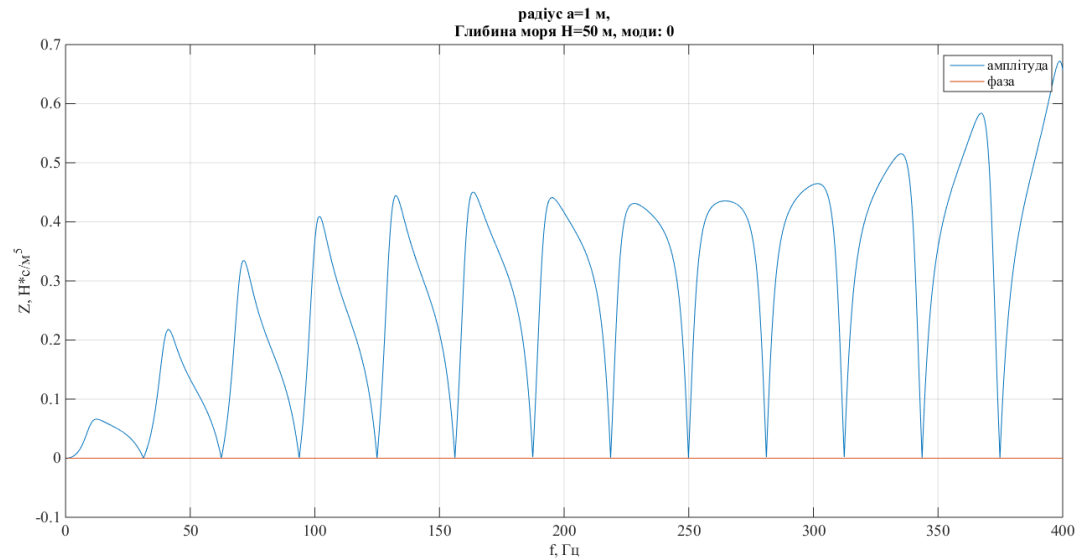


Рис.5.23. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача імпедансу: амплітуда (синя) і фаза (червона) в робочому просторі при глибині хвилеводу 50 м

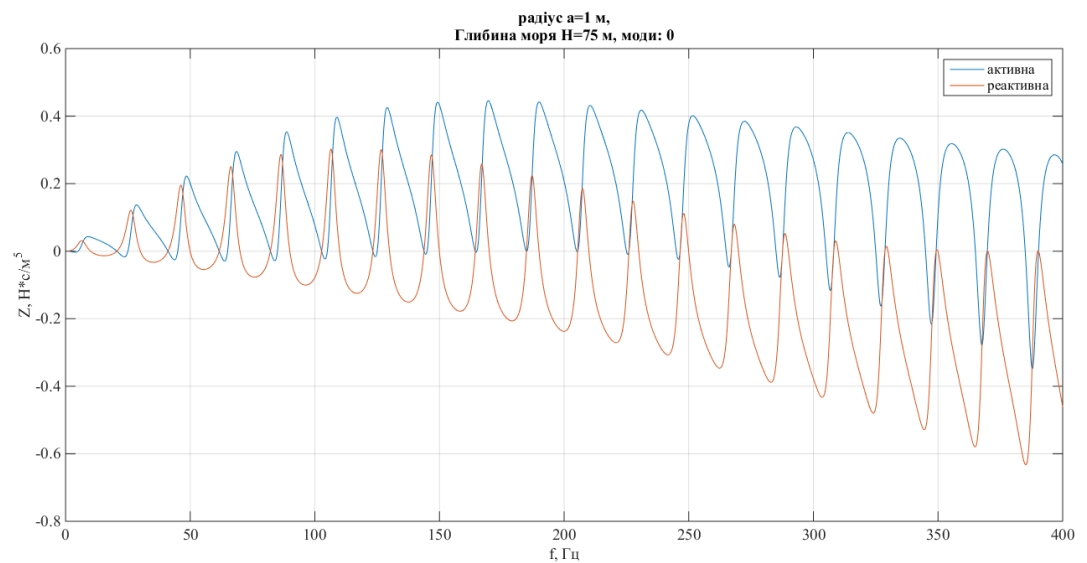


Рис.5.24. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача імпедансу: активна (синя) і реактивна складова (червона) в робочому просторі при глибині хвилеводу 75 м

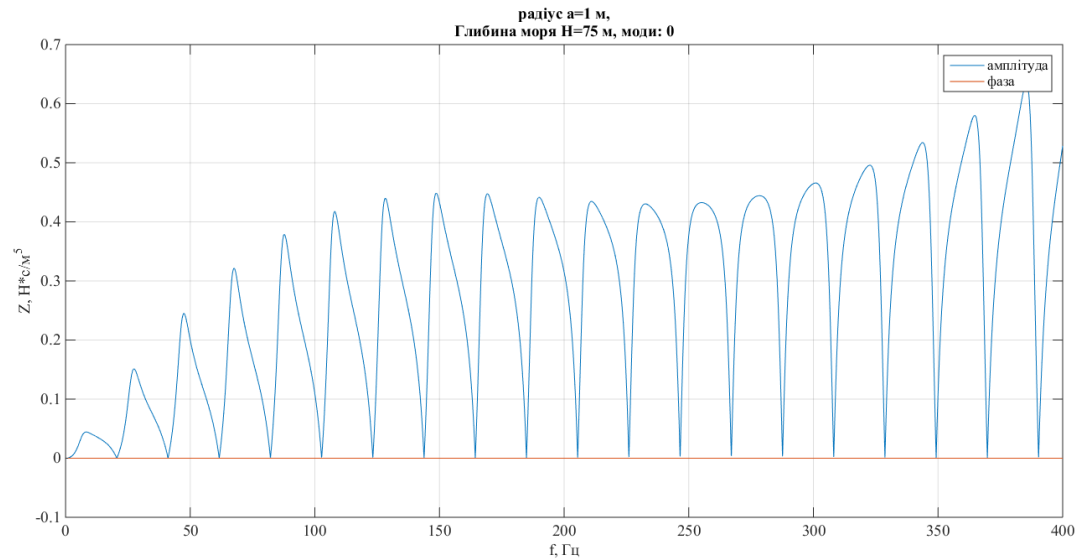


Рис.5.25. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача імпедансу: амплітуда (синя) і фаза (червона) в робочому просторі при глибині хвилеводу 75 м

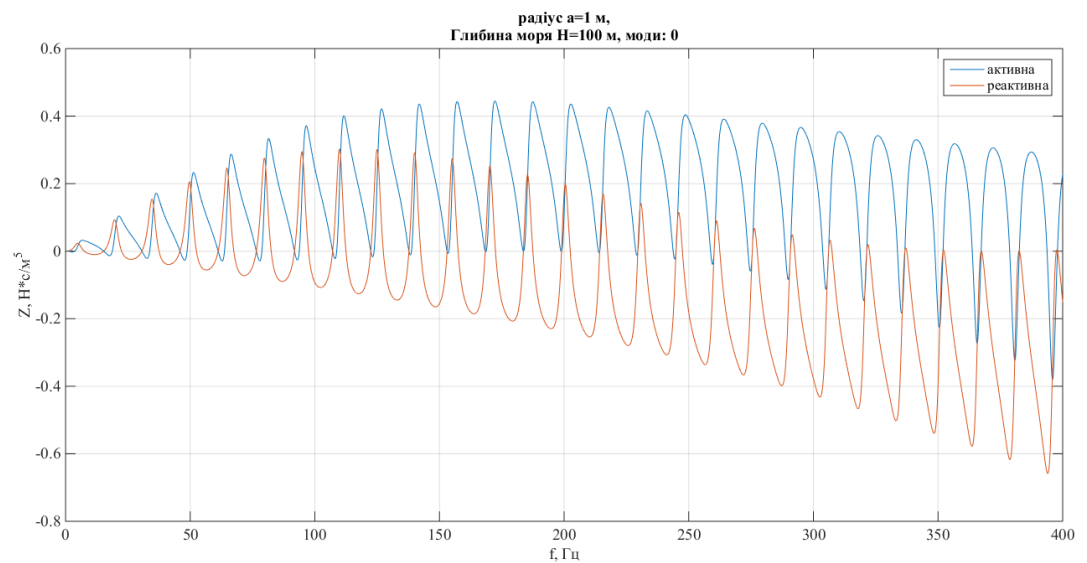


Рис.5.26. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача імпедансу: активна (синя) і реактивна складова (червона) в робочому просторі при глибині хвилеводу 100 м

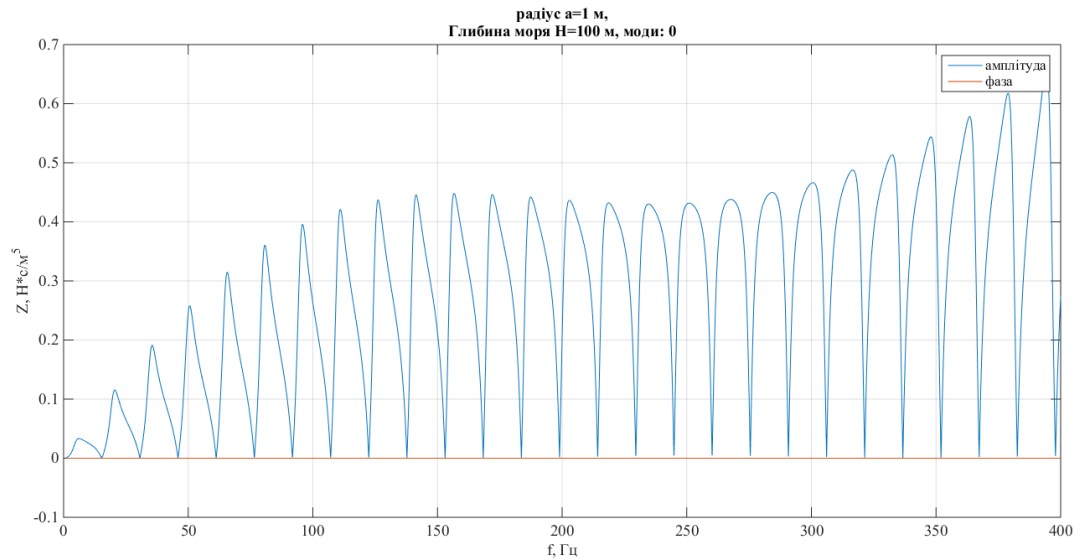


Рис.5.27. Частотні залежності приведеного на поверхні перетворювача імпедансу: амплітуда (синя) і фаза (червона) в робочому просторі при глибині хвильоводу 100 м

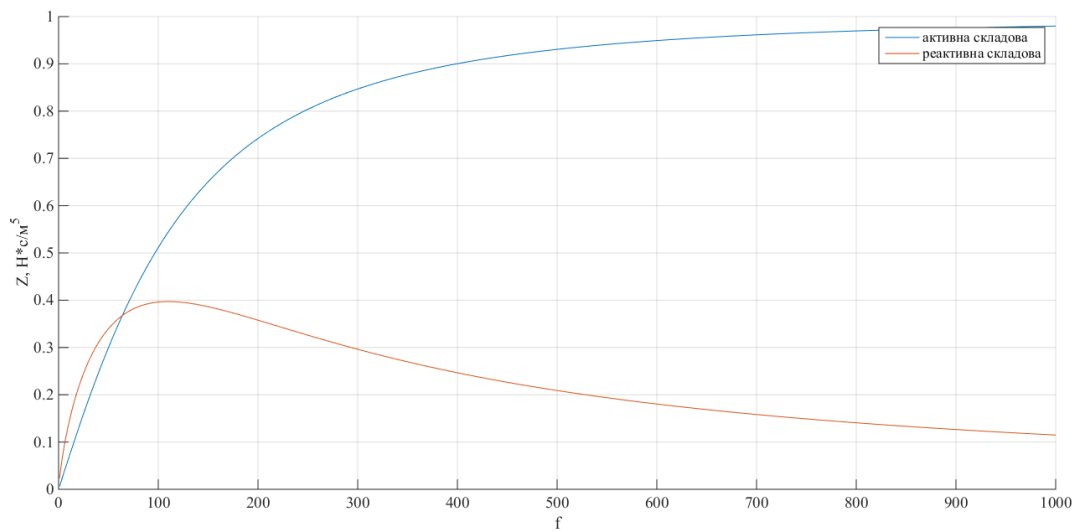


Рис.5.28. Частотні залежності приведеного на поверхні перетворювача імпедансу: активна (синя) і реактивна складова (червона) для вільного поля

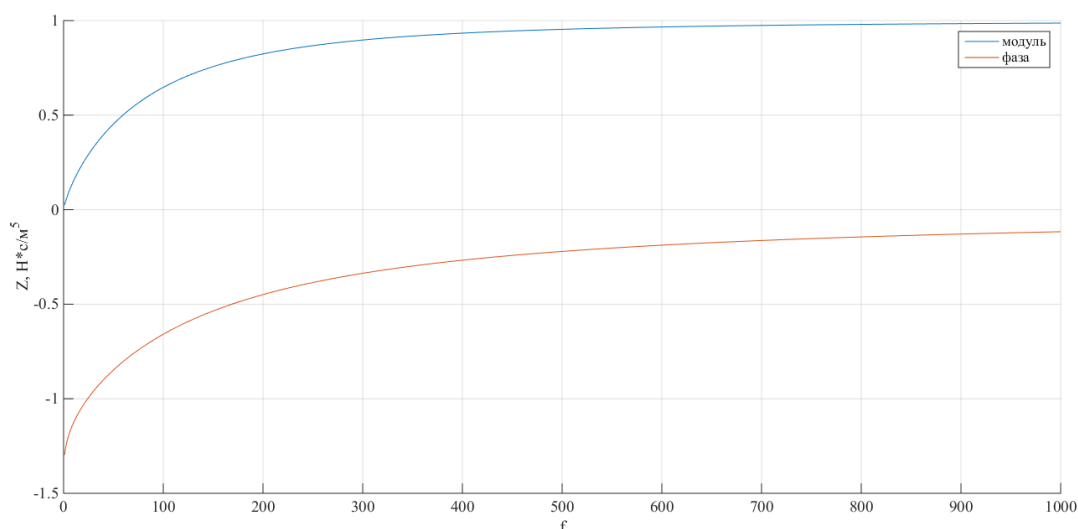


Рис.5.29. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача імпедансу: амплітуда (синя) і фаза (червона) для вільного поля

Отримані частотні розподілення імпедансу характеризують набір послідовних резонансів та антирезонансів, а також зміни характеру імпедансу з інерційного на пружний на всій області частот. Спостерігається характерне для імпедансу вільного поля співвідношення вкладів активної та реактивної складової: спочатку домінує реактивна складова, а потім починає домінувати активна. Видно, що зі зростанням глибини хвильоводу росте частота появи резонансів та антирезонансів.

Тобто для вказаних інтервалів поле характеризується ефектами акумуляції звукової енергії з подальшою трансформацією її, а саме енергія передається по хвильоводу. Таким чином довкола перетворювача утворюється шар середовища, так звана приєднана маса, що збирає випромінену сферою енергію та повертає її назад на сферу.

Сама частота появи, як видно з рисунків, не є сталою. Так на рис. 5.14 перший резонанс реактивної складової маємо при $f = 48,2$ Гц, другий – при $f = 202,4$ Гц, а третій – при $f = 307,8$ Гц. Різниця між першим та другим становить 154,2 Гц, а між другим третім – 105,4 Гц.

Видно, що при зростанні глибини і рості частоти появи резонансів з антирезонансами, можна виділити обвідну активної та реактивної складової, при чому характер її змінення тотожний характеру змінення відповідно активної та реактивної складової акустичного імпедансу для вільного поля. Це можна пояснити наближенням умов до вільного поля. На рис. 5.30 приведено розрахунки для глибини 300 м.

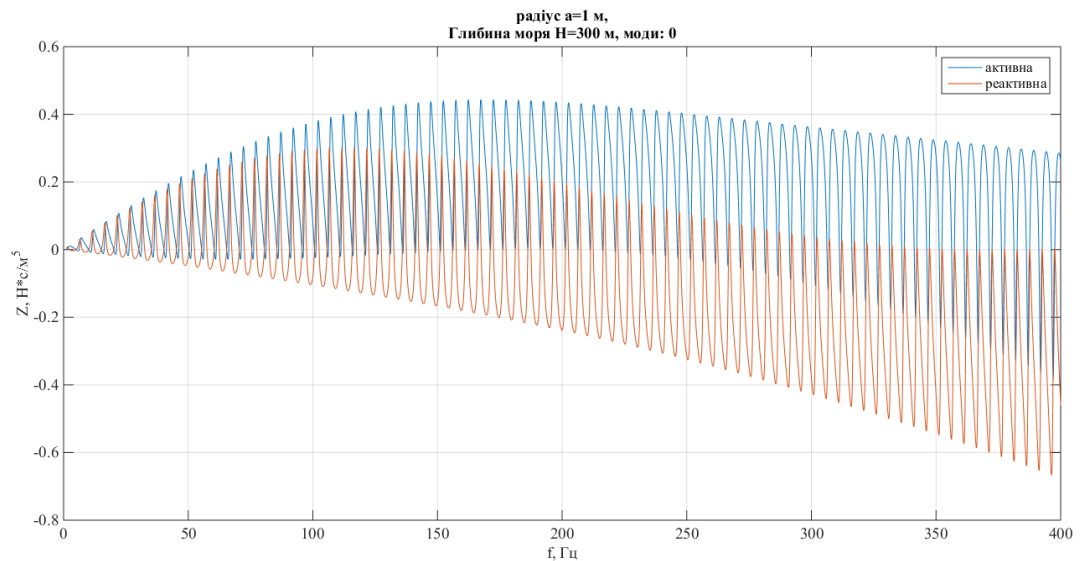


Рис.5.30. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача імпедансу: активна (синя) і реактивна складова (червона) в робочому просторі при глибині хвильоводу 300 м

Характерною особливістю імпедансної характеристики є поява яскраво вираженого головного імпедансу на частоті $f = 667,5$ Гц (рис. 5.31). При цьому резонанс залишається таким же для різних глибин хвильоводу (рис. 5.32). Далі ми побачимо, що на його змінення впливає розмір перетворювача.

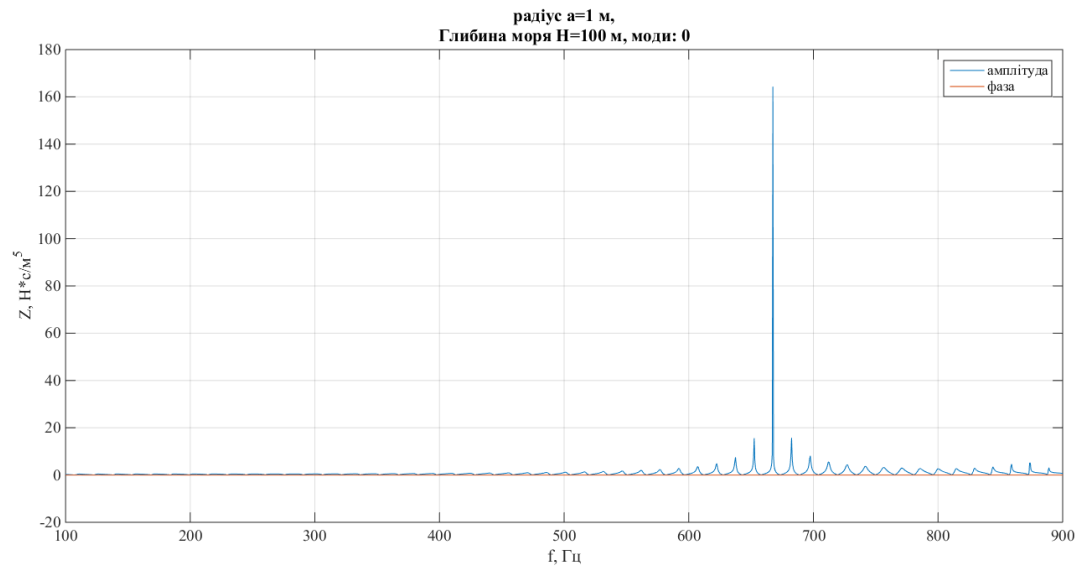


Рис.5.31. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача імпедансу: амплітуда (синя) і фаза (червона) в робочому просторі при глибині хвилеводу 100 м для діапазонів частот [100 Гц; 900 Гц]

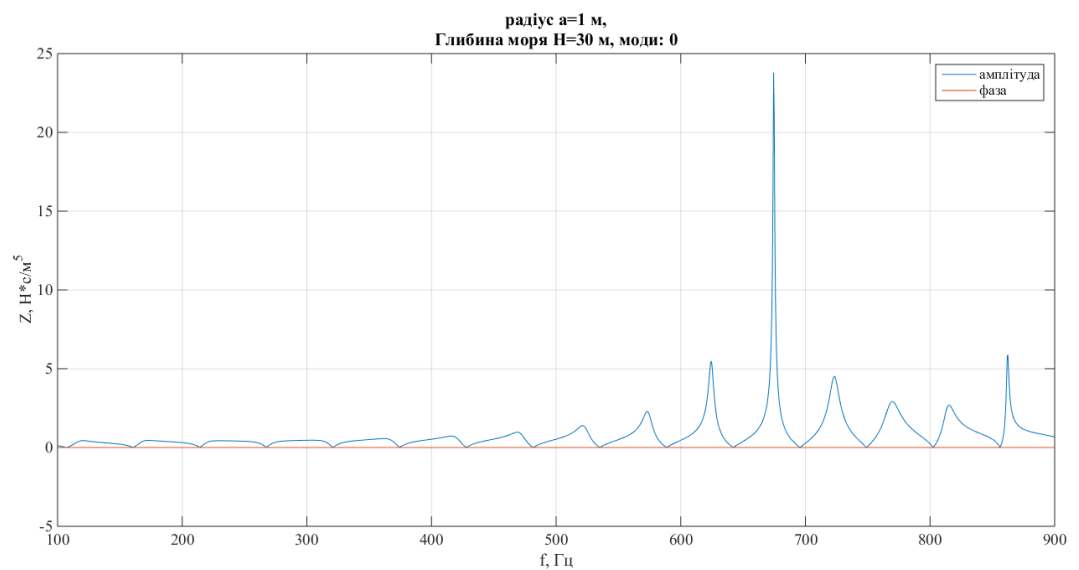


Рис.5.32. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача імпедансу: амплітуда (синя) і фаза (червона) в робочому просторі при глибині хвилеводу 30 м для діапазонів частот [100 Гц; 900 Гц]

При збільшенні розмірів сфери міняється частота появи резонансів та антирезонансів, а також міняється частота головного резонансу. На рис. 5.33-46

приведено змінення приведенного акустичного імпедансу на поверхні сфери розміром 2 м. На рис. 47-48 приведено розрахунки імпедансу для вільного поля з використанням класичних співвідношень (також для розміру сфери 2 м).

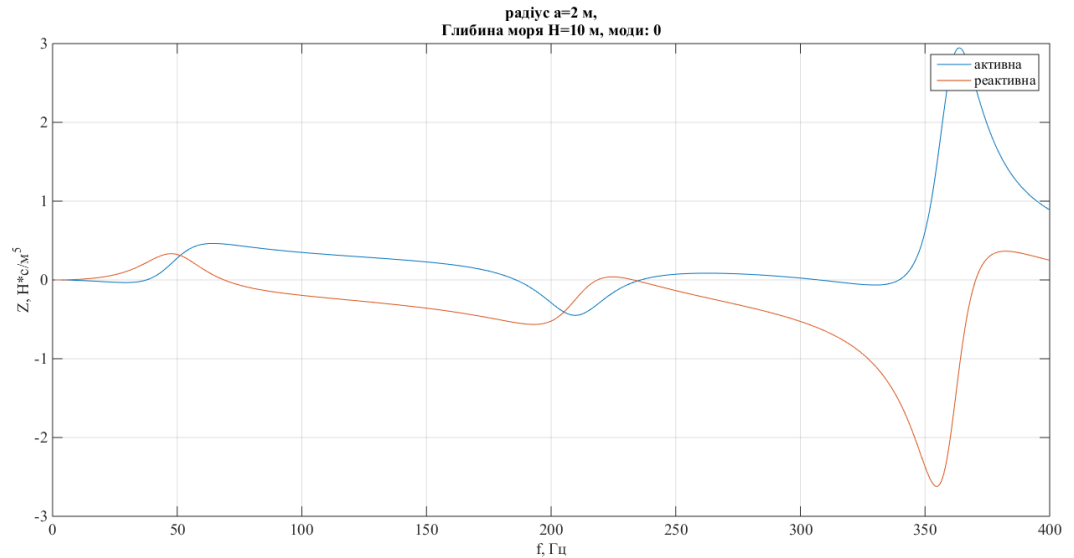


Рис.5.33. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача імпедансу: активна (синя) і реактивна складова (червона) в робочому просторі при глибині хвильоводу 10 м при розмірі перетворювача 2 м

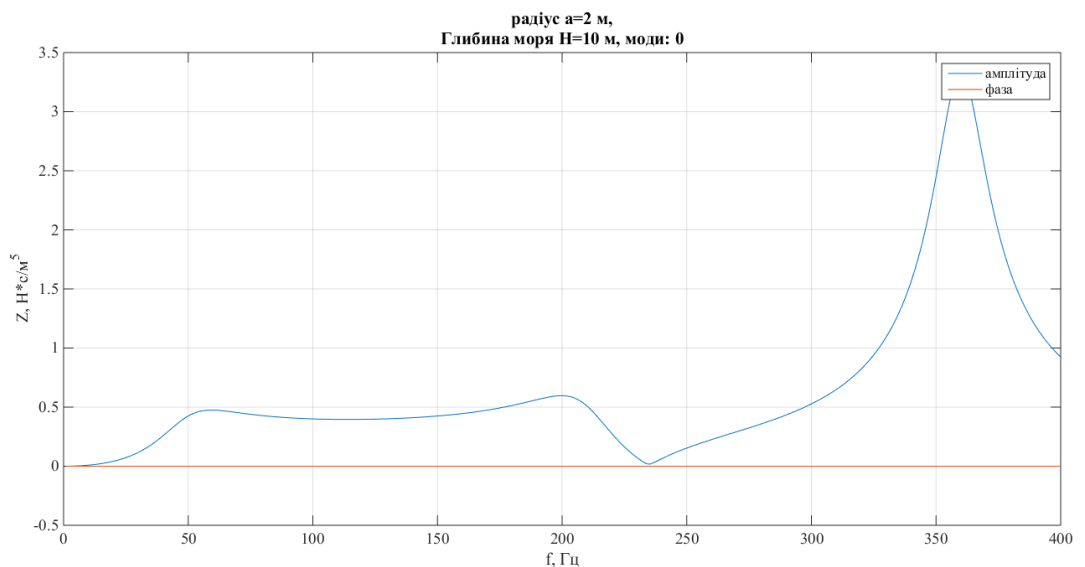


Рис.5.34. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача імпедансу: амплітуда (синя) і фаза (червона) в робочому просторі при глибині хвильоводу 10 м при розмірі перетворювача 2 м

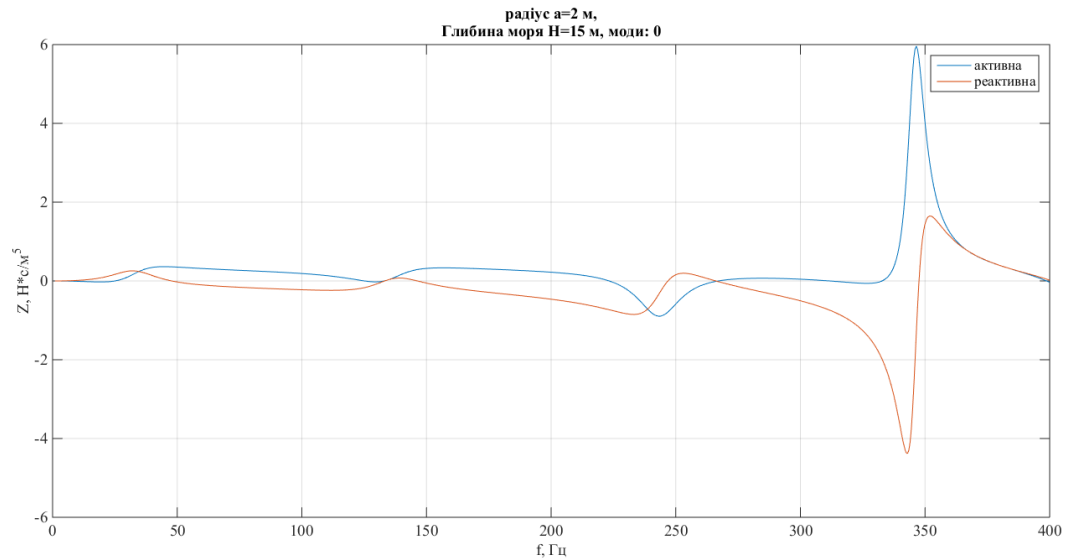


Рис.5.35. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача імпедансу: активна (синя) і реактивна складова (червона) в робочому просторі при глибині хвилеводу 15 м

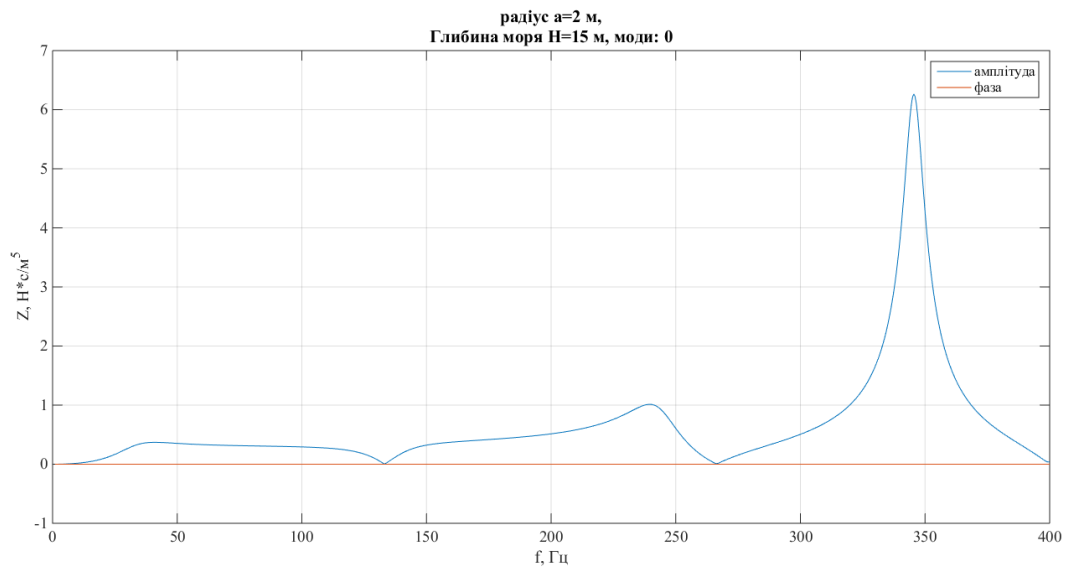


Рис.5.36. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача імпедансу: амплітуда (синя) і фаза (червона) в робочому просторі при глибині хвилеводу 15 м

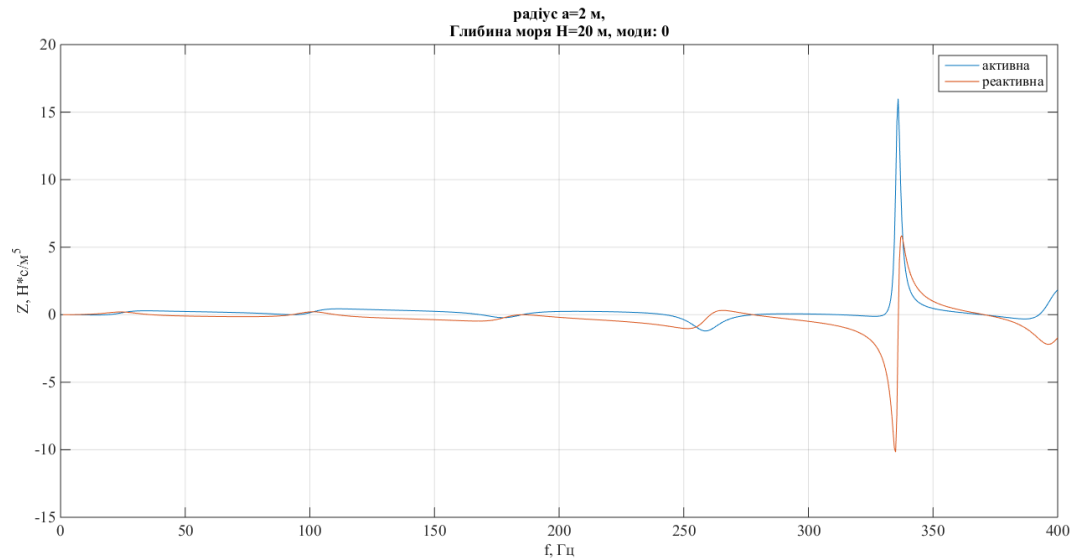


Рис.5.37. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача імпедансу: активна (синя) і реактивна складова (червона) в робочому просторі при глибині хвильоводу 20 м

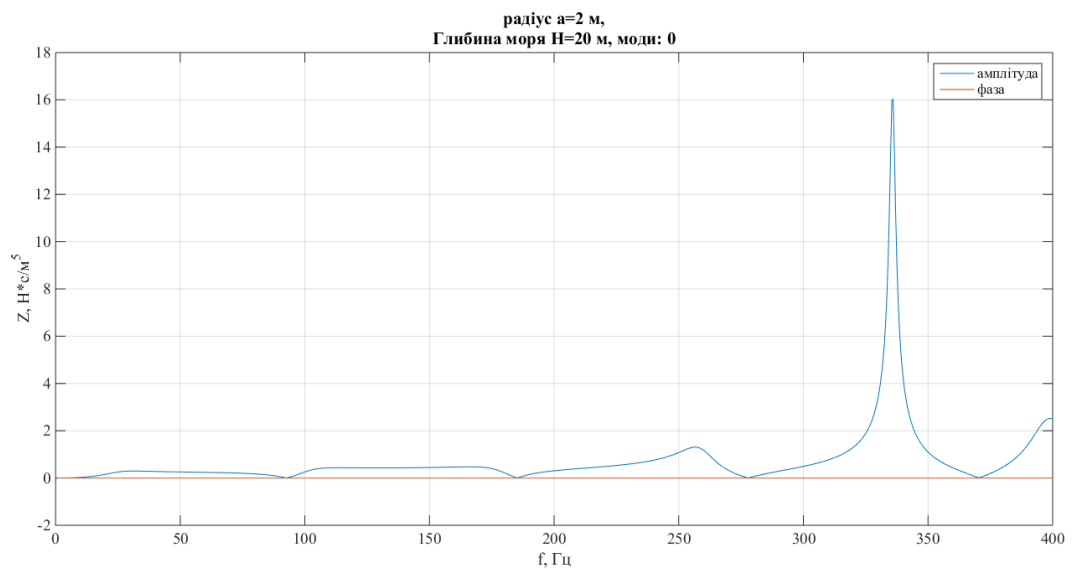


Рис.5.38. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача імпедансу: амплітуда (синя) і фаза (червона) в робочому просторі при глибині хвильоводу 20 м

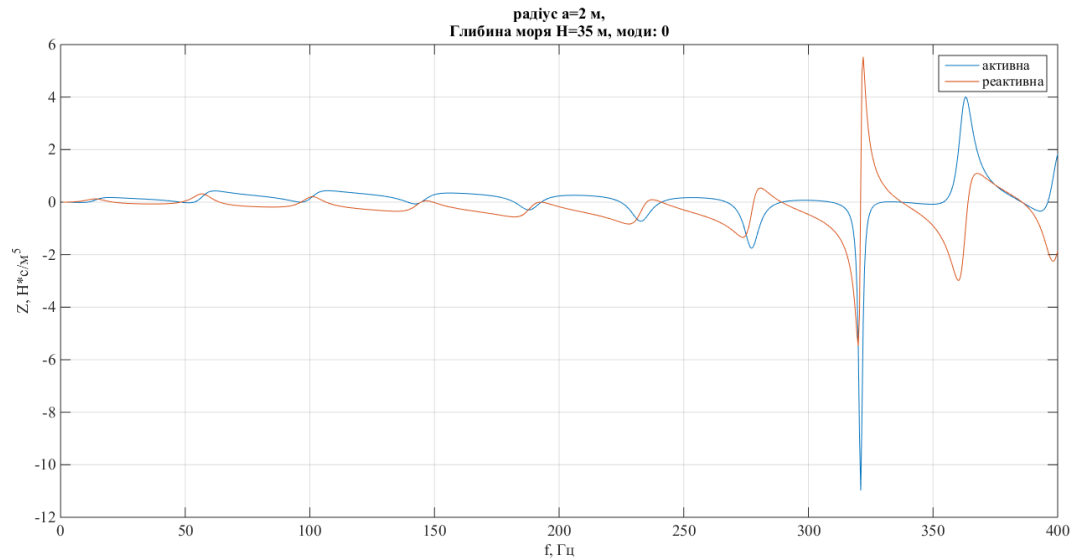


Рис.5.39. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача імпедансу: активна (синя) і реактивна складова (червона) в робочому просторі при глибині хвильоводу 35 м

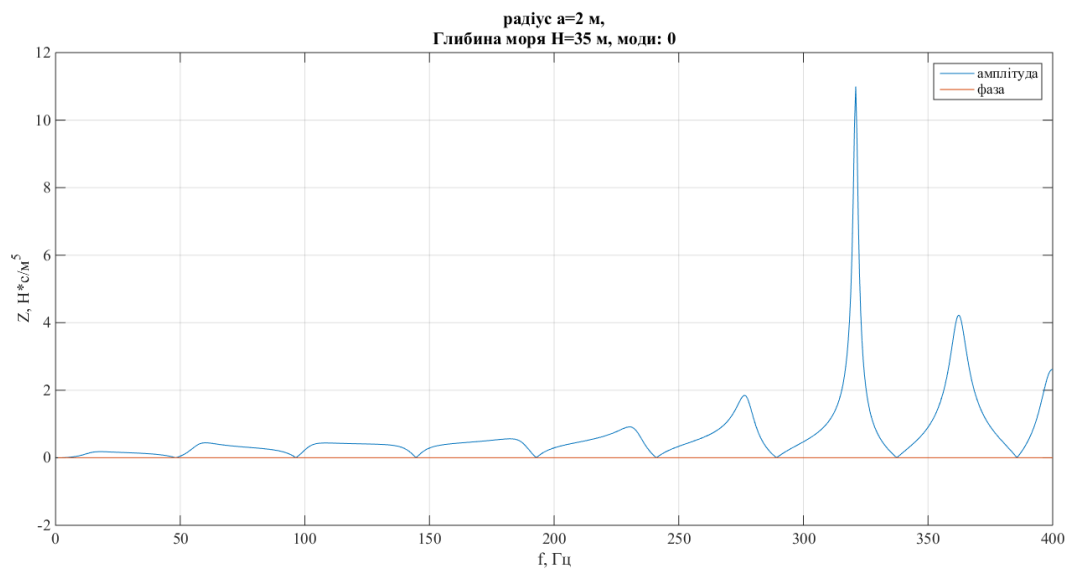


Рис.5.40. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача імпедансу: амплітуда (синя) і фаза (червона) в робочому просторі при глибині хвильоводу 35 м

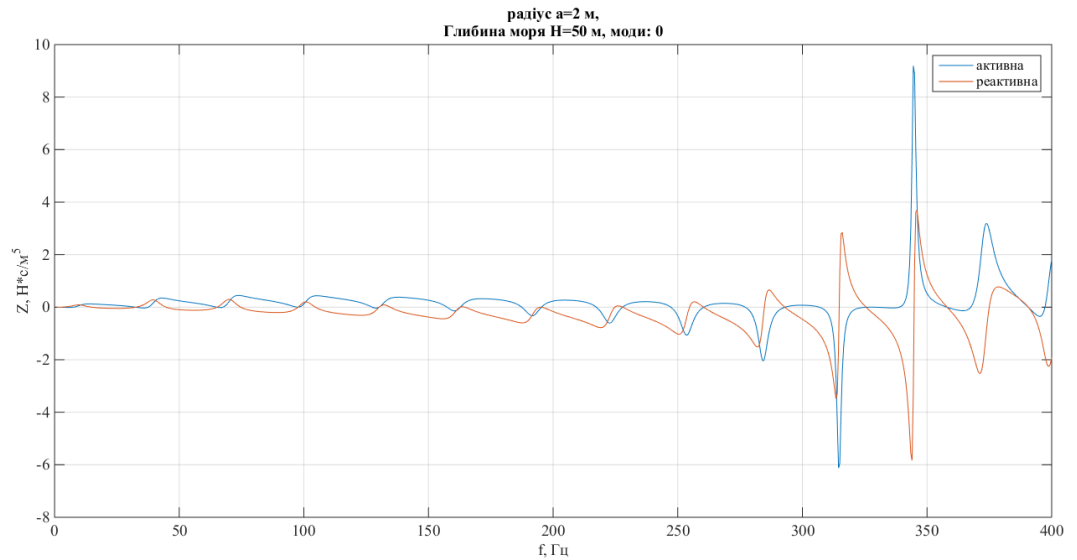


Рис.5.41. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача імпедансу: активна (синя) і реактивна складова (червона) в робочому просторі при глибині хвильоводу 50 м

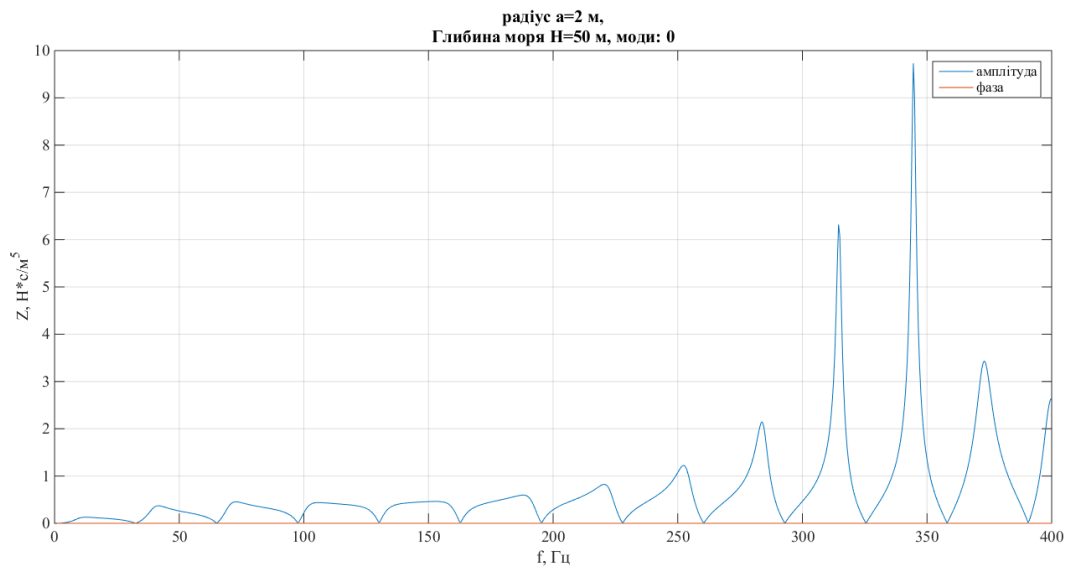


Рис.5.42. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача імпедансу: амплітуда (синя) і фаза (червона) в робочому просторі при глибині хвильоводу 50 м

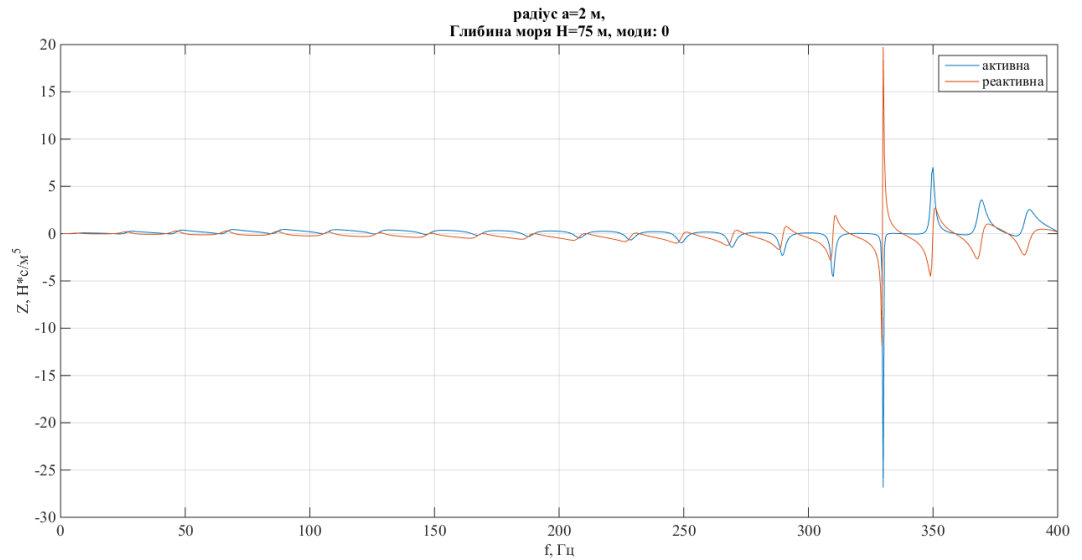


Рис.5.43. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача імпедансу: активна (синя) і реактивна складова (червона) в робочому просторі при глибині хвильоводу 75 м

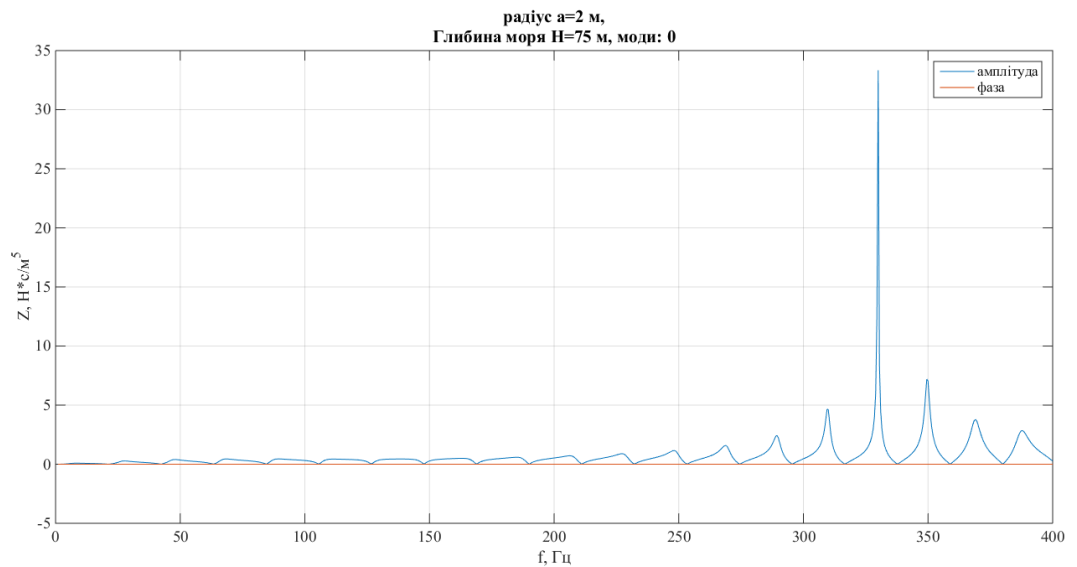


Рис.5.44. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача імпедансу: амплітуда (синя) і фаза (червона) в робочому просторі при глибині хвильоводу 75 м

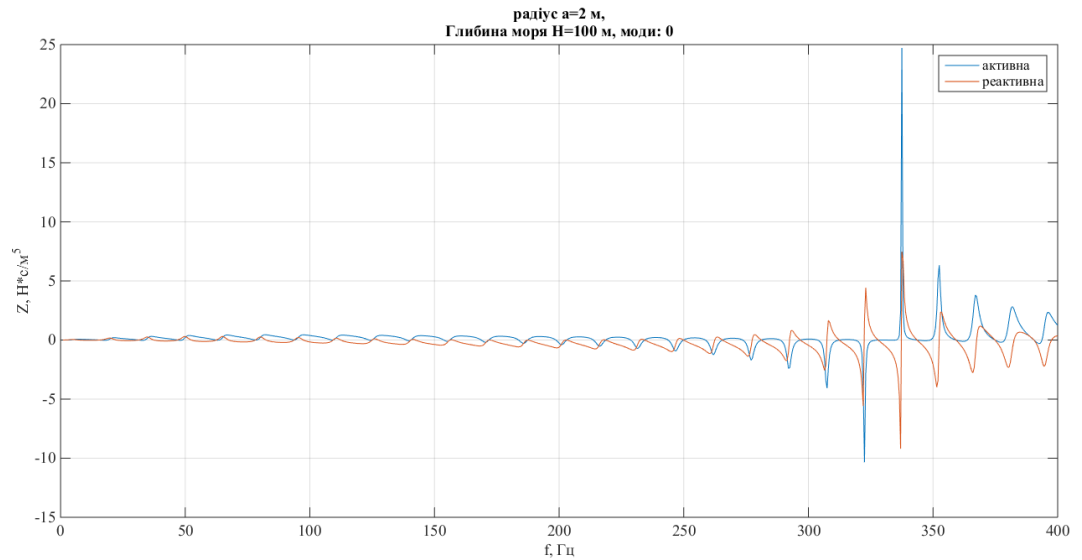


Рис.5.45. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача імпедансу: активна (синя) і реактивна складова (червона) в робочому просторі при глибині хвильоводу 100 м

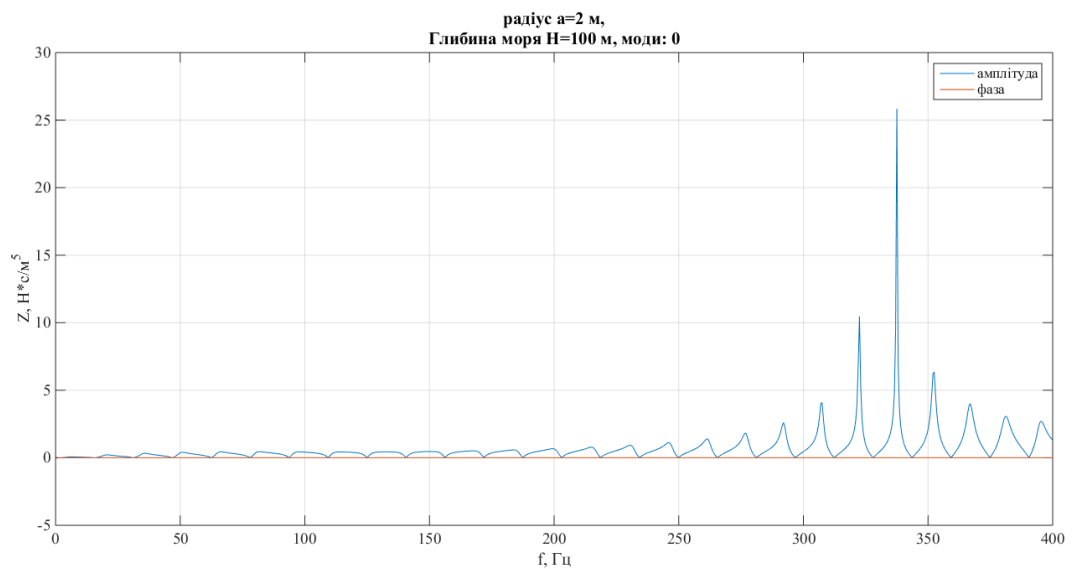


Рис.5.46. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача імпедансу: амплітуда (синя) і фаза (червона) в робочому просторі при глибині хвильоводу 100 м

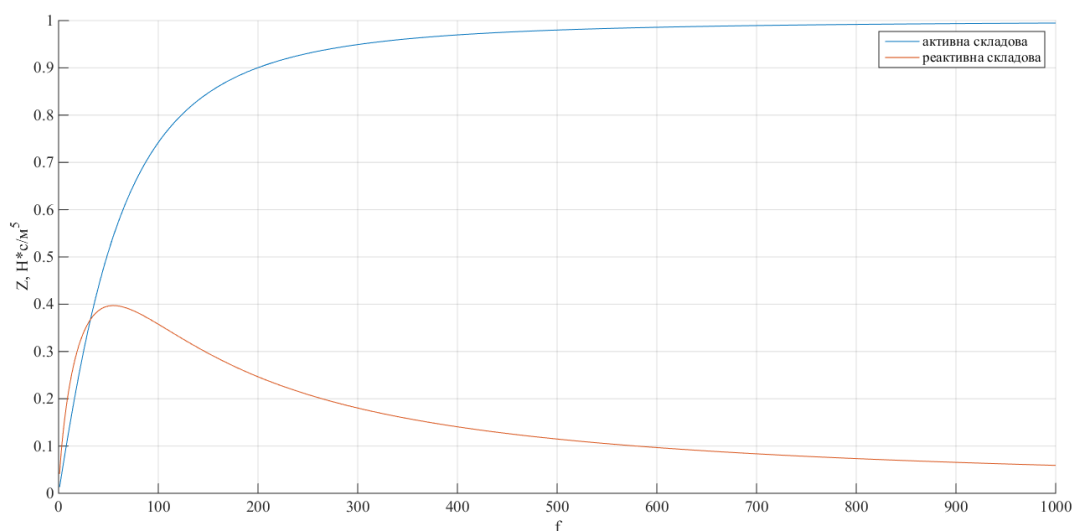


Рис.5.47. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача імпедансу: активна (синя) і реактивна складова (червона) для вільного поля

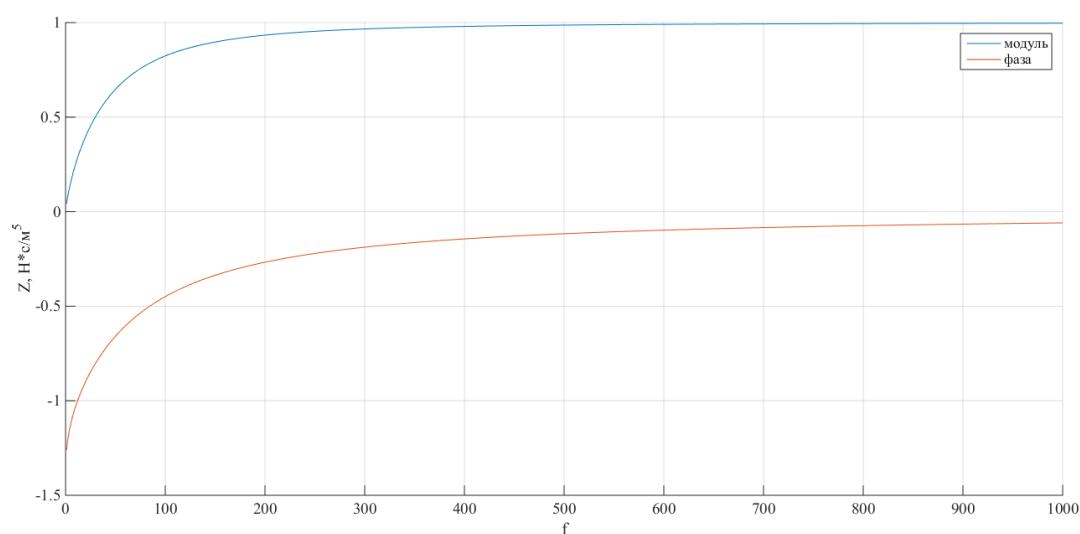


Рис.5.48. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача імпедансу: амплітуда (синя) і фаза (червона) для вільного поля

Примітним є змінення головного резонансу: при $a = 2$ м він становить 337,5 Гц. На рис. 5.33-46 через масштабування важко побачити характер змінення імпеданса, тому на рис. 5.49 приведено два графіки для порівняння (ліворуч при

радіусі сфери 1 м, праворуч – 2 м) для глибини моря 30 м в діапазоні частот від 1 Гц до 300 Гц.

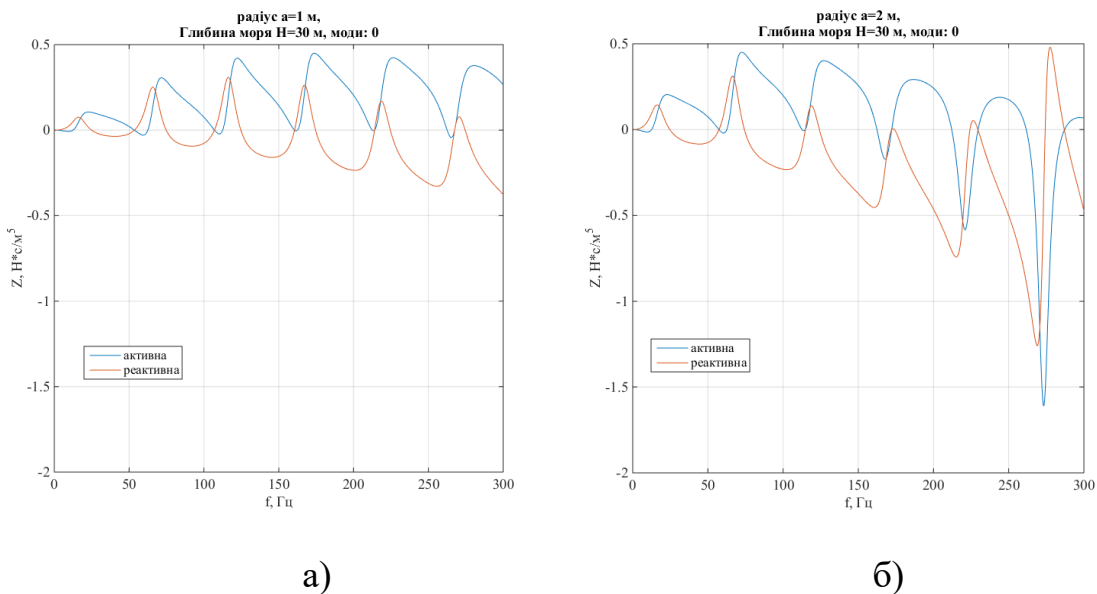


Рис.5.49. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача імпедансу: активна (синя) і реактивна складова (червона) в робочому просторі при глибині хвильоводу 30 м: а – радіус сфери 1 м; б – радіус сфери 2 м

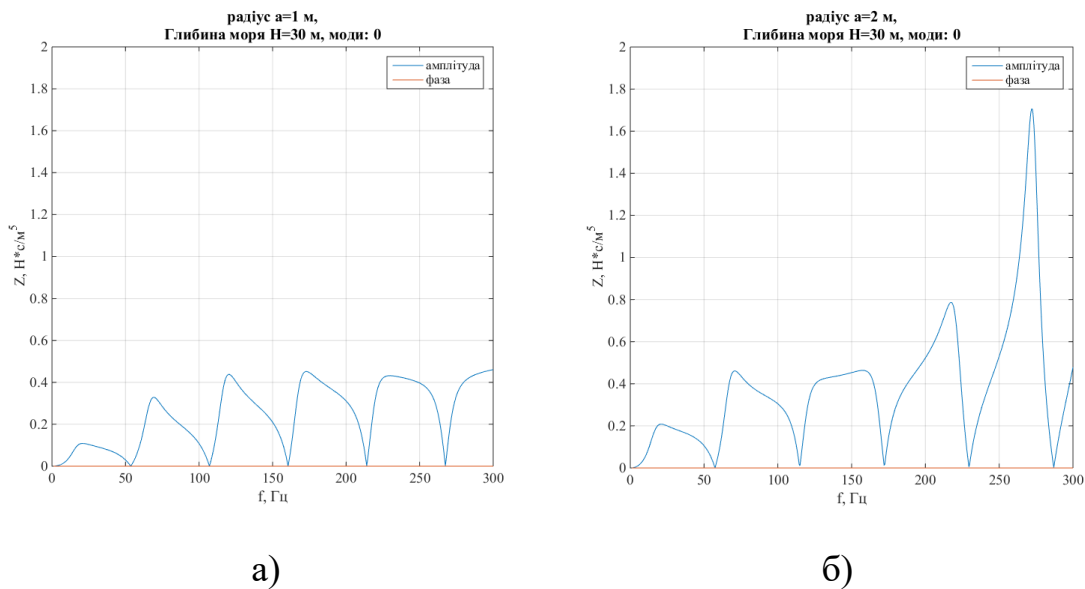
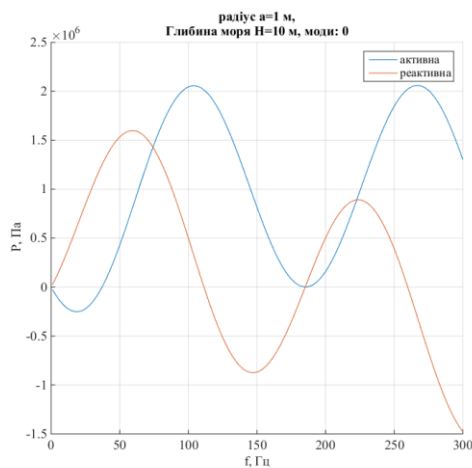
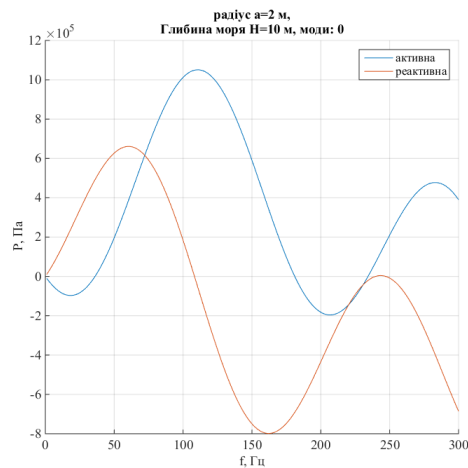


Рис.5.50. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача імпедансу: амплітуда (синя) і фаза (червона) в робочому просторі при глибині хвильоводу 30 м: а – радіус сфери 1 м; б – радіус сфери 2 м

Вартим уваги буде зважити на відповідні розподіли ЧХ акустичних тисків та коливальних швидкостей на поверхні перетворювача. Розподілення приведенно парами: для сфери з радіусом 1 м та 2 м відповідно.

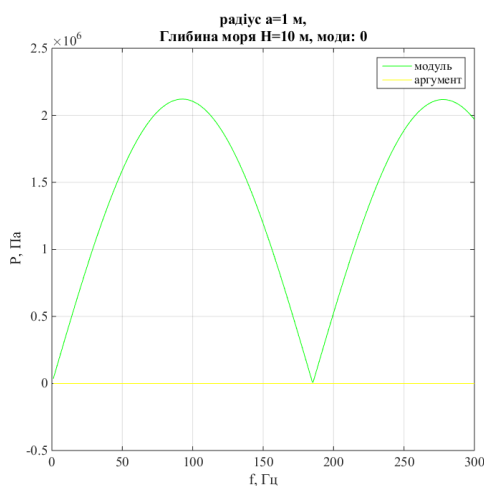


а)

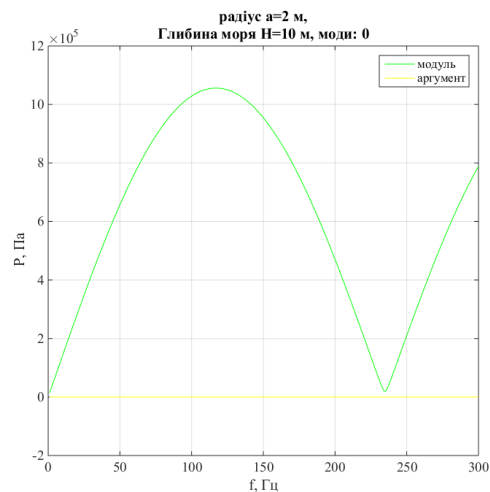


б)

Рис.5.51. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача акустичного тиску: активна (синя) і реактивна складова (червона) в робочому просторі при глибині хвилеводу 10 м: а – радіус сфери 1 м; б – радіус сфери 2 м

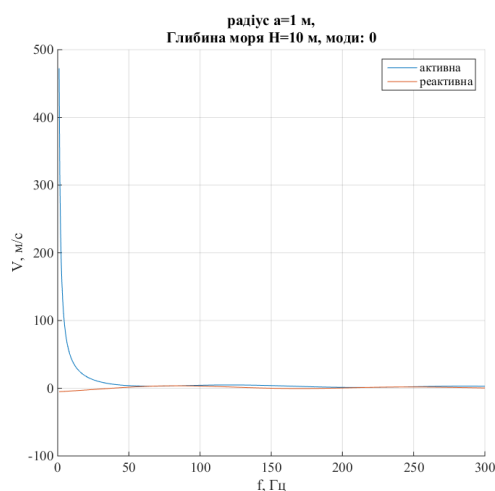


а)

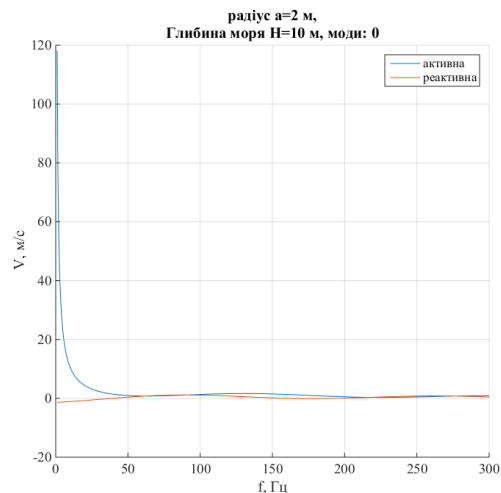


б)

Рис.5.52. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача акустичного тиску: амплітуда (зелена) і фаза (жовта) в робочому просторі при глибині хвилеводу 10 м: а – радіус сфери 1 м; б – радіус сфери 2 м

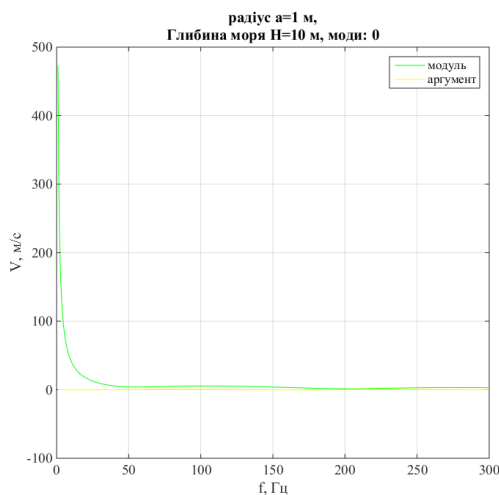


а)

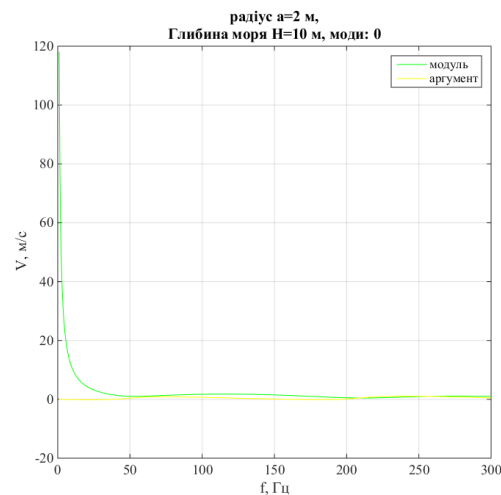


б)

Рис.5.53. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача коливальної швидкості: активна (синя) і реактивна складова (червона) в робочому просторі при глибині хвилеводу 10 м: а – радіус сфери 1 м; б – радіус сфери 2 м

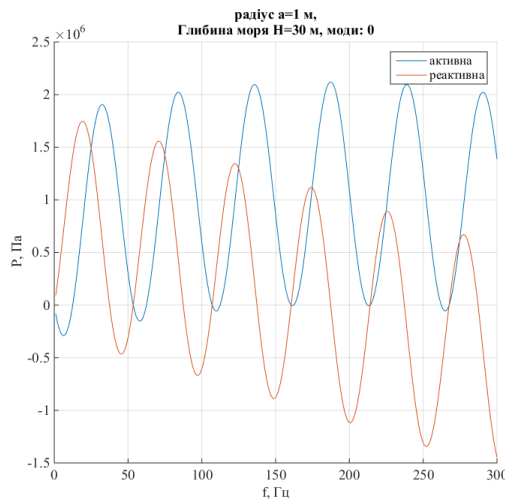


а)

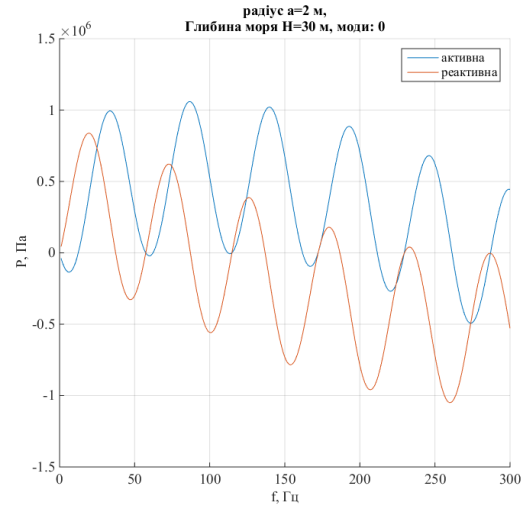


б)

Рис.5.54. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача коливальної швидкості: амплітуда (зелена) і фаза (жовта) в робочому просторі при глибині хвилеводу 10 м: а – радіус сфери 1 м; б – радіус сфери 2 м

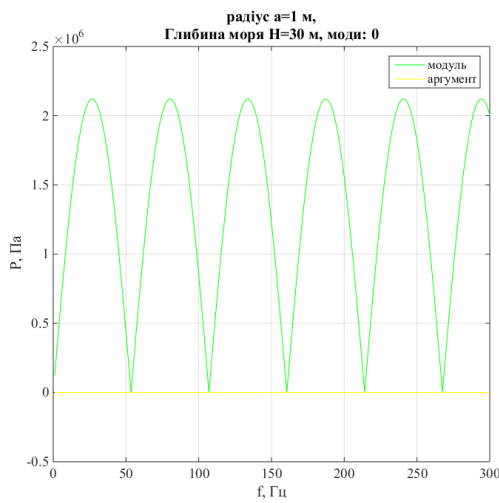


а)

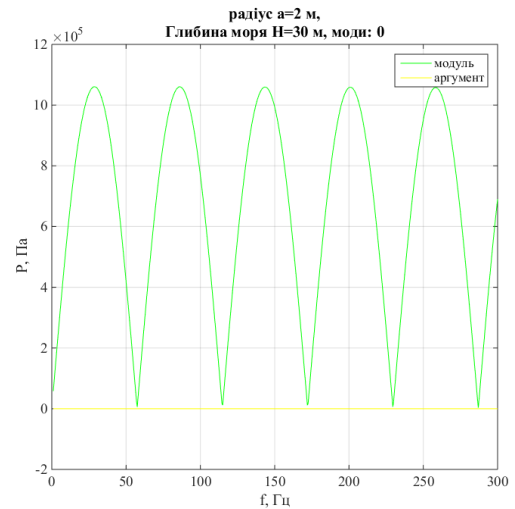


б)

Рис.5.55. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача акустичного тиску: активна (синя) і реактивна складова (червона) в робочому просторі при глибині хвилеводу 30 м: а – радіус сфери 1 м; б – радіус сфери 2 м

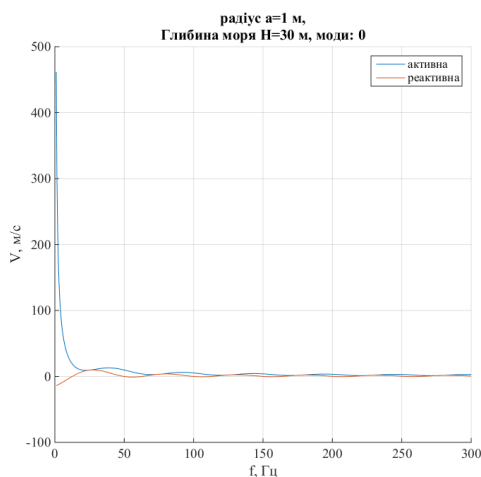


а)

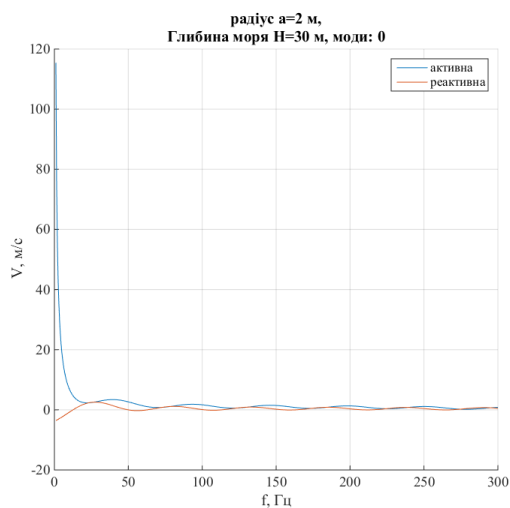


б)

Рис.5.56. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача акустичного тиску: амплітуда (зелена) і фаза (жовта) в робочому просторі при глибині хвилеводу 30 м: а – радіус сфери 1 м; б – радіус сфери 2 м

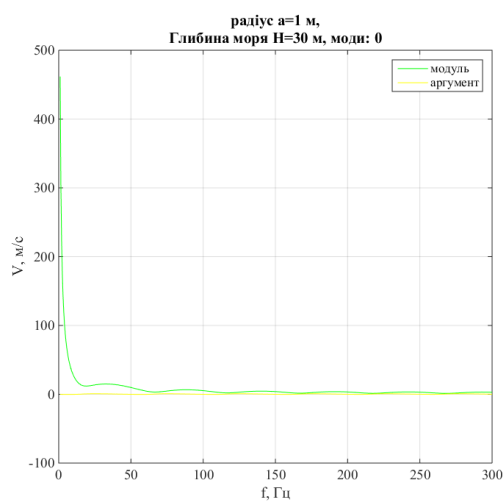


а)

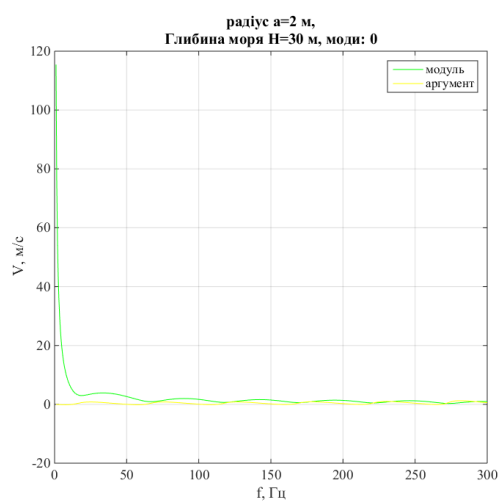


б)

Рис.5.57. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача коливальної швидкості: активна (синя) і реактивна складова (червона) в робочому просторі при глибині хвилеводу 30 м: а – радіус сфери 1 м; б – радіус сфери 2 м

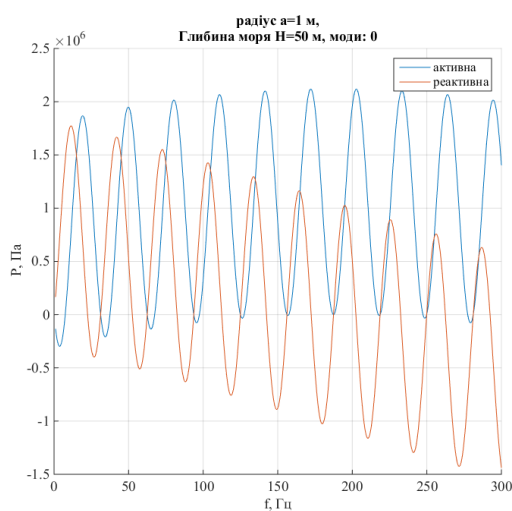


а)

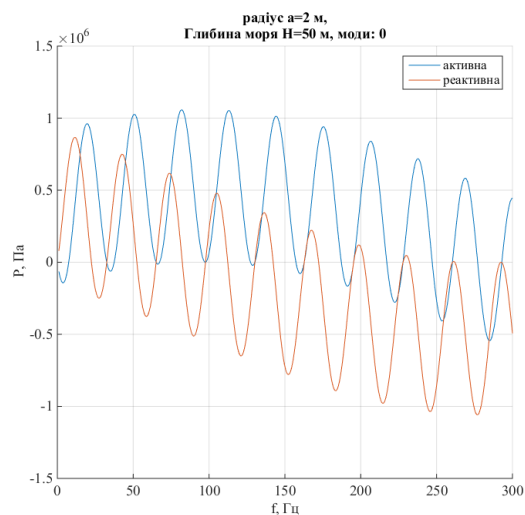


б)

Рис.5.58. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача коливальної швидкості: амплітуда (зелена) і фаза (жовта) в робочому просторі при глибині хвилеводу 30 м: а – радіус сфери 1 м; б – радіус сфери 2 м

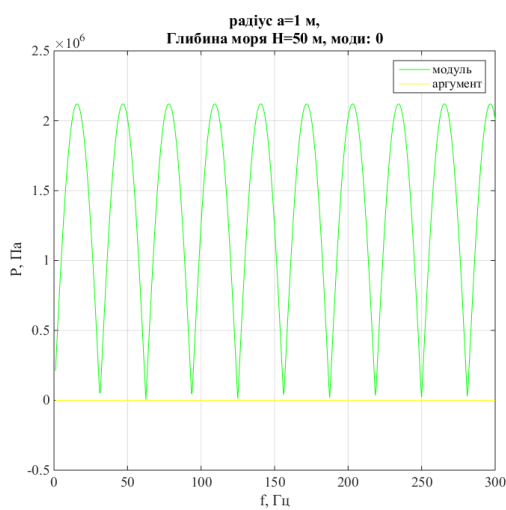


а)

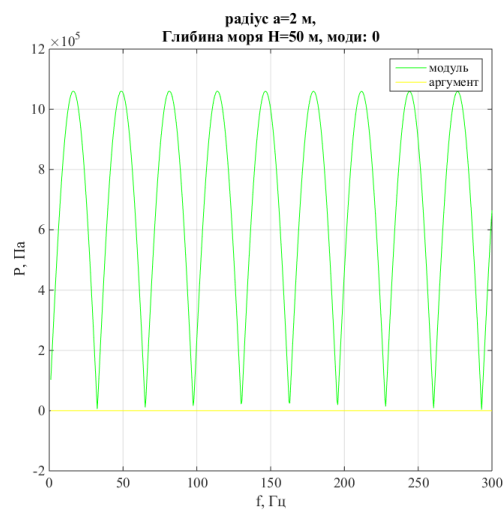


б)

Рис.5.59. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача акустичного тиску: активна (синя) і реактивна складова (червона) в робочому просторі при глибині хвильоводу 50 м: а – радіус сфери 1 м; б – радіус сфери 2 м

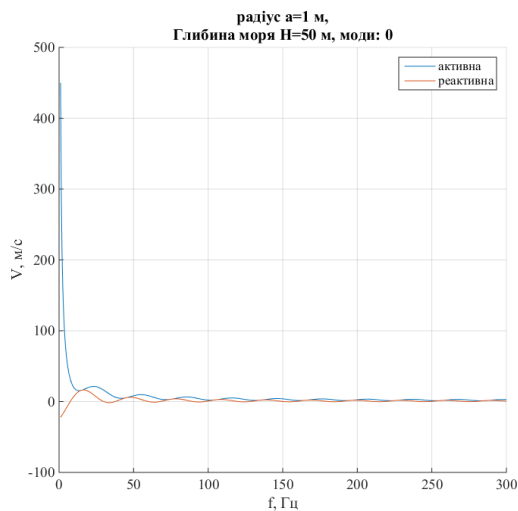


а)

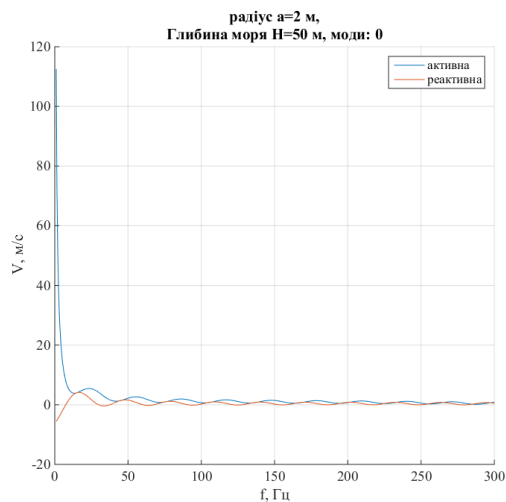


б)

Рис.5.60. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача акустичного тиску: амплітуда (зелена) і фаза (жовта) в робочому просторі при глибині хвильоводу 50 м: а – радіус сфери 1 м; б – радіус сфери 2 м

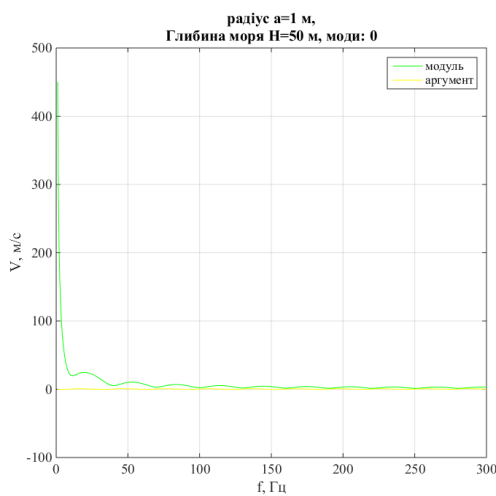


а)

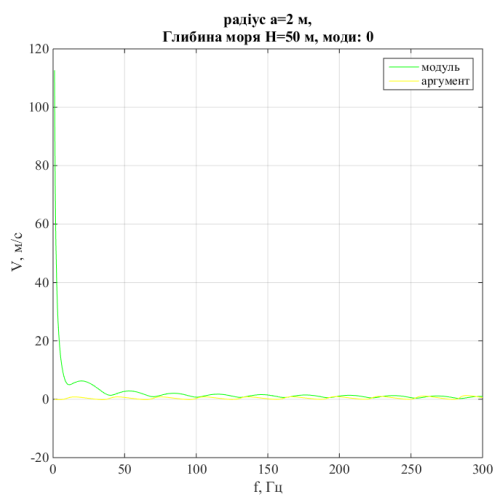


б)

Рис.5.61. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача коливальної швидкості: активна (синя) і реактивна складова (червона) в робочому просторі при глибині хвилеводу 50 м: а – радіус сфери 1 м; б – радіус сфери 2 м

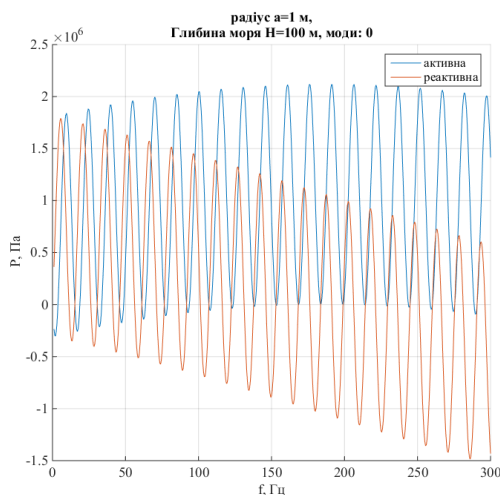


а)

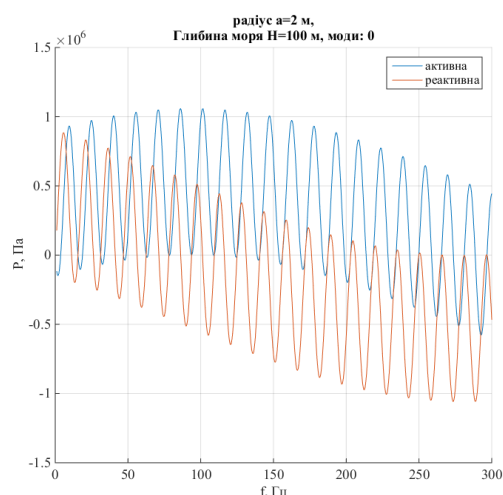


б)

Рис.5.62. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача коливальної швидкості: амплітуда (зелена) і фаза (жовта) в робочому просторі при глибині хвилеводу 50 м: а – радіус сфери 1 м; б – радіус сфери 2 м

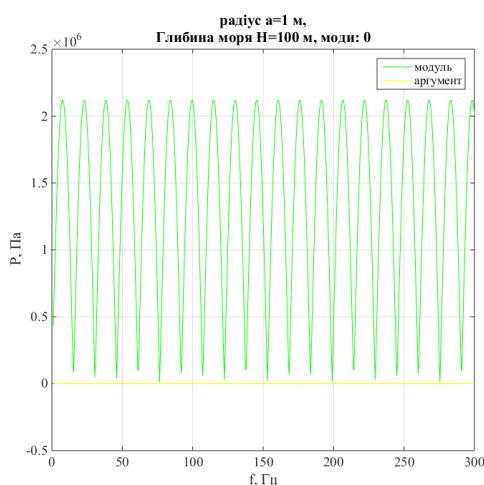


а)

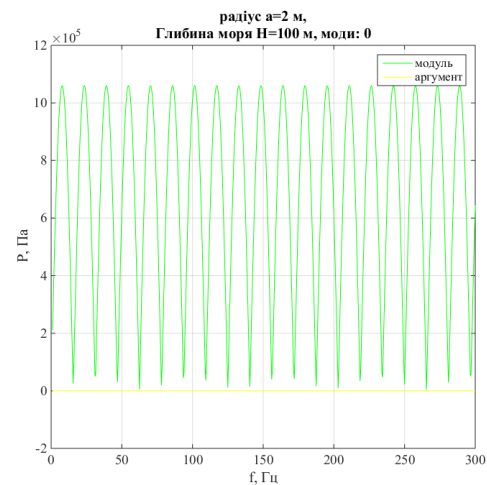


б)

Рис.5.63. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача акустичного тиску: активна (синя) і реактивна складова (червона) в робочому просторі при глибині хвильоводу 100 м: а – радіус сфери 1 м; б – радіус сфери 2 м

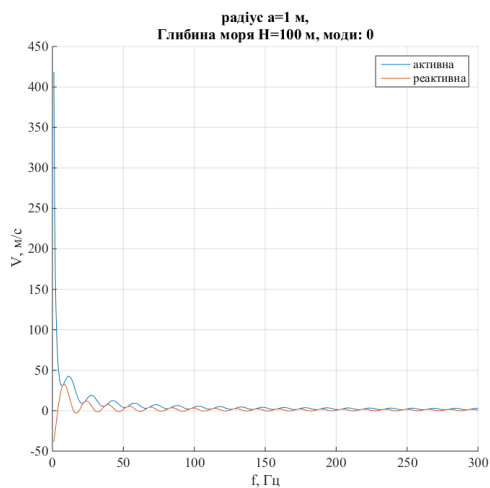


а)

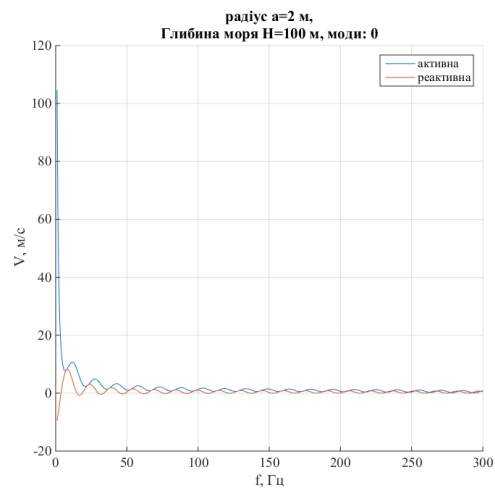


б)

Рис.5.64. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача акустичного тиску: амплітуда (зелена) і фаза (жовта) в робочому просторі при глибині хвильоводу 100 м: а – радіус сфери 1 м; б – радіус сфери 2 м

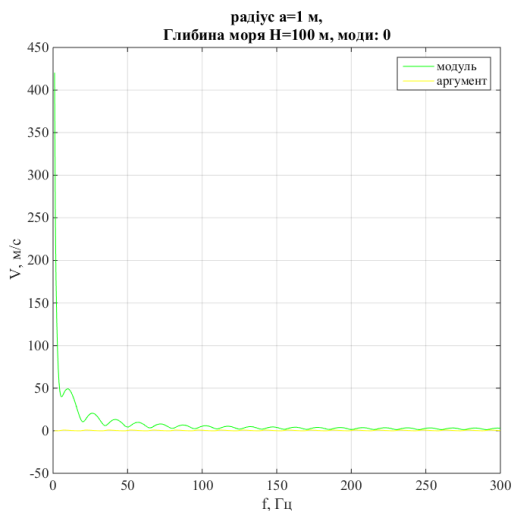


а)

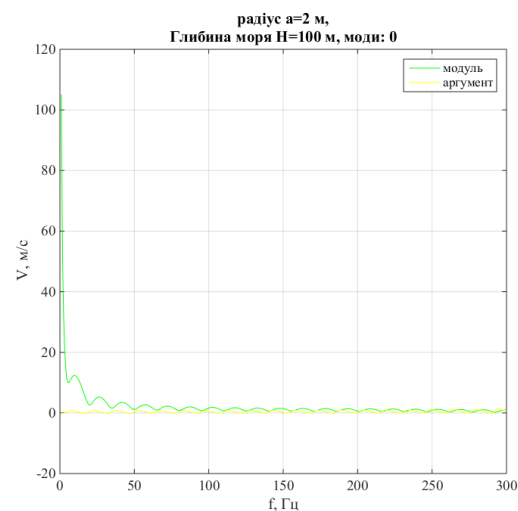


б)

Рис.5.65. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача коливальної швидкості: активна (синя) і реактивна складова (червона) в робочому просторі при глибині хвильоводу 100 м: а – радіус сфери 1 м; б – радіус сфери 2 м

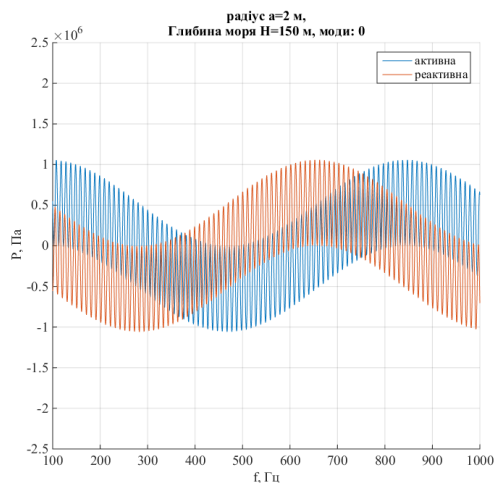


а)

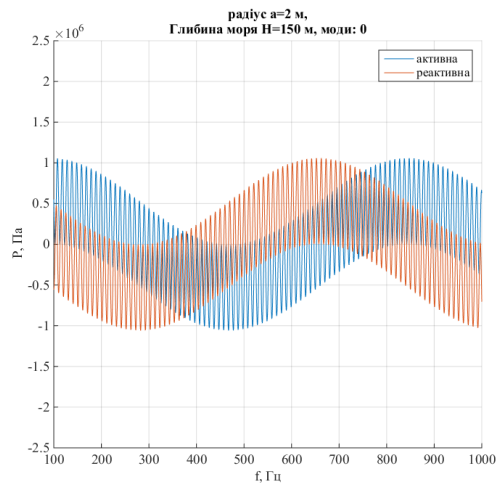


б)

Рис.5.66. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача коливальної швидкості: амплітуда (зелена) і фаза (жовта) в робочому просторі при глибині хвильоводу 100 м: а – радіус сфери 1 м; б – радіус сфери 2 м

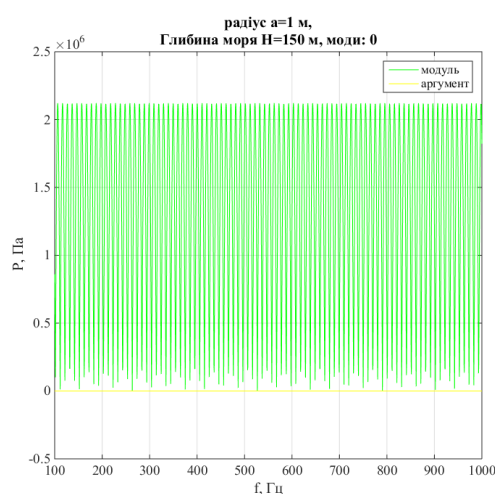


а)

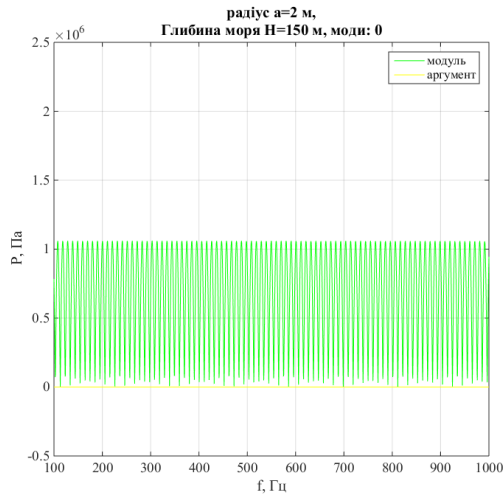


б)

Рис.5.67. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача акустичного тиску: активна (синя) і реактивна складова (червона) в робочому просторі при глибині хвильоводу 150 м: а – радіус сфери 1 м; б – радіус сфери 2 м

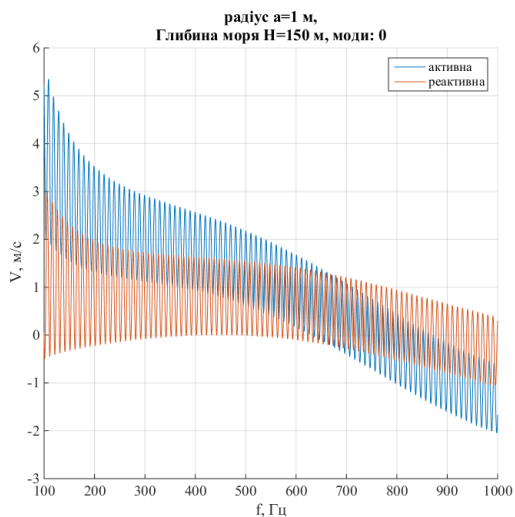


а)

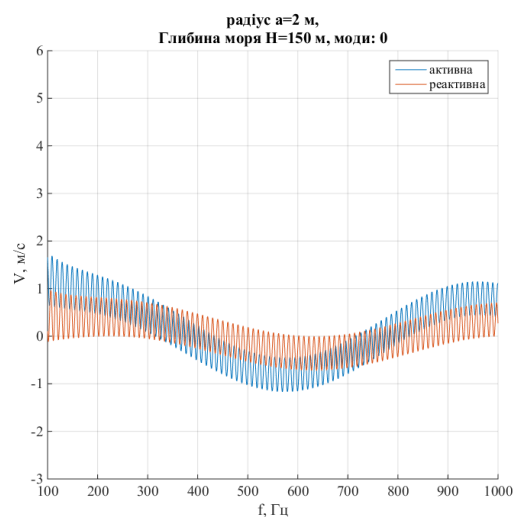


б)

Рис.5.68. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача акустичного тиску: амплітуда (зелена) і фаза (жовта) в робочому просторі при глибині хвильоводу 150 м: а – радіус сфери 1 м; б – радіус сфери 2 м

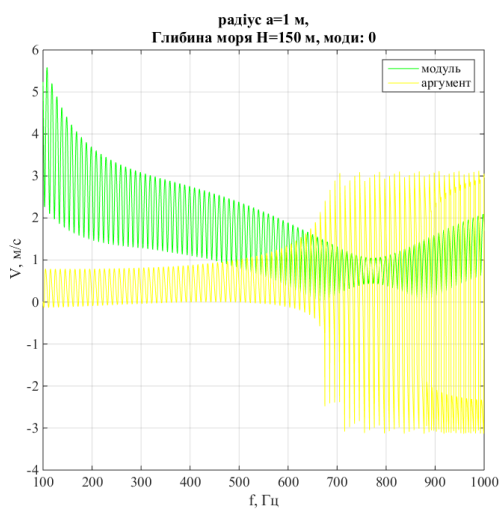


а)

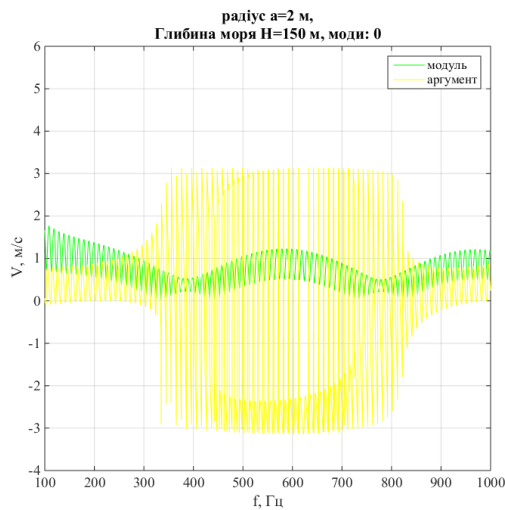


б)

Рис.5.69. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача коливальної швидкості: активна (синя) і реактивна складова (червона) в робочому просторі при глибині хвильоводу 150 м: а – радіус сфери 1 м; б – радіус сфери 2 м



а)



б)

Рис.5.70. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача коливальної швидкості: амплітуда (зелена) і фаза (жовта) в робочому просторі при глибині хвильоводу 150 м: а – радіус сфери 1 м; б – радіус сфери 2 м

Хочеться звернути особливу увагу на рис. 5.67-5.70, де зі збільшенням глибини хвильовода можна гарно помітити амплітудну модуляцію. Примітним є те, що обвідна модуля коливальної швидкості (рис. 5.70) набуває характеру класичного розподілення коливальної швидкості по поверхні, а точка де обвідна прямує до нуля відповідає головному резонансу імпедансної ЧХ.

На рис. 5.71 приведено розподілення амплітуди акустичного імпедансу приведенного на поверхні перетворювача робочому просторі, яке відповідає розрахунковій ситуації рис. 5.70 б). Видно, що позиції головних резонансів збігаються з позиціями нулів обвідної модуля коливальної швидкості.

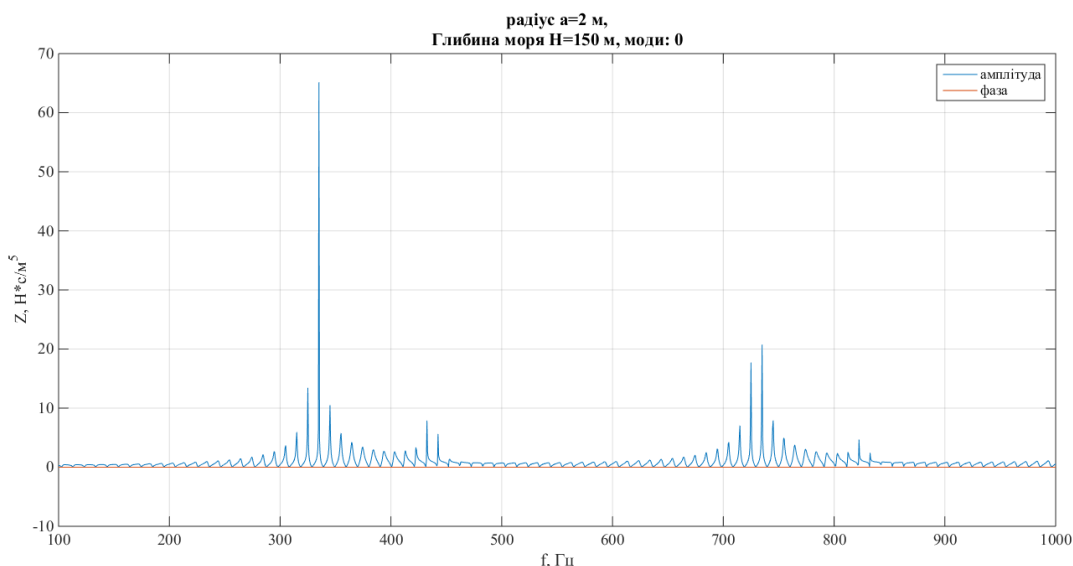


Рис.5.71. Частотні залежності приведенного на поверхні перетворювача імпедансу: амплітуда (синя) і фаза (червона) в робочому просторі при глибині хвильоводу 150 м для радіуса сфери 2 м в діапазоні частот від 100 Гц до 1000 Гц.

Висновки до розділу 5

У поточному розділі були приведені результати чисельних експериментів та моделювання за допомогою програмних пакетів середовища MATLAB розподілення акустичного тиску в хвильоводі, а також акустичного імпедансу.

Для розрахунків коливальної швидкості була використана методика, що базується на аналітичному розв'язку рівняння коливань в сферичних координатах. Головно базувалась на вже знайдених співвідношеннях для акустичного тиску. Дослідження проводилися для кожного з розглянутих випадків. Результати розрахунків показали, що коливальна швидкість має складну залежність від розмірів випромінювача, питомих опорів середовища, частоти коливань, а також глибини хвильовода.

Результати проведення розрахунків тисків в просторах задачі визначають відповідність застосування отриманих коефіцієнтів збудження, у вигляді розподілень тиску на межі робочого простору, епюрам вертикальних розподілень мод хвильоводу. Показано склад і динаміку модової структури випромінювача при поширенні нормальних хвиль. Визначено граничну область робочого простору для області нижніх частот (31.5–63 Гц) при роботі в морі глибиною 100 м джерела діаметром 1 м. Відстань становить близько 2λ .

Отримані частотні розподілення імпедансу характеризують набір послідовних резонансів та антирезонансів, а також зміни характеру імпедансу з інерційного на пружний на всій області частот. Спостерігалось характерне для імпедансу вільного поля співвідношення вкладів активної та реактивної складової: спочатку домінує реактивна складова, а потім починає домінувати активна. Видно, що зі зростанням глибини хвильоводу росте частота появи резонансів та антирезонансів.

Для досліджуваних інтервалів поле характеризується ефектами акумуляції звукової енергії з подальшою трансформацією її, а саме енергія передається по хвильоводу. Таким чином довкола перетворювача утворюється шар середовища, так звана приєднана маса, що збирає випромінену сферою енергію та повертає її назад на сферу.

Сама частота появи не є сталою. Видно, що при зростанні глибини і рості частоти появи резонансів з антирезонансами, можна виділити обвідну активної та реактивної складової, при чому характер її змінення тотожний характеру змінення

відповідно активної та реактивної складової акустичного імпедансу для вільного поля. Це можна пояснити наближенням умов до вільного поля.

РОЗДІЛ 6

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ

Для оцінки відповідності припущень, введених при побудові математичних моделей та виведенні основних рівнянь задачі, проводилися експериментальні дослідження з вимірювання характеристики напрямленості (ХН) багатомодових перетворювачів для основних сценаріїв перемикання електродів і видів електродування, що визначають модовий склад вихідної напруги на навантаженнях електродів. Для систем перетворювачів вимірювалися характеристики напрямленості дискретних решіток, створених багатомодовими циліндричними круговими перетворювачами в режимах прийому для різних варіантів підключення електродів і комбінацій адитивних операцій.

Об'єкти вимірювань було обрані такі.

Прилад 36-3 виконання КЦ 3.837.293 має конструкцію на основі співвісного набору з 7 кругових циліндричних кілець з розмірами 148 x 130 x 50 мм. Кожне з цих кілець складається з 50 п'єзокерамічних призм розмірами 8 x 9 x 9 мм. Призми в цьому приладі підключені таким чином, що всі плюсові контакти знаходяться в середині заповненої повітрям області приладу і поділені на 4 електрично автономні групи. Мінусові контакти, натомість, знаходяться на зовнішньому боці кільця. Це означає, що спосіб включення дозволяє створити 4 електричні секції перетворювачів, які об'єднані в єдину коливальну систему. Всі чотири секції розташовані паралельно вздовж висоти приладу і мають окремі електричні виводи. Така конфігурація дозволяє досягти більшої функціональності та ефективності в роботі приладу, розподіливши його на окремі секції з окремими виводами для кожної.

Прилад 37-3, що є порожнистим круговим циліндричним стовпом. Створений за допомогою співвісного набору з 12 суцільних тонкостінних радіально поляризованих п'єзокерамічних кілець типу КЦ 7.124.202-01. Ці кільця виготовлені з матеріалу ЦТБС-3 і мають розміри 135 x 124 x 30 мм. Зовнішня поверхня цього приладу повністю покрита електродами, тоді як внутрішня

поверхня розділена електрично на 8 однакових сегментів, кожен з яких має відкриття під кутом 45 градусів. По всій висоті приладу електроди з'єднані паралельно, і кожна з дев'яти секцій (вісьмох внутрішніх та однієї зовнішньої) має свій окремий електричний вивід. Така конструкція дозволяє забезпечити детальний контроль над роботою приладу та забезпечити окремий доступ до кожної секції для подальших налаштувань та вимірювань.

Антенні решітки, утворені з двох однаково орієнтованих приладів 37-3, які закріплені на спеціальній рамі з можливістю регулювати їх довжину. Ця рама дозволяє змінювати відстань між приладами, що надає можливість геометрично контролювати взаємодію між окремими елементами решітки. Ця конструкція дозволяє ефективно керувати властивостями антенної решітки, змінюючи відстань між її складовими частинами. Такий регульований параметр може бути корисним для оптимізації взаємодії антени з сигналами та для досягнення бажаних характеристик в роботі системи.

Система "перетворювач-розсіювач" базується на використанні приладу 37-3 разом із електропружним розсіювачем. Останній представляє собою циліндричний стовп із діаметром 67 мм, у якого електричні виводи п'єзоелементів можуть бути замкнуті або розімкнені. Це дозволяє змінювати акустичну жорсткість розсіювача. У системі "перетворювач-розсіювач" прилад 37-3 виконує функцію перетворювача, який генерує акустичні сигнали. Розсіювач, у свою чергу, приймає ці сигнали і розсіює їх у визначеному напрямку. Замикання або розмикання електричних виводів п'єзоелементів розсіювача дозволяє контролювати його акустичну поведінку, а саме, змінювати ступінь розсіювання або концентрації звуку у певному напрямку. Ця система може бути використана у різних застосуваннях, де важливо керувати напрямком та характеристиками звукових сигналів, таких як акустичне тестування, дослідження розповсюдження звуку або створення певних акустичних ефектів.

Для приладів 37-3 та решіток на їх основі для забезпечення сумісності експериментальних та розрахункових результатів виконуються:

- умова тонкостінності $h_{os}/r_{os} \leq 0,1$;

- умови, що дозволяють наблизити розглянуті об'єкти до нескінченних по довжині за рахунок вибору довжин твірної приладів L більшою за 3-5 довжин хвиль робочої частоти ($L > 500$ мм);
- симетрія поставленої задачі, а також симетрія поля циліндричних випромінювачів дозволяють вважати сформовані поля однаковими для двовимірного перерізу.

Вимірювання зазначених характеристик проводилися у вимірювальному басейні на базі Державного підприємства «Київський науково-дослідний Інститут Гідроприладів» згідно з керівними документами [38, 39]. Методи вимірювання характеристик акустичних матеріалів, що використовуються для конструктивного виконання екранувальних елементів решіток і електроакустичних параметрів, приведено в роботах [38-44].

Далі будуть приведені основні результати експериментів, важливі безпосередньо для поточної роботи. Детально ж усі експерименти з описом: підготовки вимірювального зразка для досліджень, гідрологічних умов та умов розміщення досліджуваного зразка та вимірювача, оцінка похибки вимірювань ХН та її елементів, вибір вимірювального сигналу і частотних параметрів, вибір часових параметрів, проведення вимірювань та детальною схемою робочої установки й досліджуваних зразків приведено у роботі [26].

6.1. Опис постановки експерименту і обговорення результатів

Для перевірки правильності основних положень роботи, та отримання рекомендацій щодо визначення робочого простору та його меж, основним чинником є можливість роботи сфери на певній моді. Це призводить до необхідності вимірювання кутових залежностей розподілень амплітуд тиску на поверхні або поблизу сфери.

Для цього отримані теоретичні результати в частині реалізації сферою окремих певних мод та формування кутових розподілень амплітуд акустичного тиску $p_n(\theta)$, $n=0, 1, 2$ – мають бути підтверджені експериментально.

Такий експеримент був проведений у вимірювальному басейні Державного підприємства «Київський науково-дослідний Інститут Гідроприладів» по схемі рис. 6.1.

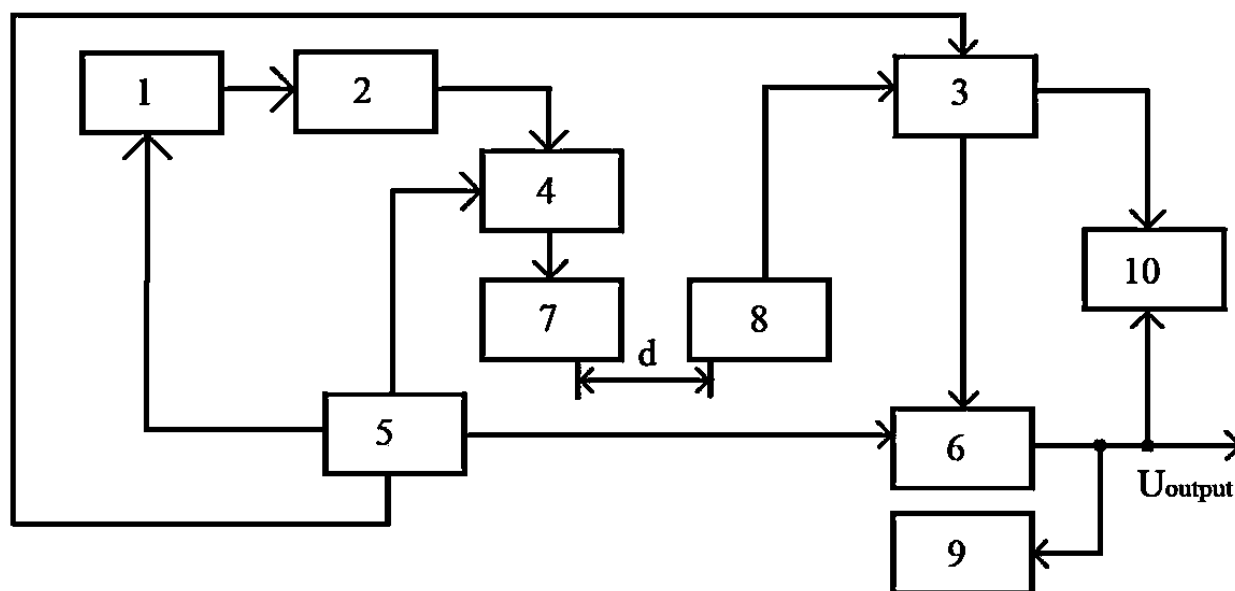


Рис. 6.1 Вимірювальна схема: 1 – задавальний генератор; 2 – підсилювач потужності; 3 – селектор; 4 – підйомно-поворотний пристрій; 5 – пристрій синхронізації; 6 – смуговий фільтр; 7 – досліджуваний сферичний випромінювач; 8 – контрольний гідрофон; 9 – самописець рівня; 10 – осцилограф двоканальний

Результати вимірювання представлено нормованими кутовими діаграмами тиску, при роботі сфери на формах коливань «0», «1», «2» на фіксованій частоті з урахуванням масштабування по частоті, розмірах робочого простору та перетворювача.

Під час вимірювань робочий простір був налаштований таким чином, що він імітував штучні умови дальнього поля. У прийомному тракті був застосований метод стробування прямого імпульсного сигналу в часі (відстані). Операція стробування була використана для того, щоб уникнути виникнення відбиття сигналу в робочому об'ємі басейну, таким чином, усуваючи появу луни.

Строб був налаштований таким чином, що він був рухомим в розгортці індикаторного та реєстраційного обладнання, таких як самописець та осцилограф, які були підключені до виходу блоку смугового фільтру 6 (зображеного на рисунку 6.1). Цей метод дозволяв синхронізувати і реєструвати імпульсні сигнали у відповідний момент часу, що було необхідним для ефективних вимірювань у штучних умовах дальнього поля без впливу луни.

При цьому перешкодо-сигнальна ситуація відповідала нерівності виду $U_c/U_n \geq 15$ дБ, де U_c – електрична напруга на реєстраторі корисного сигналу, U_n – електрична напруга перешкоди. Реалізація випадків роботи джерела на певній моді відповідала ідеології робіт [30, 34] в частині формування просторової вибіркості за умов відповідного узгодження опорів генератора та електромеханічного перетворювача [45].

Отже, генератор номер 1 створює аудіосигнал вказаної частоти, який потому збільшується за допомогою підсилювача номер 2 та направляється через кесон в блоці номер 4 до випромінювача номер 7. Електроди випромінювача переключаються в такий спосіб, що дозволяє випромінювачу працювати у різних режимах, таких як "0", "1" та "2". Прямий сигнал, прийнятий гідрофоном номер 8, підсилюється, проводиться селекція за часом та частотою за допомогою блоку селекції номер 3, і отриманий результат подається на пристрої реєстрації номер 9 та 10. Блок номер 5 синхронізує роботу поворотного пристрою номер 4, розгортку осциллографа, початок стробу та рух двигуна самописця рівня (див. рисунок 6.1).

В результаті повного обертання випромінювача поворотним пристроєм 4 (рис. 6.1) реєструється характеристика направленості в межах 0–360 градусів (рис. 6.2). При цьому було проаналізовано результати вимірювання кутових розподілень амплітуд акустичного тиску на частоті робочого діапазону досліджень (рис. 6.2).

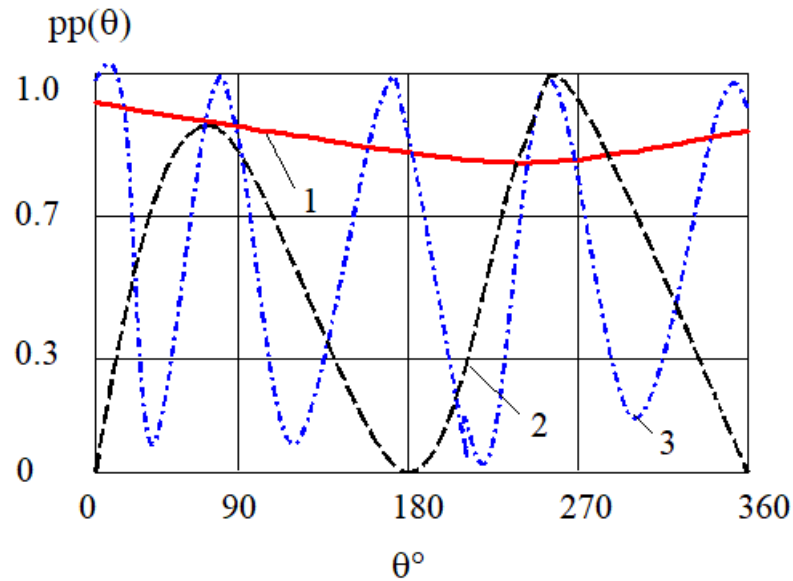


Рис. 6.2 Кутове розподілення амплітуд тисків перших трьох мод: крива 1 – мода $n=0$; крива 2 – мода $n=1$; крива 3 – мода $n=2$

Після проведення аналізу діаграм було встановлено, що просторові залежності амплітуд тисків, виміряні в робочому просторі, відповідають розрахунковим залежностям за характером (див. розділ 5.1) і мають похибку не більше 3 децибелів.

На основі отриманих кутових діаграм для трьох нижніх мод, а також визначення відстані $x=x_0 \approx 5$ м – вважаємо, що:

- стробування прямого сигналу та масштабування експерименту в достатній степені забезпечують наближення умов вимірювання до реальних;
- результати вимірювань визначають відстань $x_0=5$ м як межу, з якої відбуватиметься формування поля в хвилеводі і позитивно характеризують обраний підхід до розв’язку поставленої задачі випромінювання.

Висновки до розділу 6

Експериментальне дослідження полягало у вимірюванні характеристики направленості багатомодових перетворювачів для основних сценаріїв перемикання електродів і видів електродування, що визначають модовий склад вихідної напруги на навантаженнях електродів.

Експеримент був проведений у вимірювальному басейні Державного підприємства «Київський науково-дослідний Інститут Гідроприладів».

Результати вимірювання представлено нормованими кутовими діаграмами тиску, при роботі сфери на формах коливань «0», «1», «2» на фіксованій частоті з урахуванням масштабування по частоті, розмірах робочого простору та перетворювача.

В результаті аналізу діаграм було встановлено, що характер просторових залежностей амплітуд тисків, які були виміряні в робочому просторі, відповідає розрахунковим моделям, і різниця не перевищує 3 децибелів.

Результати вимірювань визначають відстань $x_0=5$ м як межу, з якої відбуватиметься формування поля в хвилеводі і позитивно характеризують обраний підхід до розв'язку поставленої задачі випромінювання.

ЗАГАЛЬНІ ВИСНОВКИ

У дисертаційній роботі було досліджено формування акустичного поля у хвилеводі.

В результаті аналізу сучасного стану питання виникли підстави сподіватися на отримання нових результатів та на подальше просування запропонованих підходів. Внаслідок цього було виділено і розв'язано такі завдання:

1. Сформулювати задачу випромінювання звуку сферичним джерелом у плоскопаралельному регулярному хвилеводі з акустично м'якими границями;
2. Вибрати відповідні координатні системи та визначити форми та кількість часткових областей; сформувати системи функціональних рівнянь для задачі формування акустичного поля;
3. Знайти розв'язки задач та невідомі коефіцієнти розкладень полів; провести розрахунки та підтвердити їх експериментально.

Складність задачі обумовила розмаїті та кількісні підходи до її розв'язання. Це вплинуло на постановку двох задач, які були розв'язані паралельно з використанням різних методик та підходів.

В рамках першої задачі було розраховано відбите сферичне поле джерела звуку, яке працює на 0 моді. В рамках цієї задачі знайдено коефіцієнт відбиття для сферичної хвилі, що є не розв'язаною до кінця задачею. Застосувавши розклад сферичної хвилі на плоскі було знайдено коефіцієнти відбиття для такого розкладення. При цім було приведено:

- розрахункові вирази для апроксимації прямого поля (з урахуванням тільки однорідних хвиль);
- розрахункові вирази для апроксимації відбитого поля вздовж напрямку OZ;
- загальні вирази та вказівки для знаходження відбитого поля в першому квадранті з урахуванням зон Френеля.

Друга задача, як і методика щодо підходу до її розв'язання, дала більш суттєві результати.

В рамках розв'язання другої задачі отримано:

- розрахункові вирази для моделювання та розрахунків повного поля тиску та коливальної швидкості;
- розрахункові вирази для розрахунку акустичного імпедансу в хвилеводі;
- допоміжні вирази та вказівки для розрахункових виразів.

Результати проведення розрахунків тисків в просторах задачі визначили відповідність застосування отриманих коефіцієнтів збудження, у вигляді розподілень тиску на межі робочого простору, епюрам вертикальних розподілень мод хвилеводу. Показано склад і динаміку модової структури випромінювача при поширенні нормальних хвиль. Визначено граничну область робочого простору для області нижніх частот (31.5–63 Гц) при роботі в морі глибиною 100 м джерела діаметром 1 м. Відстань становить близько 2λ .

Отримані частотні розподілення імпедансу характеризують набір послідовних резонансів та антирезонансів, а також зміни характеру імпедансу з інерційного на пружний на всій області частот. Спостерігалось характерне для імпедансу вільного поля співвідношення вкладів активної та реактивної складової: спочатку домінує реактивна складова, а потім починає домінувати активна. Видно, що зі зростанням глибини хвилеводу росте частота появи резонансів та антирезонансів.

Для досліджуваних інтервалів поле характеризується ефектами акумуляції звукової енергії з подальшою трансформацією її, а саме енергія передається по хвилеводу. Таким чином довкола перетворювача утворюється шар середовища, так звана приєднана маса, що збирає випромінену сферою енергію та повертає її назад на сферу.

Сама частота появи не є сталою. Видно, що при зростанні глибини і рості частоти появи резонансів з антирезонансами, можна виділити обвідну активної та реактивної складової, при чому характер її змінення тотожний характеру змінення відповідно активної та реактивної складової акустичного імпедансу для вільного поля. Це можна пояснити наближенням умов до вільного поля.

Експериментальне дослідження полягало у вимірюванні характеристики направленості багатомодових перетворювачів для основних сценаріїв перемикання електродів і видів електродування, що визначають модовий склад вихідної напруги на навантаженнях електродів.

Експеримент був проведений у вимірювальному басейні Державного підприємства «Київський науково-дослідний Інститут Гідроприладів».

Результати вимірювання представлено нормованими кутовими діаграмами тиску, при роботі сфери на формах коливань «0», «1», «2» на фіксованій частоті з урахуванням масштабування по частоті, розмірах робочого простору та перетворювача.

В результаті аналізу діаграм було встановлено, що характер просторових залежностей амплітуд тисків, які були виміряні в робочому просторі, відповідає розрахунковим моделям, і різниця не перевищує 3 децибелів.

Результати вимірювань визначають відстань $x_0=5$ м як межу, з якої відбуватиметься формування поля в хвилеводі і позитивно характеризують обраний підхід до розв'язку поставленої задачі випромінювання.

Отримані результати досліджень мають практичне застосування у підводних комунікаційних системах, системах телеметрії та пошукових гідроакустичних засобах, а напрацьовані теоретичні засади й програмні пакети сприятимуть подальшому розвитку задачі формування акустичного поля у хвилеводі.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Brillouin, L. (1960). Wave Propagation and Group Velocity. Academic Press, 166.
Available at: <https://www.elsevier.com/books/wave-propagation-andgroup-velocity/brillouin/978-1-4832-3068-9>.
2. Brekhovskikh, L. (1976). Waves in Layered Media. Academic Press, 520.
Available at: <https://www.elsevier.com/books/waves-in-layered-media/brekhovskikh/978-0-12-130560-4>.
3. Mann, J. A., Tichy, J., Romano, A. J. (1987). Instantaneous and time- averaged energy transfer in acoustic fields. The Journal of the Acoustical Society of America, 82 (1), 17–30. doi: <http://doi.org/10.1121/1.395562>.
4. Mobarakeh, P. S., Grinchenko, V. T., Popov, V. V., Soltannia, B., Zrazhevsky, G. M. (2020). Contemporary Methods for the Numerical-Analytic Solution of Boundary- Value Problems in Noncanonical Domains. Journal of Mathematical Sciences, 247 (1), 88–107. doi: <http://doi.org/10.1007/s10958-020-04791-4>.
5. Korzhyk, O., Naida, S., Kurdiuk, S., Nizhynska, V., Korzhyk, M., Naida, A. (2021). Use of the pass-through method to solve sound radiation problems of a spherical electro-elastic source of zero order. EUREKA: Physics and Engineering, 5, 133–146. doi: <http://doi.org/10.21303/2461-4262.2021.001292>.
6. Mobarakeh, P. S., Grinchenko, V. T. (2015). Construction Method of Analytical Solutions to the Mathematical Physics Boundary Problems for NonCanonical Domains. Reports on Mathematical Physics, 75 (3), 417–434. doi: [http://doi.org/10.1016/s0034-4877\(15\)30014-8](http://doi.org/10.1016/s0034-4877(15)30014-8).
7. L. Brehovskih, Volnyi v sloistyyih sredah [Waves in layered media], Moscow: Nauka, 1973.
8. K. Attenborough, «Review of ground effects on outdoor sound propagation from continuous broadband sources,» Applied Acoustics, № 24, pp. 229-319, 1988, DOI: [https://doi.org/10.1016/0003-682X\(88\)90086-2](https://doi.org/10.1016/0003-682X(88)90086-2).
9. G. Taraldsen, «A note on reflection of spherical waves,» № 117, pp. 3389-3392, June 2005, DOI: <https://doi.org/10.1121/1.1904303>.

10. R. Collin, «Hertzian dipole radiating over a lossy earth or sea: Some early and late 20th-century controversies,» *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, № 46, pp. 64-79, 2004, DOI: <https://doi.org/10.1109/MAP.2004.1305535>.
11. T. F. W. Embleton, «Tutorial on sound propagation outdoors,» *Journal of the Acoustical Society of America*, т. 100, pp. 31-48, 1996, DOI: <https://doi.org/10.1121/1.415879>.
12. L. M. Brekhovskikh, *Acoustics of Layered Media I–II*, 2 ed., Berlin: Springer, 1999.
13. E. M. Salomons, *Computational Atmospheric Acoustics*, Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 2001.
14. A. Banos, *Dipole radiation in the presence of a conducting halfspace*, Oxford: Pergamon Press, 1966.
15. D. A. Bies, *Engineering Noise Control*, 2 ed., C. H. Hansen, Ed., CRC Press, 1996.
16. I. Rudnick, «Propagation of sound in the open air,» в *Handbook of Noise Control*, C. M. Harris, Edit., 1957.
17. F. P. Mechel, *Formulas of Acoustics*, Berlin: Springer, 2002.
18. I. Rudnick, «The propagation of an acoustic wave along a boundary,» *Journal of the Acoustical Society of America*, № 19, p. 348–356, 1947, DOI: <https://doi.org/10.1121/1.1916490>.
19. U. Ingard, «On the reflection of a spherical sound wave from an infinite plane,» *Journal of the Acoustical Society of America*, № 23, p. 329–335, 1951, DOI: <https://doi.org/10.1121/1.1906767>.
20. C. F. Chien and W. W. Soroka, "Sound-propagation along an impedance," *J. Sound Vib.*, no. 43, pp. 9-20, 1975, DOI: [https://doi.org/10.1016/0022-460X\(75\)90200-X](https://doi.org/10.1016/0022-460X(75)90200-X).
21. C. F. Chien and W. W. Soroka, "A note on the calculation of sound propagation along an impedance surface," *J. Sound Vib.*, no. 69, pp. 340-343, 1980, DOI: [https://doi.org/10.1016/0022-460X\(80\)90618-5](https://doi.org/10.1016/0022-460X(80)90618-5).
22. Padilla F., de Billy M., Quentin G. Theoretical and experimental studies of surface waves on solid-fluid interfaces when the value of the fluid sound velocity is located between the shear and the longitudinal ones in the solid // *J. Acoust. Soc. Am.* 1999. V.

- 106(2). P. 666-673. URL: https://www.semanticscholar.org/paper/Theoretical-and-experimental-studies-of-surface-on-Padilla-Billy/6b34fec452f2689a0d32897dcaec690a7b3028a0?utm_source=direct_link.
23. J. W. Li, T. Y. S., C. Dong and G. Tang, "A novel expression of the spherical-wave reflection coefficient at a plane interface," *Geophysical Journal International*, no. 211, pp. 700-717, 2017, DOI: <https://doi.org/10.1093/gji/ggx308>.
24. E. Shenderov, *Volnovyiezadachigidroakustiki* [Wave tasks of hydroacoustics], Leningrad, USSR: Sudostroenie, 1972.
25. Анго, А. (2008). *Mathématiques pour l'ingénieur* [Mathematics for Engineers]. Paris, France: Ellipses.
26. Коржик А. В. Гидроакустические устройства на основе многомодовых пьезокерамических преобразователей : дисс. ... д-ра. техн. наук. : 05.09.08 – прикладная акустика и звукотехника / А. В. Коржик. - К., 2012. - 405 л. + CD-ROM
27. Kazak, M. S., Petrov, P. S. (2020). On Adiabatic Sound Propagation in a Shallow Sea with a Circular Underwater Canyon. *Acoustical Physics*, 66 (6), 616– 623. doi: <http://doi.org/10.1134/s1063771020060044>
28. Дюбченко, М. Е. (1984). Влияние осесимметричных мод колебаний на чувствительность и характеристики направленности пьезокерамической сферы. *Акустический журнал*, 30 (4), 477–481. Available at: http://www.akzh.ru/pdf/1984_4_477-481.pdf
29. Leiko, O., Derepa, A., Pozdniakova, O., Starovoit, Y. (2018). Acoustic fields of circular cylindrical hydroacoustic systems with a screen formed from cylindrical piezoceramic radiators. *Romanian Journal of Acoustics and Vibration*, 15 (1), 41–46. Available at: <http://rjav.sra.ro/index.php/rjav/article/view/49>
30. Aronov, B. (2009). Coupled vibration analysis of the thin-walled cylindrical piezoelectric ceramic transducers. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 125 (2), 803–818. doi: <http://doi.org/10.1121/1.3056560>
31. Filipova, N. Y., Korzhik, O. V., Chayka, A. S., Naida, S. A., Korzhik, M. O. (2020). Dynamics of Receiving Electroelastic Spherical Shell with a Filler. *Journal of*

Nano- and Electronic Physics, 12 (4), 04034–1–04034–7. doi: [http://doi.org/10.21272/jnep.12\(4\).04034](http://doi.org/10.21272/jnep.12(4).04034)

32. Wang Yu, Chen Dehua, Cao Xueshen, He Xiao (2022). Theoretical and Experimental Studies of Acoustic Reflection of Bubbly Liquid in Multilayer Media. Appl. Sci., 12, 12264, 1-13. DOI: <https://doi.org/10.3390/app122312264>.

33. Kuperman, W., Roux, P.; Rossing, T. (Ed.) (2007). Underwater Acoustics. Marine Physical laboratory. Springer Handbook of Acoustics. New York: Springer, 149–209. doi: http://doi.org/10.1007/978-0-387-30425-0_5

34. Saheban, H., Kordrostami, Z. (2021). Hydrophones, fundamental features, design considerations, and various structures: A review. Sensors and Actuators A: Physical, 329, 112790. doi: <http://doi.org/10.1016/j.sna.2021.112790>

35. Leiko, O., Derepa, A., Pozdniakova, O., Maiboroda, O. (2020). On the Peculiarities of Matching an Electric Generators with an Electromechanical Energy Transducers. IEEE 40th International Conference on Electronics and Nanotechnology, 842-847. doi: <http://doi.org/10.1109/elnano50318.2020.9088812>

36. Грінченко, В. Т., Вовк, І. В., Маципура, В. Т. (2007). Основи акустики. Київ: Наукова думка, 640. Available at: <http://hydromech.org.ua/ru/books>

37. Курдюк, С. В. Особливості формування інформаційного гідроакустичного каналу в мілкому морі : дис. : 171 Електроніка / Курдюк Сергій Вікторович. – Київ, 2021. – 156 с. URL: https://ela.kpi.ua/bitstream/123456789/45138/1/Kurdiuk_dys.pdf

38. Перетворювачі, антени гідроакустичні. Методика вимірювань параметрів на дослідницьких базах підприємств: РД 5.0542-86. – К.: Мінсудпром СРСР, 1990. – 132 с.

39. Перетворювачі, антени гідроакустичні. Методика вимірювань параметрів у вимірювальних басейнах підприємств: РД 5.8361-86. – К.: Мінсудпром СРСР, 1990. – 112 с.

40. Коржик А. В. Метод определения акустических материалов по реакции на возбудитель в волноводах, заполненных водой/ Коржик А. В., Коржик В. Е. // Акустичний вісник. -2007. Т. 10, №4. -С.52-58.

41. Коржик А. В. Одноотчетный метод определения характеристик акустических материалов в волноводах/ Коржик А. В., Коржик В. Е. // Акустичний вісник. -2007. Т. 11, №1. -С.28-31.
42. Колесніков А. Е. Акустичні вимірювання / Колесніков А. Е. -Л.: Судостроение, 1983, -256 с.
43. Рего Г. К. Метрологічна обробка результатів акустичних вимірювань/ Рего Г. К. -К.: Техніка, 1987, -126 с.
44. Зайдель А. Н. Похибки вимірювань фізичних величин/ Зайдель А. Н. -Л: Наука, 1974, -108 с.
45. Чайка О. С. Дев'яція на захисті морських баз / О. С. Чайка/ Наука XXI століття: виклики, пріоритети, перспективи досліджень: матеріали Всеукраїнської студентської науково-практичної конференції, 22 березня 2017 р.. – Київ.: Вид-во «Політехніка» КПІ ім. Ігоря Сікорського – с. 280-282.
46. Чайка О. С. Розрахунок дев'яційних характеристик сигналів зануреного джерела в умовах локально-вихрової структури акустичного поля в хвилеводі/О. С. Чайка, М. О. Ярошенко/ X Міжнародна науково-технічна конференція молодих вчених «Електроніка-2017»: збірник статей. – К.: Кафедра, 2017. – с. 41-45.
47. Ярошенко М. О. Визначення векторного поля інтенсивності в хвилеводі/ М. О. Ярошенко, О. С. Чайка/ X Міжнародна науково-технічна конференція молодих вчених «Електроніка-2017»: збірник статей. – К.: Кафедра, 2017. – с. 36-40.
48. Чайка О. С. Визначення класифікаційних ознак джерела звуку в мілкому морі / О. С. Чайка, М. О. Ярошенко/ XI Міжнародна науково-технічна конференція молодих вчених «Електроніка-2018»: збірник статей. – К.: Кафедра, 2017. – с. 81-84.
49. M. Prodeus, A. V. Vityk, O. O. Dvornyk, I. V. Kotvytskyi, O. S. Chaika, i M. O. Yaroshenko, «Суб'єктивне оцінювання розбірливості мови на тлі шуму та реверберації», Мікросист., Електрон. та Акуст., т. 23, вип. 2, с. 66–73, Квіт 2018.

50. Чайка О. С. Особливі точки векторного поля інтенсивності в хвилеводі з комбінованими границями / О. С. Чайка, М. О. Ярошенко, О. В. Коржик // Мікросистеми, Електроніка та акустика, Том.23, №. 1(2018), сс. 44–51, 2018. URL: <http://elc.kpi.ua/article/view/107853>.
51. Чайка О. С. Визначення первинних класифікаційних ознак монохроматичного джерела звуку в мілкому морі / О. С. Чайка, М. О. Ярошенко, О. В. Коржик // Мікросистеми, Електроніка та акустика, Том. 23, №. 6 (2018), сс. 44–51, 2018. DOI: <https://doi.org/10.20535/2523-4455.2018.23.6.134022>.
52. Чайка О. С., Козак А. В. Формування акустичного поля у хвилеводі сферичним джерелом звуку. Акустичні прилади та системи. 2020. Т. 3, №2. С. 58–62. DOI:<https://doi.org/10.20535/2617-0965.2020.3.2.199018>.
53. До питання розв'язку задачі випромінення звуку сферою в обмежених рідинних просторах хвилеводного типу / О. Коржик та ін. Техніка та озброєння Військово-Морських Сил. 2020. С. 85–94. DOI: [https://doi.org/1034169/2414-0651.2020.3\(27\).85-94](https://doi.org/1034169/2414-0651.2020.3(27).85-94). (фахове видання)
54. Застосування методу часткових областей в задачі випромінення звуку сферою в хвилеводі з акустично м'якими границями / О. Коржик та ін. С. 1–37. DOI: <https://doi.org/10.15587/1729-4061.2021.243161>. (фахове видання)
55. Mode-Matching Method Applied to the Sound Reception Problem Using Helmholtz Resonator / S. Naida et al. J. NANO- ELECTRON. PHYS. 2022. Vol. 14, 1,01035. P. 1–7. DOI: [https://doi.org/10.21272/jnep.14\(1\).01035](https://doi.org/10.21272/jnep.14(1).01035).
56. Dynamics of Receiving Electroelastic Spherical Shell with a Filler / N. Filipova et al. J. NANO- ELECTRON. PHYS. 2020. Vol. 12, 4,04034-4. P. 1–7. DOI: [https://doi.org/10.21272/jnep.12\(4\).04034](https://doi.org/10.21272/jnep.12(4).04034).
57. APPLICATION OF PARTIAL AREAS METHOD IN THE PROBLEM OF SOUND RADIATION BY A SPHERE IN A WAVEGUIDE WITH SOFT ACOUSTICALLY BOUNDARIES / O. Korzhyk et al. Eastern-European Journal of Enterprise Technologies. 2021. Vol. 5, 5 (113). P. 62–79. DOI: <https://doi.org/10.15587/1729-4061.2021.243161>.

ДОДАТОК А

Код програми для моделювання прямого та відбитого поля акустичного тиску в хвилеводі з акустично м'якими границями з використанням інтегрального розкладення поля

```

clc
clear
%ВХІДНІ ДАНІ
co=10^3;      %шв. звуку
po=1500;      %густина
po_pov=1.27;
c_pov=333;
f=100;        %частота
k=2*pi*f/co;  %хвильове число
H=200;        %ширина хвилевода
a=1;          %радіус сфери
po1=po; po2=po_pov;
c1=co; c2=c_pov;
z0=100;       %положення поверхні відбиття
z=a:0.1:z0;
x=z-z;
y=z-z;
r=sqrt(x.^2+y.^2+z.^2);
teta_p=atan(x./z);
fi=atan(y./x);
%%
%ПРЯМЕ ПОЛЕ
p_sum=[];
for n=1:1:length(z)
    teta_a=0;          %нижня межа
    teta_b=pi/2;       %верхня межа

    p_prohidne=quad(@(teta) (i.*k.*besselj(0,
    k.*x(n).*sin(teta)).*exp(i.*k.*(z(n)).*cos(teta) )).*sin(teta)),
    teta_a, teta_b) ;
    p_sum=[p_sum, p_prohidne];
end
%%
%Будуємо апроксимоване поле
figure
plot(z, abs(p_sum))
grid on
xlabel('z, м')
ylabel('p, Па')
hold on

%%
%ВІДБИТЕ ПОЛЕ

p_sum_ref=[];
for n=1:1:length(z)
    teta_a=0;          %нижня межа
    teta_b=pi/2;       %верхня межа

    p_prohidne_ref=quad(@(teta) ( po2.*c2.*cos(teta)-po1.*c1.*sqrt( 1-
    (c2./c1).^2.* sin(teta).^2 ) ) ./ ( po2.*c2.*cos(teta)-
    po1.*c1.*sqrt( 1-(c2./c1).^2.* sin(teta).^2 ) ) .*i.*k.*besselj(0,
    k.*x(n).*sin(teta)).*exp(-i.*k.*(z(n)-2*z0).*cos(teta)
    ).*sin(teta),teta_a, teta_b) ;

```

```

p_sum_ref=[p_sum_ref, p_prohidne_ref];
end
%%
%Будуємо апроксимоване поле
plot(z, abs(p_sum_ref), 'g')

%%
%ПРЯМЕ ПОЛЕ
%стандартною формулою
R=r;
p_classic=abs( exp(i.*k.*R)./R)+teta_p-teta_p;
plot(z, p_classic, 'r')
legend('Пряме поле', 'Відбите поле', 'Пряме поле (класичне) '); %

```

ДОДАТОК В

Код програми для моделювання поля акустичного тиску в хвилеводі з акустично м'якими границями, а також код для розрахунку прямого поля акустичного тиску

```

clc
clear
%%
%ВХІДНІ ДАНІ
c1=1500;      %шв. звуку води
rho1=1000;    %густина води
c2=343;       %шв. звуку повітря
rho2=1.27;    %густина повітря
f=63 ;        %частота
H=100;        %ширина хвилевода
as=1;         %радіус сфери
k=2*pi*f/c1;  %хвильове число
lambda=c1./f;
N0=0;
N=0;          %мода

subplot(2,1,1)
krok_x=0.5;
krok_z=krok_x/1;

x_nuz=5;
x_verh=1*H;
z_nuz=0;
z_verh=H/2;

% subplot(2,1,2)
% krok_x=5;
% krok_z=krok_x/10;
%
% x_nuz=5;
% x_verh=10*H;
% z_nuz=0;
% z_verh=H/2;

[x z]=meshgrid(x_nuz:krok_x:x_verh, z_nuz:krok_z:z_verh);
r=sqrt(x.^2+z.^2);
teta=acos( z./sqrt(x.^2+z.^2) );

%Коефіцієнти (сталі інтегрування)
A0=1;
An=[A0 -0.031 -0.026 -0.024 -0.02];
%An=(n+1);
Wp=-1; % (rho2.*c2-rho1.*c1)./(rho2.*c2+rho1.*c1);

%%
%БЛОК РОЗРАХУНКУ
x_rozm=size(x);
x_kilk=x_rozm(1).*x_rozm(2);
%Пряме поле
p_pr=ones(x_rozm)-ones(x_rozm);

%Відбите поле
p_vid=ones(x_rozm)-ones(x_rozm);

```

```

Wp=-1; %(po2.*c2-po1.*c1)./(po2.*c2+po1.*c1);

%Розсіяне поле
p_roz=ones(x_rozm)-ones(x_rozm);

for n=N0:N

%Пряме поле
p_pr_n=ones(x_rozm);

%Відбите поле
p_vid_n=ones(x_rozm);

%Розсіяне поле
p_roz_n=ones(x_rozm);
Cn=ones(x_rozm);
for x_i=1:x_kilk

    p_pr_n(x_i)=-i.*2.*pi.*f.*po1.*An(n+1).*Pn(n, cos(teta
(x_i))).*sqrt(2./(k.*r(x_i))).*besselj(n, k.*r(x_i)) + ...
                2.*pi.*f.*po1.*A0.*Pn(n, cos(teta
(x_i))).*sqrt(2./(k.*r(x_i))).*bessely(0, k.*r(x_i));

    Bn=An(n+1).*Wp;

    p_vid_n(x_i)=-i.*2.*pi.*f.*po1.*Bn.*Pn(n,
cos(teta(x_i))).*sqrt(2./(k.*r(x_i))).*bessely(n, k.*r(x_i));

    Cn(x_i)=An(n+1).*(besselj(n,
k.*sqrt((r(x_i).*sin(teta(x_i))).^2+(H/2).^2))/besselh(n,
k.*sqrt((r(x_i).*sin(teta(x_i))).^2+(H/2).^2)) + ...
                i.*A0.*bessely(0,
k.*sqrt((r(x_i).*sin(teta(x_i))).^2+(H/2).^2))./ besselh(n,
k.*sqrt((r(x_i).*sin(teta(x_i))).^2+(H/2).^2)) + ...
                An(n+1).*Wp.*bessely(n,
k.*sqrt((r(x_i).*sin(teta(x_i))).^2+(H/2).^2))./ besselh(n,
k.*sqrt((r(x_i).*sin(teta(x_i))).^2+(H/2).^2)));
    p_roz_n(x_i)=i.*2.*pi.*f.*po1.*Cn(x_i).*Pn(n,
cos(teta(x_i))).*sqrt(2./(k.*r(x_i))).*besselh(n, 1, k.*r(x_i));

end

p_pr=p_pr+p_pr_n;
p_vid=p_vid+p_vid_n;
p_roz=p_roz+p_roz_n;
end

%%
%БЛОК ПОБУДОВИ ГРАФІКІВ
set(0,'DefaultFigureWindowStyle','docked'); % тепер всі графіки
будуються в одному вікні

%Повне поле

```



```

% source = plot3(0,0,10);
%set(source, 'Color', 'g', 'LineWidth', 1.5, 'Marker', 'o',
'MarkerSize', 10, 'MarkerEdgeColor', 'k', 'MarkerFaceColor', 'y')
hold on;
limit = plot3([x(1) x(x_rozm(1)*x_rozm(2))], [H/2 H/2], [10 10]);
set(limit, 'Color', 'r', 'LineWidth', 2, 'MarkerSize', 14,
'MarkerEdgeColor', 'k', 'MarkerFaceColor', 'y')

surf(x, z, abs(p_pr+p_vid+p_roz)); hold off;
grid on; xlabel('x, м'); ylabel('z, м');

set(gcf, 'Name', horzcat('Повне поле')) % називаємо вікно
set(gcf, 'Numbertitle', 'off') % вимикаєш назву figure

text1='Параметри: f=';
text2=num2str(f);
text3=num2str(H);
if N==N0
    text4=num2str(N0);
else
    text4=num2str(N0);
    for n=(N0+1):N
        textN=num2str(n);
        text4=horzcat(text4, '+', textN);
    end
end
end

Text=horzcat(text1,text2, ' Гц | моди:' , text4);
Text2=horzcat('Глибина моря H=', text3, ' м');
Text=({Text, Text2});
%title(Text)
disp(Text)

view([0 90]); % Зміна кута спостереження
%name=horzcat('Мода_', text4, ' (до ', num2str(x(x_kilk)), ' м)');

%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% %%
% H=500;
% N0=0;
% N=4; %мода
%
%
% krok_x=1;
% krok_z=5;
%
% x_nuz=5;
% x_verh=100;
% z_nuz=0;
% z_verh=H/2;

```

```

%
% [x z]=meshgrid(x_nuz:krok_x:x_verh, z_nuz:krok_z:z_verh);
% r=sqrt(x.^2+z.^2);
% teta=acos( z./sqrt(x.^2+z.^2) );
%
% %Коефіцієнти (сталі інтегрування)
% A0=1;
% An=[A0 -0.031 -0.026 -0.024 -0.02];
% %An=(n+1);
% Wp=-1; %(po2.*c2-po1.*c1)./(po2.*c2+po1.*c1);
%
%
% %%
% %БЛОК РОЗРАХУНКУ
% x_rozm=size(x);
% x_kilk=x_rozm(1).*x_rozm(2);
% %Пряме поле
% p_pr=ones(x_rozm)-ones(x_rozm);
%
% %Відбите поле
% p_vid=ones(x_rozm)-ones(x_rozm);
% Wp=-1; %(po2.*c2-po1.*c1)./(po2.*c2+po1.*c1);
%
% %Розсіяне поле
% p_roz=ones(x_rozm)-ones(x_rozm);
%
% for n=N0:N
%
% %Пряме поле
% p_pr_n=ones(x_rozm);
%
% %Відбите поле
% p_vid_n=ones(x_rozm);
%
% %Розсіяне поле
% p_roz_n=ones(x_rozm);
% Cn=ones(x_rozm);
% for x_i=1:x_kilk
%
%     p_pr_n(x_i)=-i.*2.*pi.*f.*po1.*An(n+1).*Pn(n, cos(teta
(x_i))).*sqrt(2./(k.*r(x_i))).*besselj(n, k.*r(x_i)) + ...
%     2.*pi.*f.*po1.*A0.*Pn(n, cos(teta
(x_i))).*sqrt(2./(k.*r(x_i))).*bessely(0, k.*r(x_i));
%
%     Bn=An(n+1).*Wp;
%
%     p_vid_n(x_i)=-i.*2.*pi.*f.*po1.*Bn.*Pn(n,
cos(teta(x_i))).*sqrt(2./(k.*(r(x_i)))).*bessely(n, k.*r(x_i) );
%
%     Cn(x_i)=An(n+1).*(besselj(n,
k.*sqrt((r(x_i).*sin(teta(x_i))).^2+(H/2).^2))/besselh(n,
k.*sqrt((r(x_i).*sin(teta(x_i))).^2+(H/2).^2)) +...

```

```

%               i.*A0.*bessely(0,
k.*sqrt((r(x_i).*sin(teta(x_i))).^2+(H/2).^2) )./ besselh(n,
k.*sqrt((r(x_i).*sin(teta(x_i))).^2+(H/2).^2)) + ...
%               An(n+1).*Wp.*bessely(n,
k.*sqrt((r(x_i).*sin(teta(x_i))).^2+(H/2).^2) )./ besselh(n,
k.*sqrt((r(x_i).*sin(teta(x_i))).^2+(H/2).^2));
%       p_roz_n(x_i)=i.*2.*pi.*f.*pol.*Cn(x_i).*Pn(n,
cos(teta(x_i))).*sqrt(2./(k.*r(x_i))).*besselh(n, 1, k.*r(x_i));
%
% end
%
% p_pr=p_pr+p_pr_n;
% p_vid=p_vid+p_vid_n;
% p_roz=p_roz+p_roz_n;
% end
%
% %%
% %БЛОК ПОБУДОВИ ГРАФІКІВ
% set(0,'DefaultFigureWindowStyle','docked'); % тепер всі графіки
будуються в одному вікні
%
% %Повне поле
%
% subplot(2,1,2)
% % source = plot3(0,0,10);
% %set(source, 'Color', 'g', 'LineWidth', 1.5, 'Marker', 'o',
'MarkerSize', 10, 'MarkerEdgeColor', 'k', 'MarkerFaceColor', 'y')
% hold on;
% limit = plot3([x(1) x(x_rozm(1)*x_rozm(2))], [H/2 H/2], [10
10]);
% set(limit, 'Color', 'r', 'LineWidth', 2, 'MarkerSize', 14,
'MarkerEdgeColor', 'k', 'MarkerFaceColor', 'y')
%
% surf(x, z, abs(p_pr+p_vid+p_roz)); hold off;
% grid on; xlabel('x, м'); ylabel('z, м');
%
% set(gcf,'Name',horzcat('Повне поле')) % називаємо вікно
% set(gcf,'Numbertitle','off') % вимикаєш назву figure
%
%
%
% title(horzcat('Глибина моря H=',num2str(H),' м'))
%
% % text1='Параметри: f=';
% % text2=num2str(f);
% % text3=num2str(H);
% % if N==N0
% %     text4=num2str(N0);
% % else
% %     text4=num2str(N0);
% %     for n=(N0+1):N
% %         textN=num2str(n);
% %         text4=horzcat(text4,'+', textN);
% %     end

```

```

% % end
% %
% %
% % Text=horzcat(text1,text2,' Гц | моди:' , text4);
% % Text2=horzcat('Глибина моря Н=',text3,' м');
% % Text=({Text,Text2});
% % title(Text)
%
%
% view([0 90]); % Зміна кута спостереження
% %name=horzcat('Мода_', text4, ' (до ',num2str(x(x_kilk)), '
м) ');
%

%%
%
% view([0 90]); % Зміна кута
спостереження
% saveas(gcf,horzcat(name,'.bmp')) % Зберігаємо в поточній
папці

% Change default axes fonts.
set(0,'DefaultAxesFontName', 'Times New Roman')
set(0,'DefaultAxesFontSize', 14)

% Change default text fonts.
set(0,'DefaultTextFontname', 'Times New Roman')
set(0,'DefaultTextFontSize', 14)

```

```

%%
%БЛОК ВВОДУ ДАНИХ
clc
clear
H=1000;
f=63;
c1=1500;
c2=333;
po1=1000;
po2=1.27;
k=2*pi*f/c1;

[x z]=meshgrid(0:2.5:700,10:2.5:(H/2));
R=sqrt(x.^2+z.^2);
%teta=atan(x./z);

%%
%БЛОК РОЗРАХУНКУ
p_1_st=exp(i.*k.*R)./R;
%p_2_st=exp(i.*k.*sqrt(x.^2+(z-H).^2))./sqrt(x.^2+(z-H).^2);

x_rozm=size(x);
x_kilk=x_rozm(1).*x_rozm(2);
p_1=ones(x_rozm);

% for x_i=1:x_kilk
%
%     p_1(x_i)=quad(@(teta) i.*k.*besselj(0, k.*x(x_i).*sin(teta))
% .* exp(i.*k.*z(x_i).*cos(teta) ).*sin(teta) , 0, pi/2);
%
% end
%
% p_2=ones(x_rozm);
%
% for x_i=1:x_kilk
%
%
%     p_2(x_i)=quad(@(teta) i.*k.*(po2.*c2.*cos(teta)-
po1.*c1.*sqrt(1-(c2./c1.*sin(teta)).^2) )
./(po2.*c2.*cos(teta)+po1.*c1.*sqrt(1-(c2./c1.*sin(teta)).^2) )...
.*besselj(0, k.*x(x_i).*sin(teta)) .* exp(-
i.*k.*(z(x_i)-H).*cos(teta) ).*sin(teta) , 0, pi/2);
%
% end

%%
%БЛОК ПОБУДОВИ ГРАФІКІВ
set(0,'DefaultFigureWindowStyle','docked'); % тепер всі графіки
будуються в одному вікні

%Пряме поле
figure

```

```

source = plot3(0,0,10);
set(source, 'Color', 'g', 'LineWidth', 1.5, 'Marker', 'o',
'MarkerSize', 10, 'MarkerEdgeColor', 'k', 'MarkerFaceColor', 'y')
hold on;
limit = plot3([0 length(x)], [H/2 H/2], [10 10]);
set(limit, 'Color', 'r', 'LineWidth', 2, 'MarkerSize', 14,
'MarkerEdgeColor', 'k', 'MarkerFaceColor', 'y')

surf(x, z, abs(p_1_st)); hold off;
grid on; xlabel('x, м'); ylabel('z, м');

set(gcf, 'Name', horzcat('Пр. поле')) % називаємо вікно
set(gcf, 'Numbertitle', 'off') % вимикаєш назву figure1

text1='Параметри: f=';
text2=num2str(f);
text3=num2str(H);
Text=horzcat(text1,text2, ' Гц');
Text2=horzcat('Глибина моря H=',text3, ' м');
Text=({Text,Text2});
%title(Text)
disp(Text)
view([0 90]); % Зміна кута спостереження

% %Відбите поле
% figure
%
% source = plot3(0,0,10);
% set(source, 'Color', 'g', 'LineWidth', 1.5, 'Marker', 'o',
'MarkerSize', 10, 'MarkerEdgeColor', 'k', 'MarkerFaceColor', 'y')
% hold on;
% limit = plot3([0 length(x)], [H/2 H/2], [10 10]);
% set(limit, 'Color', 'r', 'LineWidth', 2, 'MarkerSize', 14,
'MarkerEdgeColor', 'k', 'MarkerFaceColor', 'y')
%
% surf(x, z, abs(p_2_st)); hold off;
% grid on; xlabel('x, м'); ylabel('z, м');
%
% set(gcf, 'Name', horzcat('Відб. поле')) % називаємо вікно
% set(gcf, 'Numbertitle', 'off') % вимикаєш назву figure1
%
% text1='Параметри: f=';
% text2=num2str(f);
% text3=num2str(H);
% Text=horzcat(text1,text2, ' Гц');
% Text2=horzcat('Глибина моря H=',text3, ' м');
% Text=({Text,Text2});
% title(Text)
%
% view([0 90]); % Зміна кута спостереження
%
%
% %Апроксимоване пряме поле

```

```

% figure
%
% source = plot3(0,0,10);
% set(source, 'Color', 'g', 'LineWidth', 1.5, 'Marker', 'o',
'MarkerSize', 10, 'MarkerEdgeColor', 'k', 'MarkerFaceColor', 'y')
% hold on;
% limit = plot3([0 length(x)], [H/2 H/2], [10 10]);
% set(limit, 'Color', 'r', 'LineWidth', 2, 'MarkerSize', 14,
'MarkerEdgeColor', 'k', 'MarkerFaceColor', 'y')
%
% surf(x, z, abs(p_1)); hold off;
% grid on; xlabel('x, м'); ylabel('z, м');
%
% set(gcf, 'Name', horzcat('Апр. пр. поле')) % називаємо вікно
% set(gcf, 'Numbertitle', 'off') % вимикаєш назву figure1
%
% text1='Параметри: f=';
% text2=num2str(f);
% text3=num2str(H);
% Text=horzcat(text1, text2, ' Гц');
% Text2=horzcat('Глибина моря H=', text3, ' м');
% Text=({Text, Text2});
% title(Text)
%
% view([0 90]); % Зміна кута спостереження
%
% %Апроксимоване відбите поле
% figure
%
% source = plot3(0,0,10);
% set(source, 'Color', 'g', 'LineWidth', 1.5, 'Marker', 'o',
'MarkerSize', 10, 'MarkerEdgeColor', 'k', 'MarkerFaceColor', 'y')
% hold on;
% limit = plot3([0 length(x)], [H/2 H/2], [10 10]);
% set(limit, 'Color', 'r', 'LineWidth', 2, 'MarkerSize', 14,
'MarkerEdgeColor', 'k', 'MarkerFaceColor', 'y')
%
% surf(x, z, abs(p_2)); hold off;
% grid on; xlabel('x, м'); ylabel('z, м');
%
% set(gcf, 'Name', horzcat('Апр. відб. поле')) % називаємо вікно
% set(gcf, 'Numbertitle', 'off') % вимикаєш назву figure1
%
% text1='Параметри: f=';
% text2=num2str(f);
% text3=num2str(H);
% Text=horzcat(text1, text2, ' Гц');
% Text2=horzcat('Глибина моря H=', text3, ' м');
% Text=({Text, Text2});
% title(Text)
%
% view([0 90]); % Зміна кута спостереження
%
%
```

```

% %Повне поле
% figure
%
% source = plot3(0,0,10);
% set(source, 'Color', 'g', 'LineWidth', 1.5, 'Marker', 'o',
'MarkerSize', 10, 'MarkerEdgeColor', 'k', 'MarkerFaceColor', 'y')
% hold on;
% limit = plot3([0 length(x)], [H/2 H/2], [10 10]);
% set(limit, 'Color', 'r', 'LineWidth', 2, 'MarkerSize', 14,
'MarkerEdgeColor', 'k', 'MarkerFaceColor', 'y')
%
% surf(x, z, abs(p_1_st+p_2_st)); hold off;
% grid on; xlabel('x, м'); ylabel('z, м');
%
% set(gcf,'Name',horzcat('Повне поле')) % називаємо вікно
% set(gcf,'Numbertitle','off') % вимикаєш назву figure1
%
% text1='Параметри: f=';
% text2=num2str(f);
% text3=num2str(H);
% Text=horzcat(text1,text2,' Гц');
% Text2=horzcat('Глибина моря H=',text3,' м');
% Text=({Text,Text2});
% title(Text)
%
% view([0 90]); % Зміна кута спостереження
%
%
% %Апроксимоване повне поле
% figure
%
% source = plot3(0,0,10);
% set(source, 'Color', 'g', 'LineWidth', 1.5, 'Marker', 'o',
'MarkerSize', 10, 'MarkerEdgeColor', 'k', 'MarkerFaceColor', 'y')
% hold on;
% limit = plot3([0 length(x)], [H/2 H/2], [10 10]);
% set(limit, 'Color', 'r', 'LineWidth', 2, 'MarkerSize', 14,
'MarkerEdgeColor', 'k', 'MarkerFaceColor', 'y')
%
% surf(x, z, abs(p_1+p_2)); hold off;
% grid on; xlabel('x, м'); ylabel('z, м');
%
% set(gcf,'Name',horzcat('Апр. повне поле')) % називаємо вікно
% set(gcf,'Numbertitle','off') % вимикаєш назву figure1
%
% text1='Параметри: f=';
% text2=num2str(f);
% text3=num2str(H);
% Text=horzcat(text1,text2,' Гц');
% Text2=horzcat('Глибина моря H=',text3,' м');
% Text=({Text,Text2});
% title(Text)
%
% view([0 90]); % Зміна кута спостереження

```



```

%%
%ГРАФІКИ ФАЗ
set(0,'DefaultFigureWindowStyle','docked'); % тепер всі графіки
будуються в одному вікні

%Пряме поле
figure

source = plot3(0,0,10);
set(source, 'Color', 'g', 'LineWidth', 1.5, 'Marker', 'o',
'MarkerSize', 10, 'MarkerEdgeColor', 'k', 'MarkerFaceColor', 'y')
hold on;
limit = plot3([0 length(x)], [H/2 H/2], [10 10]);
set(limit, 'Color', 'r', 'LineWidth', 2, 'MarkerSize', 14,
'MarkerEdgeColor', 'k', 'MarkerFaceColor', 'y')

surf(x, z, angle(p_1_st)); hold off;
grid on; xlabel('x, м'); ylabel('z, м');

set(gcf,'Name',horzcat('Фаза пр. поля')) % називаємо вікно
set(gcf,'Numbertitle','off') % вимикаєш назву figure1

text1='Параметри: f=';
text2=num2str(f);
text3=num2str(H);
Text=horzcat(text1,text2, ' Гц');
Text2=horzcat('Глибина моря H=',text3, ' м');
Text=({Text,Text2});
%title(Text)
disp(Text)
view([0 90]); % Зміна кута спостереження

% %Апроксимоване пряме поле
% figure
%
% source = plot3(0,0,10);
% set(source, 'Color', 'g', 'LineWidth', 1.5, 'Marker', 'o',
'MarkerSize', 10, 'MarkerEdgeColor', 'k', 'MarkerFaceColor', 'y')
% hold on;
% limit = plot3([0 length(x)], [H/2 H/2], [10 10]);
% set(limit, 'Color', 'r', 'LineWidth', 2, 'MarkerSize', 14,
'MarkerEdgeColor', 'k', 'MarkerFaceColor', 'y')
%
% surf(x, z, angle(p_1)); hold off;
% grid on; xlabel('x, м'); ylabel('z, м');
%
% set(gcf,'Name',horzcat('Фаза апр. пр. поля')) % називаємо вікно
% set(gcf,'Numbertitle','off') % вимикаєш назву figure1
%
% text1='Параметри: f=';
% text2=num2str(f);

```

```

% text3=num2str(H);
% Text=horzcat(text1,text2,' Гц');
% Text2=horzcat('Глибина моря H=',text3,' м');
% Text=({Text,Text2});
% title(Text)
%
% view([0 90]); % Зміна кута спостереження
%
% %Апроксимоване відбите поле
% figure
%
% source = plot3(0,0,10);
% set(source, 'Color', 'g', 'LineWidth', 1.5, 'Marker', 'o',
'MarkerSize', 10, 'MarkerEdgeColor', 'k', 'MarkerFaceColor', 'y')
% hold on;
% limit = plot3([0 length(x)], [H/2 H/2], [10 10]);
% set(limit, 'Color', 'r', 'LineWidth', 2, 'MarkerSize', 14,
'MarkerEdgeColor', 'k', 'MarkerFaceColor', 'y')
%
% surf(x, z, angle(p_2_st)); hold off;
% grid on; xlabel('x, м'); ylabel('z, м');
%
% set(gcf,'Name',horzcat('Фаза відб. поля')) % називаємо вікно
% set(gcf,'Numbertitle','off') % вимикаєш назву figure1
%
% text1='Параметри: f=';
% text2=num2str(f);
% text3=num2str(H);
% Text=horzcat(text1,text2,' Гц');
% Text2=horzcat('Глибина моря H=',text3,' м');
% Text=({Text,Text2});
% title(Text)
%
% view([0 90]); % Зміна кута спостереження
%
%
% %Апроксимоване відбите поле
% figure
%
% source = plot3(0,0,10);
% set(source, 'Color', 'g', 'LineWidth', 1.5, 'Marker', 'o',
'MarkerSize', 10, 'MarkerEdgeColor', 'k', 'MarkerFaceColor', 'y')
% hold on;
% limit = plot3([0 length(x)], [H/2 H/2], [10 10]);
% set(limit, 'Color', 'r', 'LineWidth', 2, 'MarkerSize', 14,
'MarkerEdgeColor', 'k', 'MarkerFaceColor', 'y')
%
% surf(x, z, angle(p_2)); hold off;
% grid on; xlabel('x, м'); ylabel('z, м');
%
% set(gcf,'Name',horzcat('Фаза апр. відб. поля')) % називаємо
Вікно
% set(gcf,'Numbertitle','off') % вимикаєш назву figure1
%

```

```

% text1='Параметри: f=';
% text2=num2str(f);
% text3=num2str(H);
% Text=horzcat(text1,text2,' Гц');
% Text2=horzcat('Глибина моря H=',text3,' м');
% Text=({Text,Text2});
% title(Text)
%
% view([0 90]); % Зміна кута спостереження
%
% %Повне поле
% figure
%
% source = plot3(0,0,10);
% set(source, 'Color', 'g', 'LineWidth', 1.5, 'Marker', 'o',
'MarkerSize', 10, 'MarkerEdgeColor', 'k', 'MarkerFaceColor', 'y')
% hold on;
% limit = plot3([0 length(x)], [H/2 H/2], [10 10]);
% set(limit, 'Color', 'r', 'LineWidth', 2, 'MarkerSize', 14,
'MarkerEdgeColor', 'k', 'MarkerFaceColor', 'y')
%
% surf(x, z, angle(p_1_st+p_2_st)); hold off;
% grid on; xlabel('x, м'); ylabel('z, м');
%
% set(gcf,'Name',horzcat('Фаза повного поля')) % називаємо вікно
% set(gcf,'Numbertitle','off') % вимикаєш назву figure1
%
% text1='Параметри: f=';
% text2=num2str(f);
% text3=num2str(H);
% Text=horzcat(text1,text2,' Гц');
% Text2=horzcat('Глибина моря H=',text3,' м');
% Text=({Text,Text2});
% title(Text)
%
% view([0 90]); % Зміна кута спостереження
%
% %Апроксимоване повне поле
% figure
%
% source = plot3(0,0,10);
% set(source, 'Color', 'g', 'LineWidth', 1.5, 'Marker', 'o',
'MarkerSize', 10, 'MarkerEdgeColor', 'k', 'MarkerFaceColor', 'y')
% hold on;
% limit = plot3([0 length(x)], [H/2 H/2], [10 10]);
% set(limit, 'Color', 'r', 'LineWidth', 2, 'MarkerSize', 14,
'MarkerEdgeColor', 'k', 'MarkerFaceColor', 'y')
%
% surf(x, z, angle(p_1+p_2)); hold off;
% grid on; xlabel('x, м'); ylabel('z, м');
%
% set(gcf,'Name',horzcat('Фаза апр. повного поля')) % називаємо
вікно
% set(gcf,'Numbertitle','off') % вимикаєш назву figure1

```

```
%  
% text1='Параметри: f=';  
% text2=num2str(f);  
% text3=num2str(H);  
% Text=horzcat(text1,text2,' Гц');  
% Text2=horzcat('Глибина моря H=',text3,' м');  
% Text=({Text,Text2});  
% title(Text)  
%  
% view([0 90]); % Зміна кута спостереження
```

ДОДАТОК С

**Код програми для моделювання імпедансу поля акустичного тиску в
хвилеводі з акустично м'якими границями**

```

clc
clear
%%
%ВХІДНІ ДАНІ
c1=1500;      %шв. звуку води
rho1=1000;    %густина води
c2=343;      %шв. звуку повітря
rho2=1.27;    %густина повітря
H=100;       %ширина хвилевода
a=1;         %радіус сфери

teta=0:.1:2*pi;

N=0;
N0=0;

Z=[];
P=[];
V=[];
for n_teta=1:length(teta)

f=1:.05:400;
k=2.*pi.*f./c1; %ХВИЛЬОВЕ ЧИСЛО
lambda=c1./f;
ka=k.*a;

%%
%БЛОК РОЗРАХУНКІВ

C0=i.*( sin(k.*sqrt(a.^2.*sin(teta(n_teta)).^2+H.^2/4)) -
cos(k.*sqrt(a.^2.*sin(teta(n_teta)).^2+H.^2/4)) ) .* exp( -
i.*k.*sqrt(a.^2.*sin(teta(n_teta)).^2+H.^2/4)) );

dC0=exp( -i.*k.*sqrt(a.^2.*sin(teta(n_teta)).^2+H.^2/4) ) .*ka.*(
sin(teta(n_teta)) ).^2 ./ sqrt(a.^2.*sin(teta(n_teta)).^2+H.^2/4)
.* ...
(
cos(k.*sqrt(a.^2.*sin(teta(n_teta)).^2+H.^2/4)).*(-1+i) +
sin(k.*sqrt(a.^2.*sin(teta(n_teta)).^2+H.^2/4)).*(1+i) ) ;

%Імпеданс
P_0 =-i.*2.*pi.*f.*rho1.*( sin(ka) - cos(ka) + i.*C0.*exp(i.*ka) );

V_0 = -( cos(ka).*k - sin(ka)./a - sin(ka).*k - cos(ka)./a + dC0.*
exp(i.*ka) - C0.*exp(i.*ka).*(k+i./a) );

Z_teta=(P_0)./(V_0);

Z=[Z; Z_teta];
P=[P; P_0];
V=[V; V_0];

end

```

```

Z_ser=ones(size(f))-ones(size(f)); %вектор
імпедансу
P_ser=ones(size(f))-ones(size(f)); %вектор
чисельника
V_ser=ones(size(f))-ones(size(f)); %вектор
знаменника

for n_f=1:length(f)

    Z_ser(n_f)=sum(Z(:, n_f))./length(Z(:, n_f));
    P_ser(n_f)=sum(P(:, n_f))./length(P(:, n_f));
    V_ser(n_f)=sum(V(:, n_f))./length(V(:, n_f));

end

%%
%БЛОК ПОБУДОВИ

Z_ser=P_ser./V_ser;

%%
%ІМПЕДАНС
set(0,'DefaultFigureWindowStyle','docked'); % тепер всі графіки
будуються в одному вікні

%Окремо активна
figure
plot(f, real(Z_ser)./(po1.*c1) )
hold on
plot(f, imag(Z_ser)./(po1.*c1) )

grid on
xlabel('f, Гц')
ylabel('Z, H*c/м^5')

set(gcf,'Name',horzcat('Імпед. акт. і реакт.')) % називаємо вікно
set(gcf,'Numbertitle','off') % вимикаєш назву figure1

text3=num2str(H);
text4=num2str(a);
if N==N0
    text5=num2str(N0);
else
    text5=num2str(N0);
    for n=2:N
        textN=num2str(n);
        text5=horzcat(text5,'+', textN);
    end
end
end
Text=horzcat('радіус a=', text4, ' м,');
Text2=horzcat('Глибина моря H=',text3,' м, моди: ', text5);
Text={Text,Text2};
title(Text)

```

```

legend( 'активна', 'реактивна' )

% Change default axes fonts.
set(0,'DefaultAxesFontName', 'Times New Roman')
set(0,'DefaultAxesFontSize', 14)
% Change default text fonts.
set(0,'DefaultTextFontname', 'Times New Roman')
set(0,'DefaultTextFontSize', 14)
set(findall(gcf,'type','axes'),'fontSize',14)
set(findall(gcf,'type','text'),'fontSize',14)

name=horzcat('Імпеданс_акт_реакт_n_', text5,
'_H_',num2str(H),'_a_',num2str(a));
saveas(gcf,horzcat(name,'.bmp')) % Зберігаємо в поточній папці

figure
plot(f, abs(Z_ser)./(p01.*c1) )
hold on
plot(f, angle(Z_ser)./(p01.*c1) )

grid on
xlabel('f, Гц')
ylabel('Z, H*c/м^5')

set(gcf,'Name',horzcat('Імп. ампл. і фаза')) % називаємо вікно
set(gcf,'Numbertitle','off') % вимикаєш назву figure1

text3=num2str(H);
text4=num2str(a);
if N==N0
    text5=num2str(N0);
else
    text5=num2str(N0);
    for n=2:N
        textN=num2str(n);
        text5=horzcat(text5,'+', textN);
    end
end
Text=horzcat('радіус a=', text4, ' м,');
Text2=horzcat('Глибина моря H=',text3,' м, моди: ', text5);
Text={Text,Text2};
title(Text)

legend('амплітуда', 'фаза')

name=horzcat('Імпеданс_амп_фаза_n_', text5,
'_H_',num2str(H),'_a_',num2str(a));
%saveas(gcf,horzcat(name,'.bmp')) % Зберігаємо в поточній папці

%%
%ТИСК
figure

```



```

hold on
plot(f, real(P_ser./ka) )
plot(f, imag(P_ser./ka) )

grid on
xlabel('f, Гц')
ylabel('P, Па')

set(gcf,'Name',horzcat('Тиск')) % називаємо вікно
set(gcf,'Numbertitle','off') % вимикаєш назву figure1

text3=num2str(H);
text4=num2str(a);
if N==N0
    text5=num2str(N0);
else
    text5=num2str(N0);
    for n=2:N
        textN=num2str(n);
        text5=horzcat(text5,'+', textN);
    end
end
end
Text=horzcat('радіус a=', text4, ' м,');
Text2=horzcat('Глибина моря H=',text3,' м, моди: ', text5);
Text=({Text,Text2});
title(Text)

legend('активна', 'реактивна' )

% Change default axes fonts.
set(0,'DefaultAxesFontName', 'Times New Roman')
set(0,'DefaultAxesFontSize', 14)
% Change default text fonts.
set(0,'DefaultTextFontname', 'Times New Roman')
set(0,'DefaultTextFontSize', 14)
set(findall(gcf,'type','axes'),'fontSize',14)
set(findall(gcf,'type','text'),'fontSize',14)

name=horzcat('Тиск_акт_реакт_n_', text5,
'_H_',num2str(H),'_a_',num2str(a));
%saveas(gcf,horzcat(name,'.bmp')) % Зберігаємо в поточній папці

%ТИСК ЩЕ РАЗ
figure
plot(f, abs(P_ser./ka), 'g' )
hold on
plot(f, angle(P_ser./ka), 'y')

grid on
xlabel('f, Гц')
ylabel('P, Па')

set(gcf,'Name',horzcat('Тиск')) % називаємо вікно

```

```

set(gcf,'Numbertitle','off') % вимикаєш назву figure1

text3=num2str(H);
text4=num2str(a);
if N==N0
    text5=num2str(N0);
else
    text5=num2str(N0);
    for n=2:N
        textN=num2str(n);
        text5=horzcat(text5,'+', textN);
    end
end
Text=horzcat('радіус a=', text4, ' м,');
Text2=horzcat('Глибина моря H=',text3,' м, моди: ', text5);
Text=({Text,Text2});
title(Text)

legend('модуль', 'аргумент' )

name=horzcat('Тиск_амп_фаза_n_', text5,
'_H_',num2str(H), '_a_',num2str(a));
%saveas(gcf,horzcat(name,'.bmp')) % Зберігаємо в поточній папці

%%
%КОЛИВАЛЬНА ШВИДКІСТЬ
figure
hold on
plot(f, real(V_ser./ka) )
plot(f, imag(V_ser./ka) )

grid on
xlabel('f, Гц')
ylabel('V, м/с')

set(gcf,'Name',horzcat('Кол. шв.')) % називаємо вікно
set(gcf,'Numbertitle','off') % вимикаєш назву figure1

text3=num2str(H);
text4=num2str(a);
if N==N0
    text5=num2str(N0);
else
    text5=num2str(N0);
    for n=2:N
        textN=num2str(n);
        text5=horzcat(text5,'+', textN);
    end
end
Text=horzcat('радіус a=', text4, ' м,');
Text2=horzcat('Глибина моря H=',text3,' м, моди: ', text5);
Text=({Text,Text2});
title(Text)

```

```

legend('активна', 'реактивна' )

name=horzcat('Кол_шв_акт_реакт_n_', text5,
'_H_', num2str(H), '_a_', num2str(a));
%saveas(gcf, horzcat(name, '.bmp')) % Зберігаємо в поточній папці

%КОЛИВАЛЬНА ШВИДКІСТЬ ЩЕ РАЗ
figure
plot(f, abs(V_ser./ka), 'g' )
hold on
plot(f, angle(V_ser./ka), 'y')

grid on
xlabel('f, Гц')
ylabel('V, м/с')

set(gcf, 'Name', horzcat('Кол. шв. ')) % називаємо вікно
set(gcf, 'Numbertitle', 'off') % вимикаєш назву figure1

text3=num2str(H);
text4=num2str(a);
if N==N0
    text5=num2str(N0);
else
    text5=num2str(N0);
    for n=2:N
        textN=num2str(n);
        text5=horzcat(text5, '+', textN);
    end
end
Text=horzcat('радіус a=', text4, ' м, ');
Text2=horzcat('Глибина моря H=', text3, ' м, моди: ', text5);
Text={Text, Text2};
title(Text)

legend('модуль', 'аргумент' )

name=horzcat('Кол_шв_амп_фаза_n_', text5,
'_H_', num2str(H), '_a_', num2str(a));
%saveas(gcf, horzcat(name, '.bmp')) % Зберігаємо в поточній папці

```

ДОДАТОК D

**Код програми для моделювання імпедансу поля акустичного тиску у
вільному полі**

```

clc
clear
%%
%ВХІДНІ ДАНІ
c=1500;      %шв. звуку води
po=1000;     %густина води
a=1;         %радіус сфери

f=0:1:1000;
k=2.*pi.*f./c; %хвильове число
lambda=c./f;
ka=k.*a;

%%
%АКТИВНА СКЛАДОВА
figure
for nq=0:1:5
    %%
    %БЛОК РОЗРАХУНОКІВ
    n=nq;
    Z_n=po.*c.*i.*besselh(n, 1, ka) ./ (n./ka.*besselh(n, 1, ka)-
    besselh(n+1, 1, ka));
    %%
    %БЛОК ПОБУДОВИ

    set(0,'DefaultFigureWindowStyle','docked'); % тепер всі графіки
    будуються в одному вікні

    hold on
    plot(f, real(Z_n)./(po.*c) )

    set(gcf,'Name',horzcat('Акт. складова')) % називаємо вікно
    set(gcf,'Numbertitle','off')             % вимикаєш назву figure1

end

% Change default axes fonts.
set(0,'DefaultAxesFontName', 'Times New Roman')
set(0,'DefaultAxesFontSize', 14)
% Change default text fonts.
set(0,'DefaultTextFontname', 'Times New Roman')
set(0,'DefaultTextFontSize', 14)
set(findall(gcf,'type','axes'),'fontSize',14)
set(findall(gcf,'type','text'),'fontSize',14)

grid on
xlabel('f')
ylabel('Z, H*c/м^5')

legend('0', '1', '2', '3', '4', '5' )
name=horzcat('Імпеданс_акт', '_a_',num2str(a));

```

```

saveas(gcf,horzcat(name, '.bmp'))    % Зберігаємо в поточній папці

%%
%РЕАКТИВНА СКЛАДОВА
figure
for nq=0:1:5
    %%
    %БЛОК РОЗРАХУНОКІВ
    n=nq;
    Z_n=po.*c.*i.*besselh(n, 1, ka) ./ (n./ka.*besselh(n, 1, ka)-
    besselh(n+1, 1, ka));
    %%
    %БЛОК ПОБУДОВИ

    set(0,'DefaultFigureWindowStyle','docked'); % тепер всі графіки
    будуються в одному вікні

    hold on
    plot(f, -imag(Z_n)./(po.*c) )

    set(gcf,'Name',horzcat('Реакт. складова')) % називаємо вікно
    set(gcf,'Numbertitle','off')                % вимикаєш назву figure1

end

grid on
xlabel('f')
ylabel('Z, Н*с/м^5')
legend('0', '1', '2', '3', '4', '5' )
name=horzcat('Імпеданс_реакт_', 'a_', num2str(a));
saveas(gcf,horzcat(name, '.bmp'))    % Зберігаємо в поточній папці

%%
%МОДУЛЬ
figure
for nq=0:1:5
    %%
    %БЛОК РОЗРАХУНОКІВ
    n=nq;
    Z_n=po.*c.*i.*besselh(n, 1, ka) ./ (n./ka.*besselh(n, 1, ka)-
    besselh(n+1, 1, ka));

    %%
    %БЛОК ПОБУДОВИ

    set(0,'DefaultFigureWindowStyle','docked'); % тепер всі графіки
    будуються в одному вікні

    hold on
    plot(f, abs(Z_n)./(po.*c) )

```

```

set(gcf,'Name',horzcat('Модуль')) % називаємо вікно
set(gcf,'Numbertitle','off')      % вимикаєш назву figure1

end

grid on
xlabel('f')
ylabel('Z, Н*с/м^5')

legend('0', '1', '2', '3', '4', '5' )
name=horzcat('Імпеданс_модуль', '_a_', num2str(a));
saveas(gcf,horzcat(name, '.bmp')) % Зберігаємо в поточній папці

%%
%ФАЗА
figure
for nq=0:1:5
    %%
    %БЛОК РОЗРАХУНОКІВ
    n=nq;
    Z_n=po.*c.*i.*besselh(n, 1, ka) ./ (n./ka.*besselh(n, 1, ka)-
    besselh(n+1, 1, ka));

    %%
    %БЛОК ПОВУДОВИ

    set(0,'DefaultFigureWindowStyle','docked'); % тепер всі графіки
    будуються в одному вікні

    hold on
    plot(f, angle(Z_n./(po.*c)) )

    set(gcf,'Name',horzcat('Фаза')) % називаємо вікно
    set(gcf,'Numbertitle','off')    % вимикаєш назву figure1

end

grid on
xlabel('f')
ylabel('Z, Н*с/м^5')

legend('0', '1', '2', '3', '4', '5' )
name=horzcat('Імпеданс_фаза', '_a_', num2str(a));
saveas(gcf,horzcat(name, '.bmp')) % Зберігаємо в поточній папці

%%
%НУЛЬОВА МОДА

figure

```

```

%БЛОК РОЗРАХУНОКІВ
n=0;
Z_n=po.*c.*i.*besselh(n, 1, ka) ./ (n./ka.*besselh(n, 1, ka)-
besselh(n+1, 1, ka));
%%
%БЛОК ПОБУДОВИ

set(0,'DefaultFigureWindowStyle','docked'); % тепер всі графіки
будуються в одному вікні

hold on
plot(f, real(Z_n)./(po.*c) )
hold on
plot(f, -imag(Z_n)./(po.*c) )

set(gcf,'Name',horzcat('Нульова мода')) % називаємо вікно
set(gcf,'Numbertitle','off')           % вимикаєш назву figure1

grid on
xlabel('f')
ylabel('Z, Н*с/м^5')
legend('активна складова', 'реактивна складова')
name=horzcat('Імпеданс_мода_0_', 'a_',num2str(a));
saveas(gcf,horzcat(name,'.bmp'))      % Зберігаємо в поточній папці

%%
%НУЛЬОВА МОДА

figure

%БЛОК РОЗРАХУНОКІВ
n=0;
Z_n=po.*c.*i.*besselh(n, 1, ka) ./ (n./ka.*besselh(n, 1, ka)-
besselh(n+1, 1, ka));
%%
%БЛОК ПОБУДОВИ

set(0,'DefaultFigureWindowStyle','docked'); % тепер всі графіки
будуються в одному вікні

hold on
plot(f, abs(Z_n)./(po.*c) )
hold on
plot(f, angle(Z_n)./(po.*c)) )

set(gcf,'Name',horzcat('Нульова мода')) % називаємо вікно
set(gcf,'Numbertitle','off')           % вимикаєш назву figure1

grid on

```



```
xlabel('f')
ylabel('Z, H*c/м^5')
legend('модуль', 'фаза')
name=horzcat('Імпеданс_мода_0_', 'a_', num2str(a));
saveas(gcf, horzcat(name, '.bmp')) % Зберігаємо в поточній папці
```

ДОДАТОК Е

Код програми для розрахунку поліномів Лежанра

```
function f = Pn(n,x)
%Фунція рахує поліноми Лежандра,
%оскільки МАТЛАБ рахує лише функції Лежанда
%n - порядок
%x - аргумент
P = legendre(n,x);
f = P(1,:);
end
```