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

КУРДЮК СЕРГІЙ ВІКТОРОВИЧ

УДК _____

(індекс)

ДИСЕРТАЦІЯ

ОСОБЛИВОСТІ ФОРМУВАННЯ ІНФОРМАЦІЙНОГО ГІДРОАКУСТИЧНОГО КАНАЛУ В МІЛКОМУ МОРІ.

17 – Електроніка та телекомунікації

171 – Електроніка

Подається на здобуття наукового ступеня доктор філософії.

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

С.В. Курдюк

Науковий керівник

Коржик Олексій Володимирович, доктор технічних наук, професор

Київ - 2021

АНОТАЦІЯ

Курдюк С.В.Особливості формування інформаційного гідроакустичного каналу в мілкому морі. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора філософії з галузі знань 17 Електроніка та телекомунікації за спеціальністю 171 «Електроніка». – Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського», Київ, 2021

Дисертаційна робота присвячена дослідженню особливостей формування інформаційного гідроакустичного каналу пошукової системи “ПІДВОДНИЙ АПАРАТ – НАДВОДНИЙ КОРАБЕЛЬ” (“ПА – НК”) при поширенні інформаційного повідомлення в підводному звуковому хвилеводі, яким представлено мілке море.

До виконання роботи були залучені комплексні відомості і наукові результати з суміжних областей: вищої математики, фізики, інформатики і акустики. При цьому в дисертації вперше отримано такі наукові результати:

1. Надано широкий актуальний огляд сучасних напрямків досліджень з області морського приладобудування в частині використання робото-технічних технологій із залученням підводних автономних апаратів при проведенні пошукових підводних робіт.

2. Визначені, розраховані та показані особливості основних характеристик інформаційного гідроакустичного каналу, представленого підводним хвилеводом з ідеальними границями при роботі з сигналами, які подані хвильовим пакетом .

3. Вперше сформульована та розв’язана “проблема групової швидкості” для мілких морів, а також визначена, розрахована і показана мінливість швидкості поширення сигналу (ШПС) в підводному звуковому каналі (ПЗК) в залежності від частоти і координати.

4. Вперше аналітично розвинуті математичні та фізичні передумови виникнення локальних областей типу особливих точок (“вихор”, “сідло”) векторного поля інтенсивності в плоскопаралельномухвилеводі з ідеальними границями.

5. Вперше показано просторово-часові залежності питомого імпедансу та його складових при озвучуванні робочого простору двохчастотним сигналом.

6. Вперше показано збіг теоретичних результатів щодо динаміки поведінки імпульсного(за тиском) повідомлення (хвильового пакету) під час поширення в районі пошукових робіт та врахування завадо-сигнальної обстановки в частині визначення ймовірності бітової помилки та залучення ймовірнісних критеріїв Неймана-Пірсона.

7. Вперше запропоновано методологію врахування комплексного впливу на енергетичну дальність дії гідроакустичних засобів (ГАЗ) просторових розподілень скалярних і векторних характеристик акустичного поля (тисків, швидкостей, інтенсивностей та імпедансів).

8. Вперше отримано співпадіння теоретичних результатів та результатів морського натурного експерименту для системи “ПА – НК” при роботі абонентів узаданих умовах мілкого моря.

Практична значимість роботи полягає в подальшому розвитку прикладних аспектів фізики мілких морів, впровадженні результатів досліджень в теорію і практику створення робототехнічних телеметричних систем і систем звукопідводного зв`язку, а також у висвітленні особливостей формування акустичного поля при створенні нових моделей представлень та експлуатації інформаційних каналів під час проведення прикладних пошукових, картографічних, дослідницьких та інших видів підводних робіт.

Основний зміст дисертаційної роботи викладено в п’яти розділах та чотирьох додатках

У вступі обґрунтовано актуальність дисертаційної роботи, сформульовано мету та визначено коло задач дослідження, описано методи

дослідження, надана інформація про наукову новизну та практичне значення одержаних результатів. 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 системи “НК – ПА”.

Перший розділ роботи присвячено огляду наявних останніх публікацій з напрямків розвитку підводної робототехніки, існуючих новітніх підводних апаратів, організації інформаційних каналів для абонентів різного класу та сучасних підходів до формування акустичних полів в хвилеводах при збуренні їх імпульсними сигналами. В розділі також наведено основні тактико-технічні характеристики (ТТХ) ПІДВОДНОГО АПАРАТУ (ПА) та з’ясовані засади організації процесу обміну робочою, контрольною інформацією та інформацією управління, зв’язку та телеметрії. В розділі також надана загальна характеристика інформаційного гідроакустичного каналу.

Таким чином, в результаті опрацювання широкого кола інформаційних джерел, визначено, що розгляду і розробці підлягає методологія дослідження особливостей формування інформаційного гідроакустичного каналу автономної системи телеметрії і кодового зв’язку системи “НК – ПА” в мілкому морі.

При цьому мають бути враховані особливості формування акустичного поля в умовах мілкого моря при збуренні середовища каналу “НК – ПА” різночастотними сигналами та врахуванням особливостей розподілень скалярних і векторних характеристик акустичного поля.

У другому розділі поставлено і визначено основні вихідні співвідношення задачі формування поля акустичного тиску в інформаційному каналі.

Обрано складний сигнал – повідомлення та визначено швидкість передачі комунікаційних повідомлень. Описано ефекти деформації хвильового пакету. Розглянуто “проблему групової швидкості” та розраховано частотні залежності швидкості поширення сигналу для ситуації двохчастотного збудження хвилеводу.

Третій розділ роботи присвячено питанням створення векторного поля інтенсивності у хвилеводному каналі, надані математичні і фізичні передумови виникнення вихорових та сідлових структур, приведено їх координатні залежності.

Четвертий розділ містить результати дослідження імпедансних характеристик хвилеводу. Крім того, з`ясовано ситуацію просторової та частотної залежності питомого імпедансу робочої області для комбінаційних та акустично м`яких границь при двохчастотному збуренні хвилеводу.

П`ятий розділ присвячено проведенню експериментальних досліджень, які відбувалися шляхом натурного морського експерименту. При цьому режими маневрування виконувалися абонентами, ТТХ яких відповідали заявленим в розділі І вихідним даним, на підставі яких здійснювався розрахунок енергетичної дальності дії по інформаційному гідроакустичному каналу.

Ключові слова: інформаційний гідроакустичний канал, підводний, хвильовий пакет, скалярні, векторні характеристики, акустичне поле,імпеданси, частотні характеристики.

SUMMARY

*S.Kurdyuk.*Specialties of the formation of an information hydroacoustic channel in the shallow sea.Qualification scientific work on a manuscript basis.

The thesis for PhD`s degree in specialty 171 "Electronics". – The National Technical University of Ukraine "Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute", Ministry of Education and Science of Ukraine, Kyiv, 2021.

The thesis is dedicated to the study of the UNDERWATER VEHICLE – SURFACE SHIP search engine`s information hydroacoustic channel formation specialties provided the information message is propagated through the underwater sound waveguide represented by the shallow sea.

Complex information and scientific results from related areas (higher mathematics, physics, computer science and acoustics)have beenimplemented in the course of the workresulting in the outcomes achievedfirst as follow:

1. A broad up-to-date review of modern research areas in the field of marine instrumentengineering in terms of the use of robotic technologies which presuppose the involvementof autonomous underwater vehicles for the purpose of conducting underwater search operations has been provided.

2. The main characteristicfeatures of the information hydroacoustic channel, represented by an ideal boundary underwater waveguidefor wave packet signals, have been determined, calculated, and demonstrated.

3. The "group velocity problem" for shallow seashas been formulated and solved as well as the signal propagation velocityvariation in a deep-sound channeldepending on the frequency and coordinates has been determined, calculated and demonstrated.

4. Mathematical and physical premises for the emergence of local domains such as intensity vector field special points "curl" and "saddle" in an ideal boundary parallel-plate waveguide have been analytically elaborated.

5. Spatio-temporal dependencesof the specific impedance and its components provided the workspace is insonified with a double-frequency signal have been represented.

6. The coincidence of theoretical results on the acoustic pressuredynamics of the pulse message (wave packet) propagated in the search operation areawhile considering the noise interference has been demonstrated in terms of defining the bit error probability with the use of Neumann-Pearson`sprobability criteria.

7. The methodology to define the integrated effectof spatial distributions of the acoustic field scalar and vector characteristics (pressures, speeds, intensities and impedances) on the energy range of hydroacousticequipmenthas beenintroduced.

8. Thecoincidence of theoretical results withfull-scale maritime experiment results for the UNDERWATER VEHICLE – SURFACE SHIPsystem in the specified operation conditions of the shallow seahas been obtained.

The practical significance of the work lies in the further development of applied aspects of shallow sea physics, introduction of research results into the theory and practice of designing robotic telemetry and sound supplysystems, as well as highlighting the acoustic field formation specialtiesin the course of creating newpresentation andoperation models of information channels while conducting applied search, cartographic, exploratoryandother underwater works.

The main content of thethesis is set out in five sections and four annexes.

The introduction substantiates the relevance of the thesis, formulates the purpose and defines the range of the research tasks, describes the research methods, and provides information about the scientific novelty and practical significance of the results achieved. The purpose of the work is to improve existing and develop perspective acoustic field formation model constructions and problem solution algorithms in information hydroacoustic channels to ensure communication among the UNDERWATER VEHICLE – SURFACE SHIP systemsubscribers.

The first section of the work is dedicated to the review of the latest publicationson the development of underwater robotics, existing modern underwater vehicles, organization ofinformation channels for subscribers of different classes, and

modern approachesto the formation of acoustic fieldsin the waveguidesbeing disturbedby pulsesignals.The section also describes the main performance characteristics of the UNDERWATER VEHICLE and the ascertained organization principles of information exchange processesas for operating and checking information as well ascontrol, communication and telemetry information. In addition, the section rendersa general characteristics of the information hydroacoustic channel.

Thus, as a result of processing a wide range of information sources, it has been determined that the information hydroacoustic channel formationresearch methodology within the framework of autonomous telemetry and code communicationsystem ofthe UNDERWATER VEHICLE – SURFACE SHIPsystemin the shallow seamust be subjected to consideration and development.

At the same time, the acoustic field formation specialties in the shallow sea mustbe considered onthe subject of specific distributions ofacoustic field scalar and vector characteristics provided theUNDERWATER VEHICLE – SURFACE SHIP channel environment is disturbed by various frequency signals.

The main output ratiosfor the problemof acoustic pressure field formation in the information channel has been determinedin the second section.

A compound message signal has been selected and the speed of communication messages has been determined. The wave packet deformation effects have been described. The "group velocity problem" has been considered and the signal propagation rate frequency dependences have been calculated in case ofdual-frequency wave excitation.

The third section is dedicated to the issue of intensity vector field formation in the waveguide channelin regard tothe mathematical and physical prerequisites for the emergence of "curl" and "saddle" structures with defining their coordinate dependences.

The fourth section contains research results of the waveguide impedance characteristics. In addition, it clarifies the spatial and frequency dependences of the workspace specific impedancefor combinational and acoustically soft boundaries in case ofdual-frequency wave excitation.

The fifth section is dedicated to experimental researches that have taken place by means of a full-scale maritime experiment. At the same time, themaneuvering modes have been carried out by the subscribers whose performance characteristics correspond to the data having been set out in section 1 and served as the basis for the information hydroacoustic channel operation energy range calculation.

Keywords: information hydroacousticchannel, underwater, wave packet, scalar/ vector characteristics, acoustic field,impedance, frequency characteristics.

Список публікацій здобувача

1. Starovoit Y.I, Kurdiuk S.V., Leiko O.H. Фізичні поля циліндричних гідроакустичних антен з екраном і циліндричними п'єзокерамічними випромінювачами з радіальною поляризацією. *Мікросистеми, Електроніка та Акустика*, 2018 рік, Т23, №1. С.30-35,DOI: 10.20535/2523-4455.2018.23.1.99725. ISSN 2523-4447.

2. Korzhyk M.O., Kurdiuk S.V., Korzhyk O.V. Імпедансні характеристики пласко-паралельного акустичного хвилеводу з комбінованими границями при порушенні його двохчастотним сигналом. *Мікросистеми, Електроніка та Акустика*, 2018 рік, Т23, №3. С.65-72, DOI: 10.20535/2523-4455.2018.23.3.135928. ISSN 2523-4447.

3. Korzhyk M.O., Kurdiuk S.V., Korzhyk O.V. Імпедансні характеристики пласко-паралельного акустичного хвилеводу з акустично м`якими границями при збудженні його двохчастотним сигналом. *Мікросистеми, Електроніка та Акустика*, 2018 рік, Т23 №4. С.65-72, DOI: 10.20535/2523-4455.2018.23.4.137528. ISSN 2523-4447.

4. Korzhyk O.V, Didkovskyi V.S, Kurdiuk S.V., Pavlenko O.I. On the Formation of Field of Sound Intensity in the Shallow Sea Conditions. *CONFERENCE PROCEEDINGS, 2019 IEEE 39th International Conference on ELECTRONICS AND NANOTECHNOLOGY (ELNANO)*, 2019 рік. С.626-630. DOI:10.1109/ELNANO47215.2019. IEEE CatalogNumber: CFP1905U-ART ISBN: 978-1-7281-2065-2.

5. Korzhyk O.V, Didkovskyi V.S, Kurdiuk S.V., Pavlenko O.I. Features of the Dual-Frequency Acoustic Signal Velocity in the Shallow Sea. *Romanian Journal of Acoustics and Vibration.*Vol 16 No 2 2019, P.96-105. IEEE Catalog Number: CFP1905U-ART, ISSN 1584-7284.

6. Didkovskyi V.S., Korzhyk O.V., Naida S.A., Kurdiuk S.V, Nizhynska V.O. About Peculiarities of Restricting the Energy Range of Action of Communication Underwater Systems in the Shallow Sea. *CONFERENCE PROCEEDINGS, 2020 IEEE 40th International Conference on ELECTRONICS AND NANOTECHNOLOGY*

(ELNANO),(ELNANO), 2020. P.723-727.IEEE Catalog Number: CFP2005U-ART ISBN: 978-1-7281-9713-5.

7. Вовк О.І. Щепцов О.В., Курдюк С.В. Моделювання функціонування НРЛС при виявленні малопомітних цілей в умовах завадою. *Інтегровані технології та енергозбереження*. 2020 рік, Т2, стор 20-27. DOI: 10.20998/2078-5364.2020.2.03. ISSN2078-5364.

8. 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 рік, Т3(27), С.85-94.DOI:https://doi.org/1034169/2414-0651.2020.3(27).85-94. ISSN 2414-0651.

9. Kurdiuk S.V., Korzhyk O.V., Naida S.A., Kurdiuk S.V, Nizhynska V.O., Korzhyk M.O., Naida A.S. «USE OF THE PASS-THROUGH METHOD TO SOLVE SOUND RADIATION PROBLEMS OF A SPHERICAL ELECTRO-ELASTIC SOURCE OF ZERO ORDER». Fundamental and appliedphysics. 2021 No5. P 133-146, DOI:10.21303/2461-4262.2021.001292. ISSN2461-4262(Online), ISSN2461-4254(Print).

ЗМІСТ

	ВСТУП……	15
1.	**РОЗДІЛ 1. ЗАГАЛЬНІ НАПРЯМКИ РОЗВИТКУ СИСТЕМ ТЕЛЕМЕТРІЇ, ГІДРОАКУСТИЧНОГО КОДОВОГО ЗВ'ЯЗКУ ТА ЕЛЕМЕНТІВ ПІДВОДНОЇ РОБОТОТЕХНІКИ**……	22
1.1.	Загальна характеристика інформаційного гідроакустичного каналу……	23
1.2.	Основні відомості про типовий автономний підводний апарат……..……..	25
1.3.	Загальна характеристика задач поширення інформаційних повідомлень по гідроакустичному каналу при роботі з підводним апаратом…….....	30
1.4.	Висновки…..…….	32
2.	**РОЗДІЛ 2. ПОСТАНОВКА І РОЗВ`ЯЗОК ЗАДАЧ ФОРМУВАННЯ ІНФОРМАЦІЙНОГО ГІДРОАКУСТИЧНОГО КАНАЛУ……..**	34
2.1.	Постановка і вихідні співвідношення задачі формування поля акустичного тиску в інформаційному каналі…….……	35
2.1.1.	Вибір сигналу-повідомлення та визначення швидкості передачі комунікаційних повідомлень……..	36
2.1.2.	Загальна постановка задачі поширення хвильових пакетів в мілкому морі……..	37
2.2.	Ефекти деформації хвильового пакета……...	40
2.2.1.	Одиночний імпульс……..	40
2.2.2.	Послідовність імпульсів……..	43
2.3	Групова швидкість та енергетичні характеристики в задачах хвилеводного поширення звуку в інформаційному гідроакустичному каналі…….	44
2.3.1.	Проблема "групової швидкості"…….	45
2.3.2.	Постановка і розв`язок задачі визначення швидкості поширення сигналів в підводному гідроакустичному каналі…….	48
2.3.3.	Густина акустичної енергії в інформаційному гідроакустичному каналі……	50

2.3.4.	Середній потік густини потужності (інтенсивність), в інформаційному гідроакустичному каналі……..	53
2.4.	Розрахункові частотні залежності швидкості поширення сигналу та енергетичні характеристики інформаційного гідроакустичного каналу…….	56
2.5.	Висновки……	61
3	**РОЗДІЛ 3. ФОРМУВАННЯ ВЕКТОРНОГО ПОЛЯ ІНТЕНСИВНОСТІ В УМОВАХ МІЛКОГО МОРЯ**……	63
3.1.	Векторное поле інтенсивності в хвилеводному каналі……	63
3.1.1.	Математичні передумови виникнення локально вихорових структур векторного поля в регулярному хвилеводі……..	64
3.1.2.	Фізичні передумови виникнення локально вихорових структур векторного поля в регулярному хвилеводі……	68
3.2.	Особливості векторного поля інтенсивності……..	73
3.3.	Висновки……	80
4.	**РОЗДІЛ 4. ІМПЕДАНСНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ АКУСТИЧНОГО ПОЛЯВ В ЗВУКОВОМУ ХВИЛЬОВОДІ….**	82
4.1.	Особливості імпедансних характеристик хвилеводу…….	82
4.2.	Імпедансні характеристики плоско-паралельного акустичного хвилеводу з комбінованими границями при збудженні його двохчастотним сигналом……..	85
4.2.1.	Постановка і розв`язок задачі……..	85
4.2.2.	Імпедансні характеристики плоско-паралельного акустичного хвилеводу з комбінованими границями при поширенні хвилі вздовж осі абсцис …….	87
4.2.3.	Імпедансні характеристики плоско-паралельного акустичного хвилеводу з комбінованими границями при поширенні хвилі вздовж осі ординат……..	89
4.2.4.	Результати розрахунків і аналіз результатів …….	90
4.3.	Імпедансні характеристики плоско-паралельного акустичного хвилеводу з акустично м`якими границями при збуренні його двох частотним сигналом…….	98
4.3.1.	Постановка і розв`язок задачі……..	98
4.3.2.	Імпедансні характеристики плоско-паралельного акустичного хвилеводу з акустично м`якими границями при поширенні хвилі вздовж осі абсцис …….	99
4.3.3.	Імпедансні характеристики плоско-паралельного акустичного хвилеводу з акустично м`якими границями при поширенні хвилі вздовж осі ординат……..……..	101
4.3.4.	Результати розрахунків і аналіз результатів……..	102

4.4.	Висновки…….	109
5.	**РОЗДІЛ 5. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ……**	111
5.1.	Вихідні дані щодо постановки і проведення морського експеримента……..	112
5.2.	Чисельні дослідження……...	113
5.3.	Проведення і аналіз результатів експерименту…….	114
5.4	Висновки……	115
	ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ І ВИСНОВКИ……...	117
	СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ…….	122
	ДОДАТОК А……..	133
	ДОДАТОК В……..	136
	ДОДАТОК С……..	139
	ДОДАТОК D……..	142

ВСТУП

Сучасні напрямки розвитку морських технологій та підводної робототехніки обумовлюють [1-3] виникнення і розвиток специфічних автономних пошукових мобільних пристроїв, які зв'язані інформаційними каналами з рухомими носіями або стаціонарними постами засобів гідроакустичного зв'язку, телеметрії, управління і контролю. Вказані роботизовані мобільні пристрої відносяться до класу підводних апаратів (ПА) іутворюють разом з корабельними носіями(НК), якірними стаціонарними станціями (ЯС) або вільно дрейфуючими радіогідроакустичними буями (РГБ)своєрідні підводні комплекси [4-11]. Організація взаємодії ПА і носіїв згаданих гідроакустичних засобів вимагає [12-14] утворення інформаційних каналів обміну, які є основою мережі роботизованих ПА, що працюють як автономно, так і з зовнішнім дротовим керуванням [15,16].

При цьому задачі, що ставляться таким системам, вельми різноманітні і складні [1, 4-6, 9,10,15,16]. Складність розробки, впровадження та експлуатації подібних комплексів виправдовується їх потенціальними можливостями, які окреслені достатньо широким колом задач, що ними виконуються [6,11]. Так, наприклад, можливості комплексів, що використовують сполучення "НК – ПА", "НК – РГБ", "ПА – РГБ" ,"ПА – ЯС" [9] мають охоплювати такі напрямки [15-18] як:

1. Власне задачі пошуку рухомих і нерухомих підводних об'єктів, а також задачі телеметрії, картографії, навігації;
2. Проблеми розвитку засобів підводного зв'язку, локалізація і вивчення стану затонулих або демонтованих гідротехнічних об'єктів;
3. Наукові напрямки в гідроакустиці, біоакустиці, морський геології, будівництва та інше.

Виходячи з переліку завдань систем, зрозуміло, що для їх розв'язання базовими вихідними принципами мають бути такі, що традиційно застосовувалися в розробках гідроакустичних засобів звукопідводного зв'язку (ГАЗ ЗПЗ), МГ-25, МГ-26, МГ-35 [15,16] та телеметрії [15]. Зауважимо, що всі

комунікаційні (інформаційні) канали абонентів ПА, НК, ЯС, РГБ містять такий складний чинник як морське середовище, вплив якого є визначальним при організації каналу зв'язку і швидкості передачі даних. Здебільшого це стосується мілких морів, або окремих районів моря з глибинами до 200 м [19], які визначаються відповідно до найбільш вживаних частотних діапазонів і критичних частот.

Зауважимо також, що загальні структурні схеми таких ГАЗ та їх окремих пристроїв є відомими [15-18].

Отже, вказані задачі по своїй фізичній суті мають бути розв'язані для активних і пасивних режимів: "режимів випромінювання та прийому" акустичних хвиль, "режимів ПРИЙОМ-ПЕРЕДАЧА" інформаційних повідомлень, що визначають потік даних управління, контролю інформації телеметрії та синхроімпульсів.

Запорукою успішного розв`язку вказаних задач є коректні наближення традиційних [20-21] модельних ситуацій поширення звуку в мілких морях до реальних. При цьому, моделювання робочих режимів, які застосовувались до цього часу, в значній частині відбувалося із залученням ситуацій збудження акустичного поля монохроматичними джерелами [19-22].

Як відмічено вище, інформаційні потоки для ПА, що внесені в певну пошукову мережу, утворюють сукупність каналів зв'язку та беруть участь в роботі системи по спеціальному протоколу обміну абонентів даними цифрових систем виявлення, позиціонування, телеметрії та кодового зв'язку з використанням комунікаційних технологій [15,26]. При цьому організація кодового зв'язку і управління роботою будь-якого ПА мережі,в свою чергу, вимагає поглиблення розробки розрахункових ситуацій щодо фізики мілких морів, оцінки енергетичної дальності дії ГАЗ (бортових НК та ПА), обранню і застосуванню певних типів сигналів обміну службовою, контрольною та робочою інформацією. До того ж слід враховувати можливі ускладнення за рахунок наступних чинників:

1. Необхідності врахування багатьох, іноді суперечних, вимог до

властивостей робочого середовища і бажаних результатів формування акустичного поля;

2. Визначення шкідливих впливів реверберації;

3. Технічних характеристик ПА, гідроакустичних станцій (ГАС) та носія роботів з врахуванням активних і пасивних завад в районі робіт;

4. Принципів організації обміну даними потоків робочої, контрольної інформації, потоків інформації управління та синхронізуючих сигналів.

Стосовно інформаційних сигналів слід відмітити, що труднощі досліджень процесу формування акустичного поля обумовлені ще й тим, що використання в основному імпульсних сигналів призводить до обов`язкового врахування широкосмуговості, що кардинальним чином змінюватиме результати озвучування акваторії.

Наслідками недосконалості традиційних постановок освітлення підводної обстановки в мілких морях за допомогою ПА є:

1. Суттєве зменшення дальності дії;

2. Часткові або остаточні втрати носієм (НК) контакту з ПА;

3. Порушення чи нестійкість підводного зв`язку;

4. Спотворення даних складових інформаційних потоків.

Отже, ситуація побудови й експлуатації зазначених комплексних систем “НК – ПА”цілком і повністю залежить від організації інформаційного гідроакустичного каналу зв`язку. Таким чином, утворення інформаційних каналів типу мілких водоймищ чи морських районів вимагає подальшого дослідження і деталізації фізичних ефектів, що виникають при просуванні повідомлення по каналу. Враховуючи вищенаведене, вважаємо питання розвитку модельного представлення задач про організацію каналів зв’язку роботизованихгідроакустичних систем “НК – ПА”, корисними та своєчасними, а запропоновану тематику і результати – актуальними.

Відповідно, в роботі, розгляду і розробці підлягає методологія моделювання підводного інформаційного каналу автономної системи кодового зв’язку “НК –

ПА", де в якості ПА обрано поодинокий підводний дистанційно керуємий апарат (ПДКСА), а в якості носія – НК з водотоннажністю ≈ (200-300 т).

Мета роботи полягає в розвитку існуючих і розробці перспективних модельних постановок та розв`язків задач формування акустичного поля в інформаційних гідроакустичних каналах, які забезпечують зв'язок абонентів системи "НК – ПА".При цьому мають бути враховані особливості формування акустичного поля в умовах мілкого моря при збуренні середовища каналу "НК – ПА" хвильовим пакетом та врахуванням особливостей розподілень скалярних і векторних характеристик.

Досягнення заявленої мети потребує розв`язання наступних задач:

1. Вибір робочого середовища у вигляді хвилеводу – ПЗК з певними граничними умовами задчі поширення імпульснихсигналів поля тиску і коливальної швидкості;
2. Вибір системи абонентів, основних типів комунікаційних сигналів та визначення швидкості обміну інформацією за призначенням;
3. Аналіз ступеня і виду деформації комунікаційних сигналів при поширенні в робочому просторі;
4. Обрання вихідних даних задачі оцінки енергетичної дальності дії абонентів системи "ПА – НК" в підводному хвилеводі;
5. Визначення швидкості поширення комунікаційного сигналу в умовах дисперсії та встановлення її частотно-координатних залежностей при роботі з двохчастотними сигналами;
6. Встановллення математичних і фізичних передумов виникнення у векторному полі інтенсивності особливих точок "вихорового" та "сідлового" типів і розрахунок їх просторово-частотних розподілень;
7. Визначення осбливостей просторово-частотних розподілень питомих імпедансів в хвилеводах з комбінованими та акустично м'якими границями при роботі з двохчастотними сигналами;
8. Оцінка комплексного впливу характеристик акустичного поля (тиску, швидкості поширення сигналу, імпедансу та інтенсивності) на

енергетичну дальність дії ГАЗ по інформаційному гідроакустичному каналу.

Об`єктомдослідженьє процес формування акустичного поля як складової інформаційного гідроакустичного каналу.

Предметом дослідженьє інформаційний гідроакустичний канал.

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

1. Подання рівняння Гельмгольця в символічній формі;
2. Застосування методу Фур'є (методу заміни змінних);
3. Методологія застосування властивостей ортогональності хвильових функцій;
4. Використання методів теорії поля і векторного аналізу.

При цьому **достовірність результатів** забезпечується обраними методами та збігом теоретичних результатів і результатів експериментальних досліджень, а наукова **новизна** одержаних в роботі **результатів** полягає в наступному:

1. Надано широкий актуальний огляд сучасних напрямків досліджень з області морського приладобудування, в частині використання робото-технічних технологій із залученням підводних автономних апаратів при проведенні пошукових підводних робіт;

2. Визначені, розраховані та показані особливості основних характеристик інформаційного гідроакустичного каналу, представленого підводним хвилеводом з ідеальними границями при роботі з сигналами, що подані хвильовим пакетом;

3. Вперше сформульована та розв'язана "проблема групової швидкості" для мілких морів, а також визначена, розрахована і показана мінливість швидкості поширення сигналу в підводному звуковому каналі (ПЗК) в залежності від частоти і координати;

4. Вперше аналітично розвинуті математичні та фізичні передумови виникнення локальних областей типу особливих точок ("вихор", "сідло")

векторного поля інтенсивності в плоско-паралельному хвилеводі з ідеальними границями;

5. Вперше показано просторово-часові залежності питомого імпедансу ПЗК та його складових при роботі двохчастотним сигналом;

6. Вперше показано збіг теоретичних результатів щодо динаміки поведінки імпульсної (за тиском) посилки (хвильового пакету) під час поширення при врахуванні ймовірності бітової помилкита загальної завадо-сигнальноїобстановки в районі пошукових робіт;

7. Вперше запропоновано методологію врахування комплексного впливу на енергетичну дальність дії ГАЗ просторових розподілень скалярних і векторних характеристик акустичного поля (тисків, швидкостей, інтенсивностей та імпедансів);

8. Вперше отримано збіг теоретичних та експериментальних результатів морського натурного експерименту для системи “ПА – НК” при роботі абонентів в заданих умовах мілкого моря.

Практична значимість роботи полягає в можливості використання результатів:

1. Для подальшого розвитку прикладних аспектів фізики мілких морів;
2. В задачах створення робототехнічних телеметричних систем і систем звукопідводного зв’язку, а також у висвітленні особливостей формування акустичного поля при створенні нових модельних представлень та експлуатації інформаційних каналів під час проведення прикладних пошукових, картографічних, дослідницьких та інших видів підводних робіт;
3. Впровадженні результатів досліджень в практику радіотехнічної і штурманської служби.

Особистий внесок здобувача. У роботах за темою дисертації теоретичного характеру здобувачу належить вибір та обгрунтування напрямку досліджень, інтерпретація теоретичних результатів. У роботі експериментального характеру

здобувачу належить постановка і проведення морського експерименту, аналіз і інтерпретація результатів.

Апробація результатів дисертації. Основні положення та результати дисертаційної роботи доповідалися на Міжнародних конференціях :

1. OntheFormationofFieldofSoundIntensityintheShallowSeaConditions.*CONFERENCE PROCEEDINGS, 2019 IEEE 39th InternationalConferenceon ELECTRONICS AND NANOTECHNOLOGY (ELNANO)*, 2019 рік.С.626-630. DOI:10.1109/ELNANO47215.2019. IEEE CatalogNumber: CFP1905U-ART ISBN: 978-1-7281-2065-2.
2. AboutPeculiaritiesofRestrictingtheEnergyRangeofActionofCommunicationUnderwaterSystemsintheShallowSea. *CONFERENCE PROCEEDINGS, 2020 IEEE 40thInternationalConferenceon ELECTRONICS AND NANOTECHNOLOGY (ELNANO)*,(ELNANO), 2020.С.723-727.IEEE CatalogNumber: CFP2005U-ART ISBN: 978-1-7281-9713-5.

Структура і об'єм дисертації.Дисертація складається із вступу, п'яти розділів, загальних висновків, списку використаних джерел і додатків. Повний обсяг роботи складає 152 сторінок, 34 рисунків (з них – 3 повністю займають площу сторінки), список використаних джерел із 119 найменувань на 11 сторінках, 2 додатків на 16сторінках та 2 таблиці.

РОЗДІЛ 1.ЗАГАЛЬНІ НАПРЯМКИ РОЗВИТКУ СИСТЕМ ТЕЛЕМЕТРІЇ, ГІДРОАКУСТИЧНОГО КОДОВОГО ЗВ'ЯЗКУ ТА ЕЛЕМЕНТІВ ПІДВОДНОЇ РОБОТОТЕХНІКИ

Як відмічено вище, сучасні задачі робототехнічних технологій в системах зв'язку та телеметрії підлягають розв`язку з використанням декількох інформаційних утворень – інформаційних гідроакустичних каналів. Основні інформаційні потоки взаємозв'язку абонентів таких систем наведено на рис. 1.1.

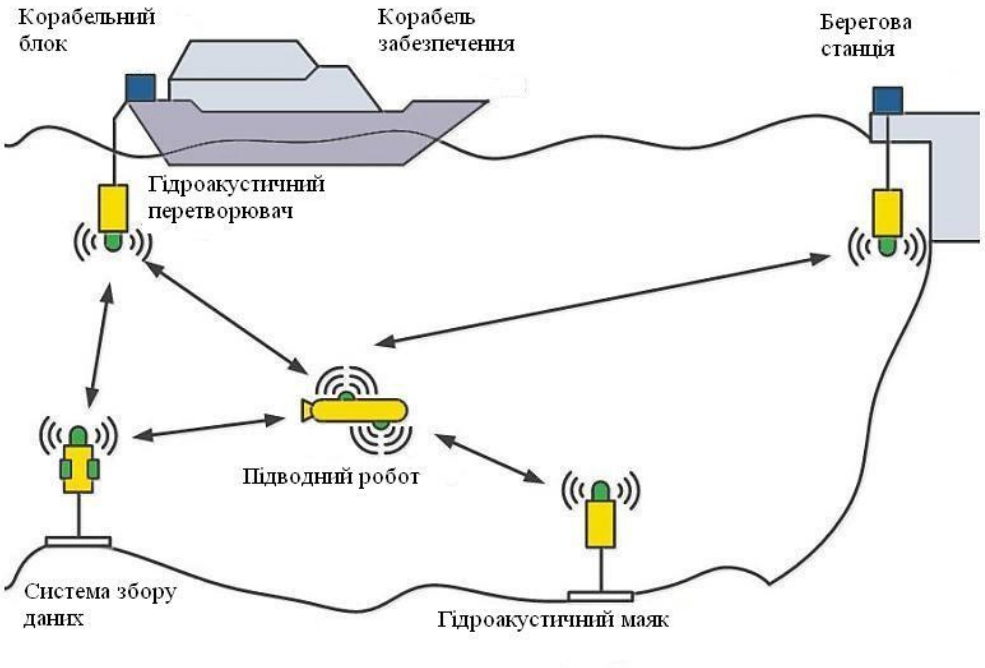


Рис. 1.1.Спрощена загальна схема обміну інформаційними потоками повідомлень із використанням підводного робота (ПА) з абонентами НК, БС, РГБ

Як видно з рис.1.1, пошукова система утворюється з наступних абонентів (функціональних елементів):

1. корабель забезпечення – надводний корабель (НК);
2. гідроакустичний перетворювач, який є оберненим і забезпечує взаємне перетворення електричної й акустичної енергії;
3. берегова станція (пост спостереження БПС);

4. підводний робот – підводний апарат (ПА) – виконує задачі за призначенням;

5. гідроакустичний маяк – засіб навігаційного забезпечення щодо обрання позиції та маневрування ПА, НК, РГБ;

6. пристрій збирання,накопичення та передачи на ПА (або безпосередньо на НК чи БПС) інформації за призначенням системи;

7. БПС може бути замінено на автономний РГБ, який виконує як самостійну, так і дублюючу функції поряд з НК, ПА і БПС.

8. Елементи схеми рис. 1.1. пов`язані між собою інформаційними потоками, що включають інформаційні повідомлення-команди потоків контроля, управління та інформаційні потоки за призначенням.

1.1. Загальна характеристика інформаційного гідроакустичного каналу

Гідроакустичний інформаційний канал (рис. 1.2) в загальному вигляді має містити наступні основні складові: сукупність приладів і блоків передаючої частини ГАС НК, прийомної частини ГАС ПА, передаючої станції частини ГАС ПА, прийомної частини ГАС НК.

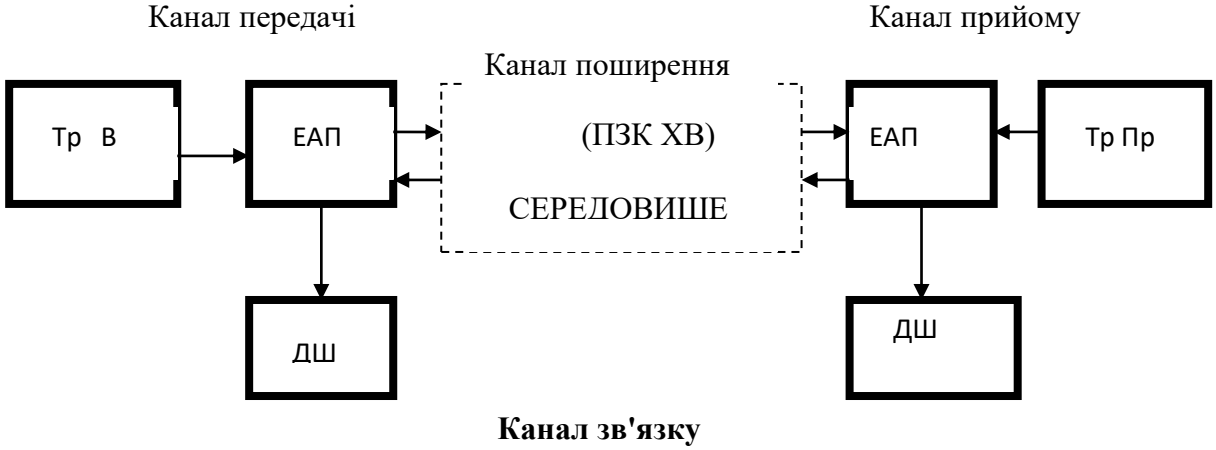


Рис.1.2. Інформаційний гідроакустичний канал зв`язку

Тр В – тракт випромінювання, Тр П – тракт прийому, ЕАП – обернений електроакустичний перетворювач, ДШ – дешифратор, ПЗК ХВ – підводний звуковий канал – хвилевод.

Вказані складові пов'язані між собою середовищем, яке за прикладом хвилеводу Пекеріса представлено регулярним хвилеводом з обмежуючими поверхнями акустично м'якого, акустично жорсткого та комбінованого типів. Інформаційний канал НК-ПА організовано відповідно до сучасних уявлень та підходів обміну інформацією, які реалізовано в ГАК МГК 365 "ЗВЕЗДА" [15].

Означені вище елементи каналу (рис.1.2) містять:

Тракт випромінення:

1. Програмно – задаючий пристрій бортової системи (НК – ПА) – набір синтезаторів частот та формувачів імпульсних послідовностей, з яких складається команда на ПА у вигляді послідовного р - розрядного двійкового коду;
2. Генераторний пристрій (в тому числі модулятор за необхідністю) перетворення електричної енергії бортового живлення НК в енергію робочих частот повідомлення;
3. Системи узгодження опорів;
4. Електроакустичний випромінювач (випромінювач).

ПЗК ХВ:

Простір поширення акустичних хвиль – у вигляді ідеально пружного середовища з густиною ρ_c та швидкістю звуку c_c, яке заповнює регулярний хвилевід, обмежений плоско-паралельними границями.

Тракт прийому:

1. Електроакустичний перетворювач (прийом);
2. Система селекції, демодуляції, дешифрування та виконання команд управління і контролю.

Аналогічна але обернена послідовність кіл функціональних елементів схеми рис. 1.2 формує канал "ПА – НК". При цьому [27] абоненти НК, ПА в

прямій й в зворотній ситуації можуть працювати в умовах активних і пасивних завад.

1.2. Основні відомості про типовий автономний ПА

Досягнення означеної вище мети має базуватися на основі залучення до моделювання типових характеристик сучасних ПА, НК з одного боку та врахування при утворенні гідроакустичного інформаційного каналу особливостей формування акустичних полів в хвилеводах – з іншого. Зазначені обставини виникають при застосуванні в режимах обміну інформацією складних сигналів – імпульсів та їх послідовностей. Це пов'язано з впливом дисперсії на самі сигнали та на їх розподілення в хвилеводі. При цьому обов'язковим є врахування такого чинника як векторна чи скалярна природа характеристик акустичного поля.

У більшості гідроакустичних пошукових, інформаційних та зв`язкових комплексів [15-16] завдання навігаційного, пошукового, телеметричного характеру та задачі управління і контролю ПА (ПДКСА) виконуються із застосуванням схеми (рис.1.1). При цьому задачі телеметрії, управління і контролю долаються шляхом виконання двохсторонніх режимів "ПЕРЕДАЧА – ПРИЙОМ" інформаційно-вимірювальних, інформаційно-контрольних даних та даних управління. Задачі телеметрії і управління розв'язуються також шляхом двохсторонньої передачі інформаційно – вимірювальних даних. Отже, відповідно до [15,16] процес обміну пакетами команд і даних з ПА полягає у формуванні інформаційних слів, записаних паралельним двійковим кодом, перетворенням їх на послідовний код, виконання модуляції та випромінюванні носієм (НК) такої кодової послідовності модульованих сигналів управління, виявлення їх ПА на тлі завад та виконання команд автономним ПА. Послідовність акустичних сигналів перетворюється акустичною антеною на електричні і після виконання команд ПА формує імпульсну кодову послідовність "ВІДПОВІДЬ" ("ВИДАЧА ДАНИХ") у вигляді імпульсної послідовності "ІНФОРМАЦІЙНЕ СЛОВО" певного виду модуляції, яка

перетворюється ЕАП гідроакустичної антени на акустичні сигнали, що поширюються ПЗК з послідуючим прийомом відповіді ГАС НК. Абонентом НК (БС, РГБ) у випадку прийому ним робочої інформації від ПА також може відбуватися виявлення сигналу відповіді з наступними демодуляцією або дешифруванням.

Структура повідомлень може відповідати структурі інформаційного слова (ІС) у вигляді послідовного p - розрядного двійкового коду [15]. У випадку передачі масивів даних по бортовому інтерфейсу, кодова послідовність таких ІС у відповідності до [15] підлягає перетворенню на паралельний.

Подібна схема роботи структурована і достатньо проста. Проте, недоліком цифрового та мікропроцесорного забезпечення бортової апаратури ПА і НК є низька продуктивність при великій кількості обчислювальних процесів в багатоканальній обробці сигналів.

Як видно, головним елементом системи, що зображена на рис. 1.1,1.2 є інформаційний гідроакустичний канал, який формально працює з декількома видами інформаційно-вимірювальних потоків гідроакустичних сигналів, які характеризуються різними показниками швидкості обміну за умов мінімізації помилок кодових інформаційних послідовностей [15-18] для абонента НК. Отже, абоненти рис.1.1мають відповідати наступним характеристикам:

1. Дані управління і контролю, навігаційні дані, сигнали взаємодії з підводними об’єктами мають бути сформовані у вигляді інформаційних слів послідовного коду розрядністю – не гірше 8 і мають мати:
   a. швидкість передачі – не гірше 1 кбіт/с;
   b. число помилок – не гірше 10^{-5}.
2. Сигнали телеметрії (сигнали стану ПА) інформаційних повідомлень від периферійних датчиків (датчиків акустичного тиску, акселерометрів, системи визначення коливальної швидкості, датчики тракту вимірювання інтенсивності, сейсмодатчики тощо) у вигляді інформаційних слів послідовного коду розрядністю – не гірше 8 і мають мати :
   a. швидкість передачі – не гірше 1 кбіт/с;

b. число помилок – не гірше 10^{-5}.

Цим положенням відповідає ПА А9-М – багатоцільовий автономний підводний апарат, призначений для обстеження дна в районах катастроф з певними особливостями рельєфу, отримання гідрографічних та океанографічних даних, забезпечення протимінної охорони в прибережній акваторії. Вигляд апарату наведено на рис. 1.3.

Корпус	алюміній та армоване скловолокно
Макс довжина	1,98м (з одним батарейним модулем)
Макс діаметр	230мм
Вага	68,5 кг (з одним батарейним модулем)

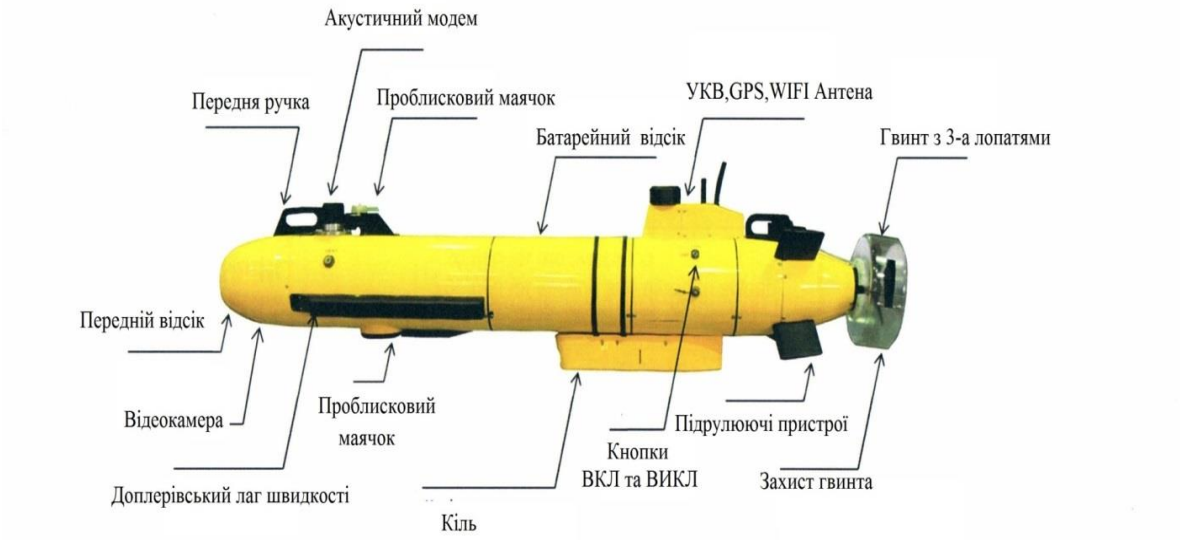


Рис. 1.3 Багатоцільовий автономний підводний апарат А9-М

Відповідно до [12, 13], багатоцільовий автономний підводний апарат А9-М має такі основні характеристики:

1. Максимальна швидкість 5 вуз відносно води ;
2. Швидкість буксування (робоча) 2-3 вуз;
3. Автономність від 10 годин (з одним батарейним модулем) (включаючи 6 годин роботи на швидкості 3 вуз та 2+2 години шляху туди та назад);
4. Максимальна робоча глибина - 200м ;

5. Ємність пам’яті 256 ГБ (більш ніж 32год запису) ;
6. Магнітний слід А6 (згідно стандарту НАТО 1365 MV-CO eds);
7. Конструкція – блочна;
8. Підводний акустичний модем.

На останньому пункті зупинимось детальніше.

Відповідно до [12,13] сьогодні на ринку широко представлені гідроакустичні модеми фірм Aquatec, Sonardyne, LinkQuest, Концерн «Океан прилад» та ін. Можливості сучасних модемів дозволяють передавати дані зі швидкостями до 48 Кбіт/с на дистанціях до 1-2 км, або до 7-10 км зі швидкістю 2,5 кбіт/с.

SoundLink «LinkQuest UWM 10000» – підводні акустичні модеми компанії LinkQuest створені для подолання трьох головних перешкод в ПЗК ХВ: недостатня надійність, низька швидкість передачі даних і високе енергоспоживання. Використовуючи власну технологію (Широкосмугового Акустичного Розширеного Спектра)Broadband Acoustic Spread Spectrum, компанія LinkQuest розробляє вдосконалені підводні акустичні модеми, використовуючи новітні технології:

1. Удосконалена схема модуляції для поліпшення відношення сигнал-шум;
2. Стабілізація каналу зв'язку для боротьби з багатократними перевідбиттями сигналу від поверхонь ПЗК ХВ;
3. Кодування з корекцією помилок;
4. Автоматична адаптація швидкості передачі для боротьби зі зміною шумової обстановки в навколишньому середовищі;
5. Найбільш передові програми і процесори цифрової обробки сигналів.

Перевагою даного гідроакустичного модему є його низька робоча частота від 7.5 до 12.5 кГц, що дозволило збільшити робочу дальність до 7000 метрів (всенаправлений) та 10000 метрів (направлений). Загальний вид даного гідроакустичного модема зображено на рис.1.3.

Рис. 1.4 Гідроакустичний модем LinkQuest UWM 10000

Основні тактико – технічні характеристики гідроакустичного модему LinkQuest UWM 10000 наведені в таблиці 1.1.

Таблиця 1.1

Швидкість передачі RS-232	2500 біт/секунду
Швидкість передачі корисних даних	2000 біт/секунду
Акустичний зв'язок	5000 біт/секунду
Частота виникнення помилок	Меньше ніж 10 -9
Робоча дальність	7000 метрів (всенаправлений)
	10000 метрів (напрвлений)
Максимальна глибина	2000, 4000 або 7000 метрів
Ширина променя перетворювача	210 градусів (всенаправлений)

	70 градусів (направлений)
Робоча частота	От 7.5 до 12.5 кГц
Вхідний буфер даних RS-232	900 кілобайт
Напруга	Від 18 до 28 вольт постійного струму
Робоча температура	від -5 до 45°C
Довжина	580 мм
Діаметр корпусу	150 мм
Вага у воді	21 кг

Використовуючи дані про структуру акустичного поля (в частині розподілень тисків, швидкостей та енергетичних характеристик) та ТТХ з таблиці 1.1, можна розрахувати енергетичну дальність дії ГАС кодового зв'язку і телеметрії по гідроакустичному інформаційному каналу, сформованому в умовах типової завадо-сигнальної обстановки мілкого моря [16,20, 94, 97,104, 110] при роботі пари "АПДКСА А9-М – НК".

1.3.Загальна характеристика задач поширення інформаційних повідомлень по гідроакустичному каналу при роботі з ПА

Значна більшість задач визначення акустичного поля в хвилеводах для різних типів граничних умов на їх поверхнях [19-21, 23-25] присвячена ситуації роботи з монохроматичними джерелами, спектри яких наближаються до однокомпонентних. При цьому поле в хвилеводі (а саме, його модова просторово-часова структура скалярних та векторних характеристик у

вертикальних перерізах хвильового каналу) визначалося інтерференцією певного набору нормальних хвиль з врахуванням типу джерела і його властивостей. До того ж, для однорідних хвиль при зростанні частоти в межах робочого діапазону частот, фазові швидкості нормальних хвиль монотонно зменшуються, а групові, відповідно, збільшуються асимптотично наближаючись до значення швидкості $c_c = 1500$ м / с

Розвиток задач хвилеводного поширення звуку просувався шляхом подальшого застосування монохроматичних джерел канонічних типів малих хвильових розмірів [19,21], а також нарощуванням складності граничних умов (від акустично жорстких та м`яких до імпедансних з поглинанням акустичної енергії) [30-33]. Ускладнення торкнулися взаємодії звукових хвиль зі збуреною поверхнею моря [34,35], а також реверберацийних [36,37] та рефракційних чинників [37,38].

Прикладом початкових ускладнень ситуації передачі повідомлень в ПЗК ХВ може бути ситуація формування інформаційного сигналу виду двохчастотного імпульсного коду, що складається з пари імпульсів з різночастотним забарвленням Подібна пара може містити “пілот-сигнал“ і сигнал, власне інформаційний. Такий підхід реалізовано в радіогідроакустичному бую активного типу направленої дії РГБ-36.

Останнім часом все ширше розгортаються напрями досліджень імпульсних процесів при поширенні їх в ПЗК ХВ регулярного і нерегулярного типів при озвучуванні робочого простору імпульсними модульованими сигналами з різними типами модуляції (наприклад, вроботі [39] та монографії [23,40]).

Слід добавити також, що сьогодні відбувається розвиток векторно-фазових підходів до визначення просторово-енергетичних можливостей пошукових телеметричних систем та їх складових. У зв`язку з цим відмітимо монографії [41,42] та статті [43,44], присвячені визначенню просторових розподілень інтенсивності звуку в робочому середовищі хвилеводу, а також

питань просторової не ідентичності розподілень акустичної енергії, коливальної швидкості та інтенсивності [46-47].

Отже, за результатами аналізу сучасного стану розвитку засобів гідроакустичної телеметрії і пошукових підводних систем на їх основі, проблемним залишається питання підвищення швидкості передачі інформації і власне, формування підводного інформаційного каналу.

Таким чином, ключовим чинником, який забезпечує функціонування систем освітлення підводної обстановки в мілких морях, залишається канал поширення повідомлення, тобто ПЗК ХВ. Формування акустичного поля при цьому має відбуватися з врахуванням особливостей поширення імпульсних акустичних сигналів в робочому середовищі, яке представлено хвилеводом з ідеальними границями.

Як вихідні, в цьому напрямку вважатимемо роботи академіка В.Т. Гринченка [39] та вчених І.В. Вовка, В.В. Мелешка [23,39], О.Г. Лейка, В.Г. Савіна [48-50],В.Т, Маципури ,І.А. Улитка [23] та їх послідовників – А.А. Ярошенка, В.А. Лісютіна, О.Р. Ластовенка [34,38,49]. Окремо відзначимо роботи В.С. Дідковського, С.А.Найди та О.В. Коржика [52-54].

При цьому ситуація руху імпульсного сигналу по регулярному плоскому хвилеводу з ідеальними границями [39,52-54] вимагає подальшої деталізації.

Таким чином, процеси формування акустичного поля в регулярному хвилеводі при збудженні його двохчастотною імпульсною послідовністю при утворенні інформаційного гідроакустичного каналу абонентів системи ”НК–ПА” ПЗК ХВ є об`єктом дослідження. Предметом досліджень вважатимемо набір частотних залежностей та просторово – часових розподілень таких характеристик акустичного поля як акустичний тиск та енергетичні характеристики.

1.4. Висновки

В результаті аналізу сучасного стану розробки та експлуатації пошукових роботизованих систем і комплексів слід зауважити, що однією з основних

проблем створення пошукових роботизованих комплексів у морській практиці є питання моделювання і формування інформаційного гідроакустичного каналу (а сам, його найважливішої частини – ПЗК ХВ).

Для досягнення мети роботи передбачається:

1. виявлення і дослідження особливостей формування скалярних і векторних полів в хвилеводах;
2. рішення проблеми “групової швидкості”;
3. визначення швидкості передачі даних (повідомлення) в умовах стандартної завадо-сигнальної обстановки;
4. вивчення розподілення в ПЗК ХВ імпедансних залежностей;
5. вплив розподілень скалярних і векторних характеристик акустичного поля в робочому середовищі на дальність дії пошукової системи.

При проведенні розрахунків і аналізі отриманих результаті застосовуються ТТХ ПА та НК, як типових представників підводних комплексів свого технічного призначення.

РОЗДІЛ 2. ПОСТАНОВКА І РОЗВ`ЯЗОК ЗАДАЧ ФОРМУВАННЯ ІНФОРМАЦІЙНОГО ГІДРОАКУСТИЧНОГО КАНАЛУ

В області задач цифрового зв’язку [52, 55, 56] проблемним є визначення і використання критерію продуктивності зв’язку, алфавіт якого складається з фіксованої і відомої абоненту певної кількості можливих сигналів. Одним з таких критеріїв є ймовірність помилкового детектування, яка визначається ймовірністю бітової помилки P_0 [56]. При цьому основними причинами збільшення ймовірності бітової помилки в системах зв’язку є наступні:

1. Наслідки фільтрації в каналі прийому (середовище – перетворювач – прийомний тракт);
2. Міжсимвольна інтерференція внаслідок неідеальної передаточної характеристики (середовища);
3. Завадова обстановка в середовищі поширення інформаційного повідомлення і безпосередньо в точці прийому;
4. Завадова прийомного тракту [56].

Вказані причини не є остаточними і вимагають доповнення.

Представимо інформаційне повідомлення у вигляді одиночного імпульсу з тональним заповненням, розуміючи, що на цій основі можна побудувати імпульсні послідовності у вигляді хвильового пакета, що складається з певного числа імпульсів. При цьому виникають ефекти деформації та порушення синхронізації складових повідомлення. Тобто, якщо хоча б одна складова повідомлення є деформованою, то деформованим буде пакет в цілому.

В основі таких спотворень повідомлення лежить міжсимвольна інтерференція, що викликана ситуаційним взаємним накладенням імпульсів пакета, затягуванням фронтів та втратою форми обвідної вихідного повідомлення [52-54]. Ситуація може погіршитися ще більше при введенні в пакет “пілот-сигнала” (ПС) та використанні різночастотних заповнень пауз та імпульсів початку та закінчення повідомлення [16]. Приклад даної ситуації зображений на рис.2.1.

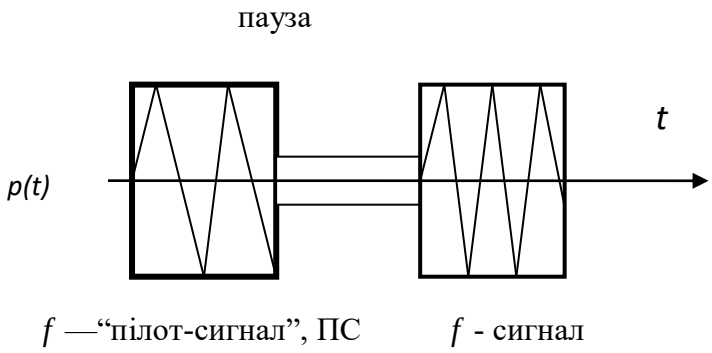


Рис.2.1 Структура імпульсного повідомлення (хвильовий пакет).

В зв’язку з цим представляється доцільним врахування впливу дисперсії та вказаних вище чинників на достовірність прийому поліімпульсного повідомлення, яке пов’язано з вказаною вище бітовою помилкою P_0. Імпульси повідомлення, сформованого в пристроях міжприладового інтерфейсу трактів абонентів, подаються в фізичних одиницях ”Вольт”, ”Ампер” та позначаються як “ПС-0-0, ПС- 0-1, ПС-1-0, ПС-1-1”, де “0” (сигнал низького рівня) відповідає паузі, а “1” (сигнал високого рівня) – структурній одиниці повідомлення. Така електрична імпульсна послідовність після перетворення на акустичні імпульси використовує фізичні розмірності “Па” та “м/с” – відповідно тиск та коливальна швидкість. На рис. 2.2 наведено епюри імпульса як базового елемента повідомлення.

Як видно, при формуванні гідроакустичного інформаційного каналу вивченню традиційно мають підлягати тиски і коливальні (фазові або групові) швидкості. Похідними від них, але не менш важливими, є імпеданси, енергетичні характеристики та їх просторово-часові розподілення по хвильовому каналу.

2.1 Постановка і вихідні співвідношення задачі формування поля акустичного тиску в інформаційному каналі

Зазначимо, що однією із головних характеристик організації зв’язку є швидкість передачі повідомлення. Розглянемо її, використавши рис. 2.2

2.1.1 Вибір сигнала-повідомлення та визначення швидкості передачі комунікаційни повідомлень.

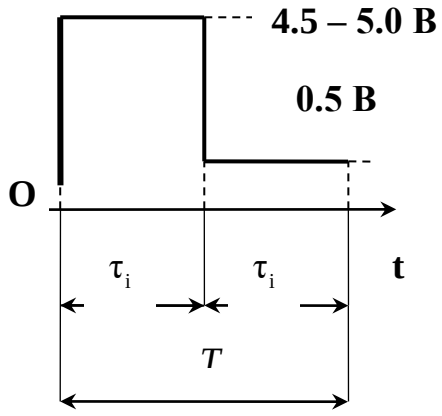


Рис. 2.2. Структура повідомлення

У відповідності до [29], найбільш зручним для наочності та узагальнення робочої ситуації є вибір структури повідомлення у вигляді пари прямокутних імпульсів. Нехай тривалість імпульсу становить $\tau_i = 2\,10^{=3}$ сек). Кожному імпульсу повідомлення з заданою тривалістю за відсутністю завад визначимо смугу частот $\Delta f_s = \frac{1}{\tau_i}$.

Порядок і результати розрахунку швидкості передачі даних з врахуванням завадової обстановки наведено в Додатку В.

По результатах розрахунків для вказаної на рис. 2.2. структури повідомлення отримана швидкість передачі даних $V_{max} = 2700$ біт / сек відповідає заявленій технічними характеристиками модему Sound Link «LinkQuest UWM 10000». Остаточне значення ширини робочої смуги трактів становитиме $\Delta f_{птр} = 556$ Гц в околиці центральної частоти повідомлення.

Проте, загального значущого впливу на загальну швидкість обміну інформацією це не дає, бо швидкість руху звукових хвиль в рідині є скінченою величиною і не перебільшує 1550 м/с, що набагато менше швидкості обміну по міжприладовому інтерфейсу трактів передачі та тракту прийому.

2.1.2 Загальна постановка задачі поширення хвильових пакетів в мілкому морі

Однією з особливостей постановки задачі поширення хвильових пакетів в каналах є пошук розподілення тисків у хвилеводі, яке викликане імпульсним впливом тиску. Це супроводжується деформацією інформаційного повідомлення. При цьому сама задача може бути розв`язана шляхом розкладення сигналу в ряд Фур'є на вході звукового каналу з подальшим відтворенням сигналу на бажаній відстані [52]. Цей підхід універсальний і може бути застосований для будь-якої кількості імпульсів у повідомленні. Крім розкладення в ряд можна застосувати метод аналізу ВКФ імпульсу повідомлення та аналогічного сигналу, що поширюється в середовищі без дисперсії. Метод ВКФ бажано застосовувати до повідомлень, де кількість імпульсів більше ніж один [53, 54].

Нехай в плоскопаралельному хвилеводі з ідеальними (м'якими, комбінованими) границями (рис. 2.3) в перетині $x = 0$ задано розподілення збурення виду $p(z,t)$, що відповідає n-й моді хвилеводу і яке випромінюється у вигляді поодинокого акустичного імпульсу.

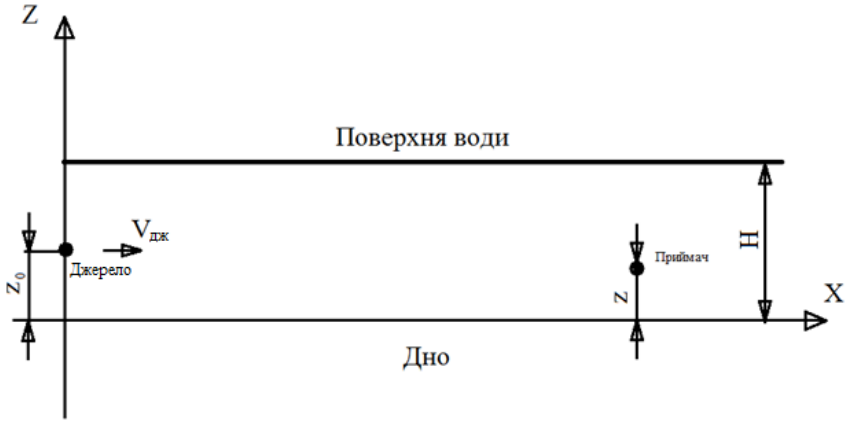


Рис. 2.3 Представлення інформаційного каналу акустичним хвилеводом

Хвилевід заповнено ідеальною рідиною з густиною ρ і швидкістю c. Ширина хвилевода –H. Акустичне збурення $p(z,x,t)$ записано в термінах тиску і поширюється в обидва боки від перетину $x = 0$. Симетричний характер поля відносно перетину $x = 0$ враховано при визначенні фазових співвідношень при

комплексному представленні поля тиску в працях [39, 52-54]. Для описання енергетичних співвідношень необхідним видається визначення і опис поведінки скалярних і векторних характеристик акустичного поля в хвилеводі [41,44] відповідно звукового тиску та коливальної швидкості.

Отже, для однорідної хвилі, яка рухається в напрямку зростання координати x:

$$\begin{aligned} p_n(x,z,t) &= C_n \cos\left(\frac{n\pi z}{h}\right) e^{-i\omega t} e^{ik_n x}, \\ v_{nx}(x,z,t) &= \frac{1}{i\omega\rho}\frac{p_n(x,z,t)}{x} = \frac{k_n}{\omega\rho} C_n \cos\frac{n\pi h}{z} e^{-i\omega t} e^{ik_n x}, \\ v_{nz}(x,z,t) &= \frac{1}{i\omega\rho}\frac{p_n(x,z,t)}{z} = i\frac{k_n}{\omega\rho} C_n \frac{n\pi h}{z} \sin\left(\frac{n\pi h}{z}\right) e^{-i\omega t} e^{ik_n x}, \end{aligned} \qquad (2.1)$$

де $p_n(x,z,t)$ – тиск для моди з номером n; $v_{nx}(x,z,t)$, $v_{nz}(x,z,t)$ – компоненти коливальної швидкості; C_n – деякий коефіцієнт, що визначається джерелом; $k_n = k\sqrt{1-\left(\frac{\omega_{nkr}}{\omega}\right)^2}$ – проекція хвильового вектора k на вісь OX (хвильове число моди n); $k = \omega / c$ – модуль хвильового вектора (хвильове число); $\omega_{nkr} = \frac{n\pi c}{h}$ – критична частота n – ї моди.

Імпульсне представлення повідомлення, що формується, запишемо як [23, 24, 39]

$$S_2(t) = \begin{cases} sin(\frac{\pi z}{h}) sin(\omega_0 t), & 0 \le t \le \tau_i \\ 0 & \tau_i \le t \le T_i \end{cases}. \qquad (2.2)$$

а звуковий тиск в перетині $x = 0$ може бути записано співвідношенням [23, 29]:

$$p_n(x,z,t) = \begin{cases} C_n \cos\left(\frac{n\pi z}{h}\right) \sin(\omega_0 t) & t \in [0, \tau_i] \\ 0 & t \notin [0, \tau_i] \end{cases}$$

де $\omega_0 = 2\pi f_0$, f_0 – частота заповнення імпульсу, τ_i – тривалість імпульсу, яке з використанням кінечного ряду Фур'е в комплексній формі приводиться до виду:

$$p_n(z,t) = \cos\left(\frac{n\pi z}{h}\right)\sum_{m=-M/2}^{m=M/2} D_m e^{i\omega_m t} \qquad (2.3)$$

Кожна складова рівняння (2.8) створює у хвилеводі моду з номером n і з частотою ω_m з ряду частот розкладення $\omega_m = m\omega_1$, що залежить від розмірів виборки M. При цьому поле в хвилеводі з врахуванням виразів (2.6, 2.8) $p_n(z,t)$ запишемо як:

$$p_n(z,t) = \cos\left(\frac{n\pi z}{h}\right)\sum_{m=-M/2}^{m=M/2} D_m e^{i\omega_m t} H(x,z,m). \qquad (2.4)$$

де з врахуванням роботи [4] $H(x,z,m) = \cos\left(\frac{n\pi z}{h}\right)e^{-i\gamma_m x}$ – комплексна частотна характеристика хвилеводу, для якої стала поширення m – ої частотної складової γ_m має вигляд:

$$\gamma_m = \frac{\omega_m}{c}\sqrt{1-\left(\frac{\omega_n kr}{\omega_m}\right)^2}. \qquad (2.5)$$

Справедливим представляється твердження стосовно того, що даний модельний підхід може бути застосований як до хвилеводу з вказаними вище акустично-жорсткими границями, так і з комбінованими або м'якими. У випадку м`яких границь у виразах (2.8), (2.9) множник $\cos\left(\frac{n\pi z}{h}\right)$ треба замінити на $\sin\left(\frac{n\pi z}{h}\right)$.

Результати розрахунків скалярного поля тисків, яке викликано імпульсним збуренням, проілюстровано епюрами на рис. 2.4 – 2.6 та наведено в Таблиці 2.1.

2.2 Ефекти деформації хвильового пакета

Відповідно до вихідних розрахункових умов п. 2.1.1, 2.1.2. і за результатами розрахунків [52, 53] розглянемо плоскопаралельний регулярний хвилевод з ідеальними (акустично жорсткими або акустично м`якими) границями, для якого:

1. нормальна хвиля (n=1) для каналу з критичною частотою $f_{nkr} = f_{1kr} = 50\ \text{Hz}$;
2. тривалість импульсу $\tau_i = 100\ \text{ms}$;
3. частоти компонента коду $f_{kr} \to 50\ Гц$ і $N_{i/}f_{kr}$;1; 2; 3;
4. точки спостереження розташовані на відстанях $x = 0\ \text{m}; 50\ \text{m}; 100\ \text{m}$.

Результати моделювання представлено на Рис. 2.4 і 2.6

2.2.1 Одиничний імпульс

Відмітимо, що наведена схема (рис. 2.1, 2.2) хвильового пакета хоч і є відомою, проте потребує певних коментарів в частині деформації пакета.

Діаграми наведені для випадку використання частот ПС-0-1 100; 200; 300 Гц і кількості імпульсів ‘1” в пакеті 1 (дивись п. 2.1.2.2).

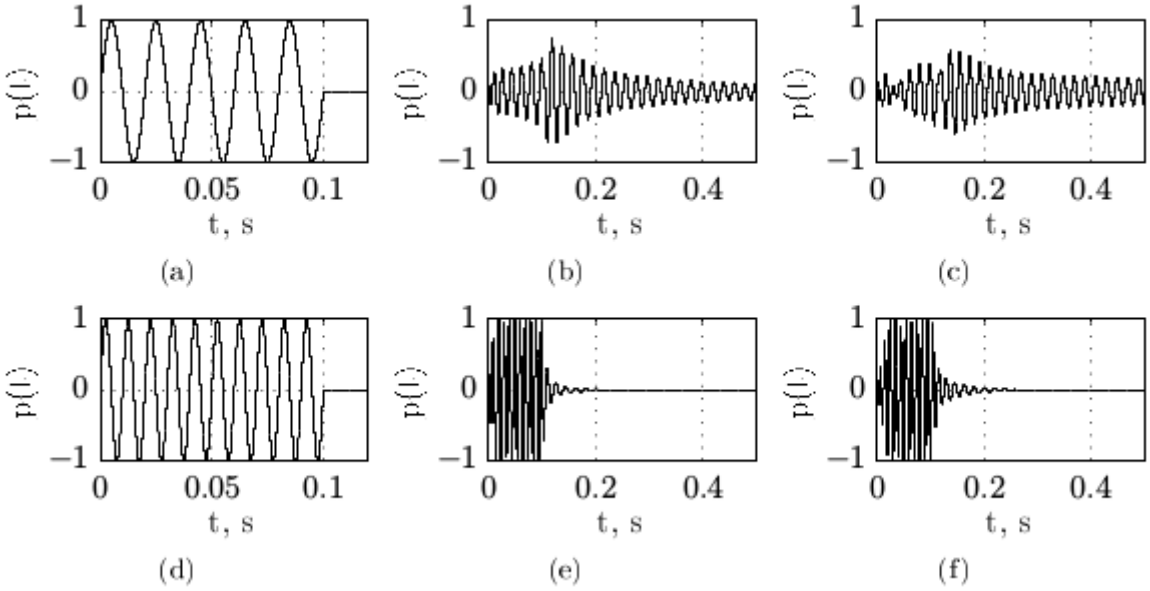


Рис.2.4 Деформація імпульсу у хвилеводі

$f = [50, 100]$ Гц, $x = [0, 50, 100]$м.

Отримані діаграми ясно показують те, що дисперсія в ПЗК ХВ призводить до того, що по мірі віддалення імпульсу від перетину $x = 0$, відмінності у величинах фазових швидкостей поширення частотних компонентів імпульсу збільшуються, що сприяє розвитку деформації повідомлення. Деформація імпульсу, по-перше, проявляється в порушенні форми, зміненні обрисів огинаючої, розмивання фронтів іимпульсів пакета, а також в зміненні тривалості.

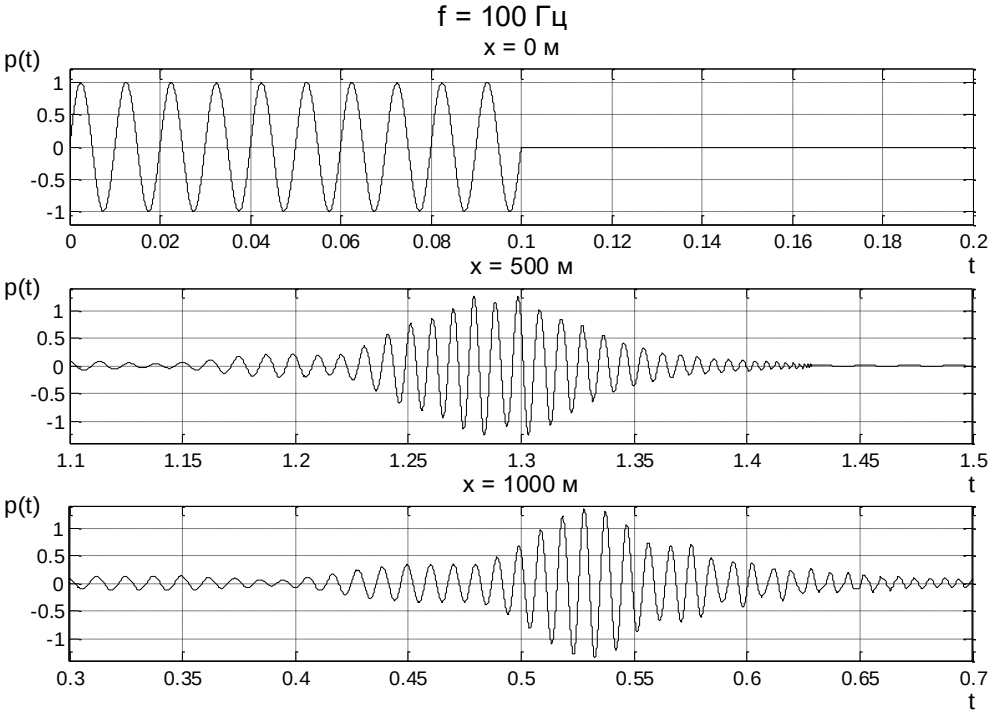
Відмічено також, що чим ближчою є частота заповнення до критичної частоти обраної моди, тим сильнішим є розмиття фронтів імпульсу. Крім того, при збільшенні відстані до точки спостереження, тривалість імпульсу збільшується за часом (протяжність імпульсу зростає).

В якості прикладу на рис. 2.5 наведемо результати моделювання [52] для ПС-0-1 з частотами 100; 200; 300 Гц, якщо кількість імпульсів в пакеті – 1.

В таблиці 2.1 наведені значення для тривалості акустичного імпульсу в каналі для вищевказаних частот.

Таблиця 2.1

Частота, Гц	Тривалість імпульсу, мс			δ, %		Надлишкова затримка, с	
	0 м	500 м	1000 м	500 м	1000 м	500 м	1000 м
«ПС» - 100	100	125	191	25,87	91	1,22	0,43
«0» - 200	100	150	115	5,92	15,5	1,3	0,615
«1» - 300	100	101	102	1,94	2,25	1,321	0,646
«ПС - 0 -1»	500	442	403	11,47	19,38	1,31	0,63



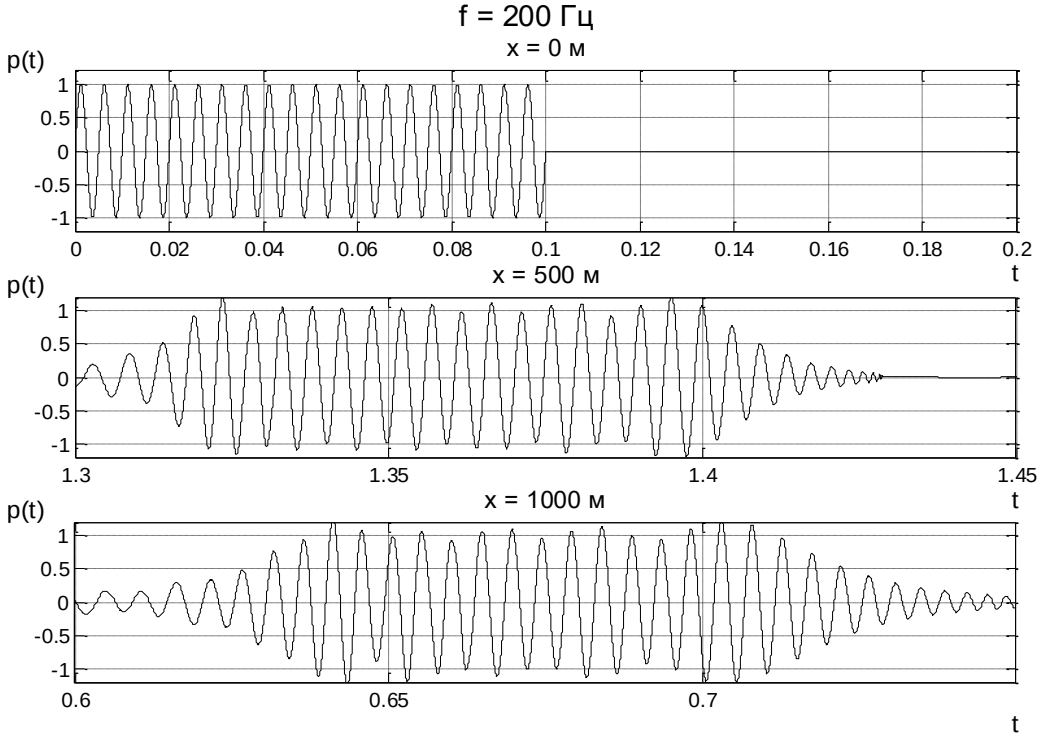


Рис.2.5 а,б Акустичний імпульс в каналі на частоті 100 Гц та 200 Гц

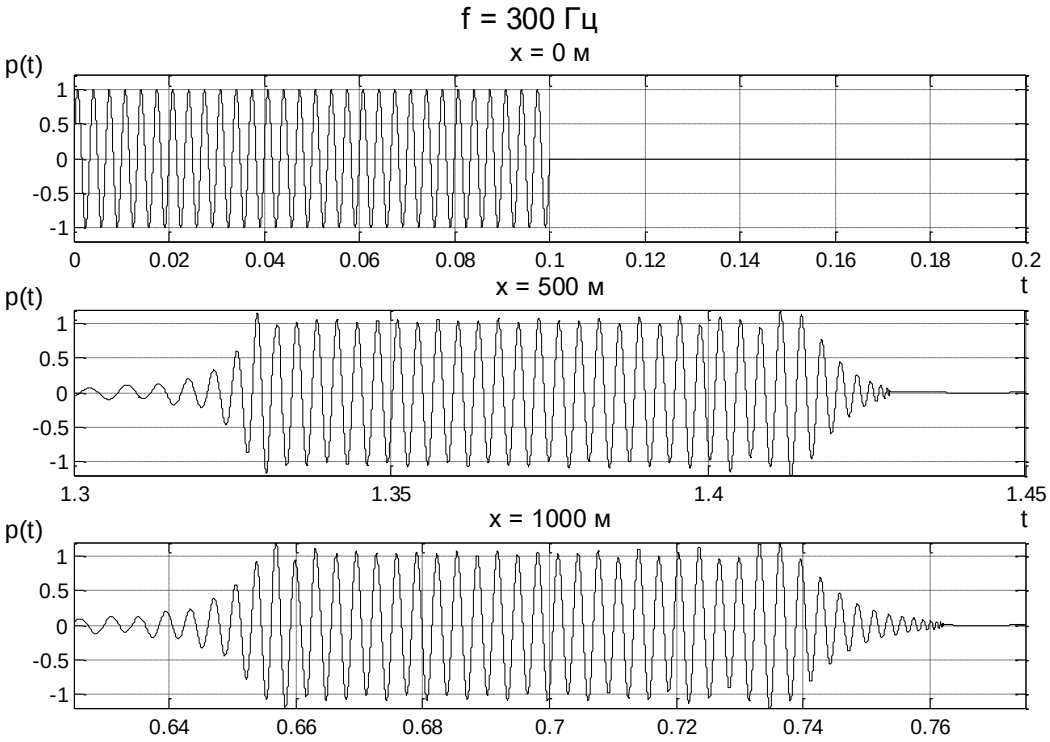


Рис.2.5в Акустичний імпульс в каналі на частоті 300 Гц

2.2.2 Послідовність імпульсів

В якості прикладу деструкції повідомлення на рис. 2.6 наведемо результати моделювання [52] для частот ПС-0-1 100; 200; 300 Гц, якщо кількість імпульсів в пакеті – 3.

Епюри відображають взаємні деформовані особливості, а також і те, що додатковим чинником виступає виконання нерівностей $f_{ПС} \le f_1 \le f_2$ (рис.2.6 а) і симетричне співвідношення $f_{ПС} \le f_1 \le f_2$ або ($f_1 \le f_2$) для(рис. 2.6. б).

Руйнування поліімпульсного повідомлення тут відбувається не тільки за рахунок відповідних деформованих чинників (які відмічені вище), але й за рахунок того, що інтервал між ПС та імпульсом повідомлення зменшується до практичного злиття вказаних імпульсів (третя діаграма рис. 2.6б.). Слід очікувати, що при роботі з декількома модами, продукт інтерференції в певному перетині хвилеводу може привести до майже повного виключення імпульсів зі складу пакета. Очевидно, різниця в часі щодо надходження нормальних хвиль до точок спостереження визначається різницею фазових швидкостей мод хвилеводу і залежності комплексної частотної характеристики

хвилеводу не лише від частоти, а й від робочої смуги частот, тривалості імпульсів пакета та відстані між абонентами.

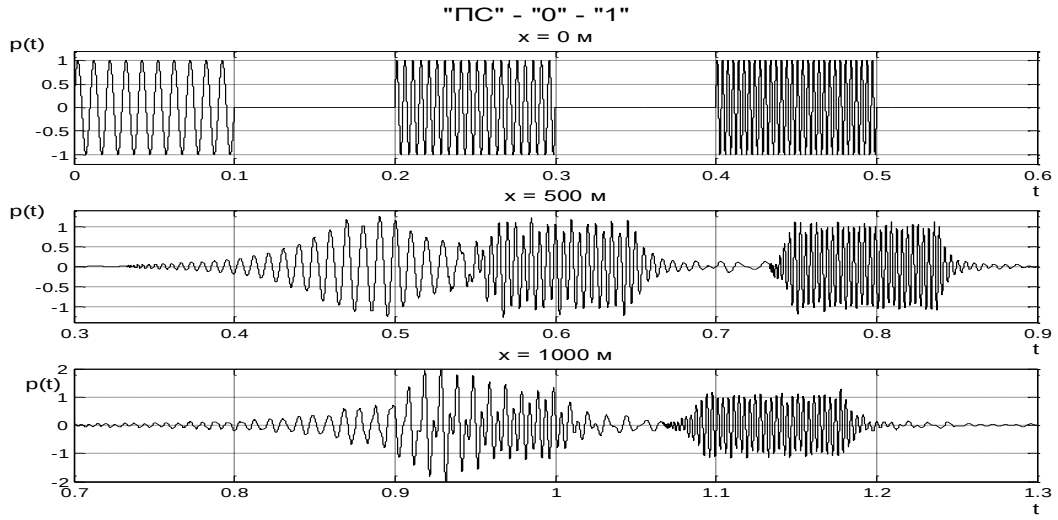


Рис.2.6 а. Сигнал «ПС - 1 -2» в каналі. Частоти складових:
ПС- 100 Гц; перший імпульс пакета- 200 Гц;
другий імпульс пакета - 300 Гц

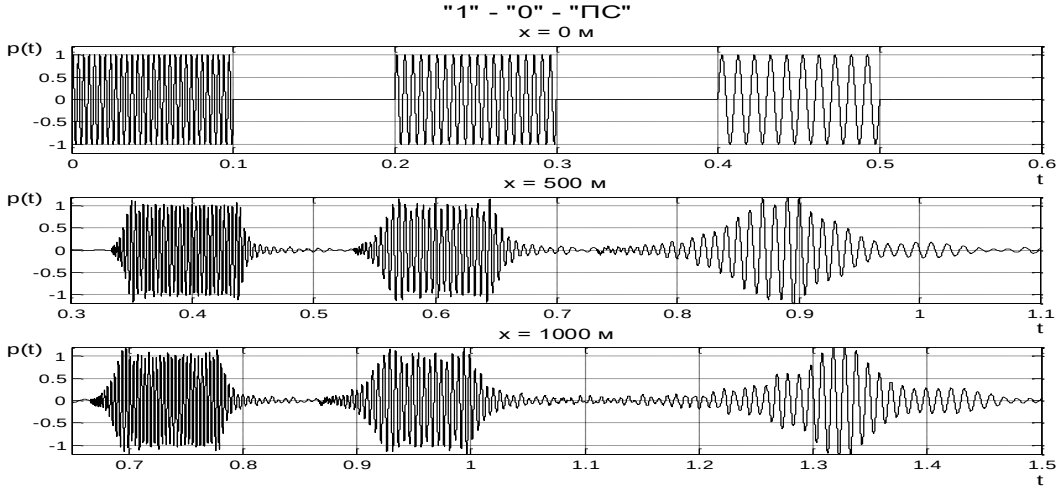


Рис. 2.6 б Сигнал 1-2 –ПС в каналі. Частоти складових:
ПС- перший імпульс пакета- 200 Гц, другий імпульс пакета - 100 Гц

2.3 Групова швидкість та енергетичні характеристики в задачах хвилеводного поширення звуку в інформаційному гідроакустичнму каналі

Традиційне тлумачення поняття “групова швидкість” [21, 23,24] базується на двох підходах – кінематичному та енергетичному. При цьому групова швидкість залишається одним із основних факторів поширення і

передачі акустичної енергії в хвилеводах. Такі обставини вимагають вивчення енергетичних характеристик поля в хвилеводі, до яких відносяться густини потоку потужності та густини акустичної енергії. При цьому визначення групової швидкості у відповідності до [24] трактується як “швидкість перенесення енергії в гармонічній хвилі”. В подальшому вважатимемо, що перенесення енергії по хвилеводу – це відношення середнього за період потоку потужності та середньої за об’ємом та довжиною хвилі густини енергії.

2.3.1 Проблема “групової швидкості”

Відповідно до визначення з роботи [59] хвильовим пакетом можна вважати сигнал кінцевої тривалості, “частотний спектр якого, в зв’язку з цим, немонохроматичний”. Кожна частотна складова пакета деякого певного профілю, взята після розкладання в ряд Фур’є з часовим множником, який відповідає кореням дисперсійного рівняння. За рахунок відмінності фазових швидкостей компонент пакета, вони входять в точку спостереження в різні моменти часу.

Таким чином, інтерференція різних за частотою “розфазованих коливань” призводить до зміни в точці спостереження форми профілю вихідного хвильового пакета. При цьому [59], у випадку “значної крутизни фронтів” пакета, швидкість поширення приблизно описувалася груповою швидкістю $v_{гр}$. Однак, групова швидкість (відповідно до кінематических тлумачень), характеризує швидкість руху обвідною (профілю) переданого хвильового пакета і чим ширше спектр пакета, тим більші спотворення зазнає сигнал, тим менше впевненості в тому, що це саме він досяг точки спостереження і, відповідно, тим гірше $v_{гр}$ описує швидкість поширення повідомлення.

Іншими словами, кінематичне тлумачення, яке відповідає ситуації гармонійного характеру, ставатимите недостовірним.

Зауважимо, що в [59] був запропонований термін “швидкість сигналу”, який тим краще описує швидкість прибуття сигналу в точку спостереження, чим більш вузькосмуговим є сигнал і чим різкіше зміна амплітуди його обвідної.

У свою чергу L. Brillouin [60] вводить наступні поняття для швидкості сигналу:

1. ...*“**групова” швидкість по Реллею*** [61] визначена як “коливання близьких частот”, що “рухаються одне за одним в регулярній послідовності”, або "швидкість групи хвиль”, яка “менше швидкості окремих хвиль, що утворюють групу”, яка представлена” накладенням нескінченних послідовностей хвиль злегка відрізняються довжиною хвилі…”. Основною трудністю в цьому випадку є профіль форми самої групи. Припущення Реллея в цій частині свого часу не були повно оцінені в силу експериментальних труднощів;

2. ***…“сигнальна” швидкість по Зоммерфельду*** [61] (або просто “***швидкість сигнала”*** v_{cc} по [59]), що подається у вигляді припущення про те, що $v_{гр}$ може наближено відповідати швидкостям фінітних сигналів. Наближене визначення швидкості сигналу v_{cc} зв’язується зі співвідношенням $v_{cc} = x / t$, t - час поширення пачки від джерела до точки прийому за фактом прибуття. Тут критерієм прибуття (по Voight) є фіксація “максимуму інтенсивності головного сигналу” на відміну від визначення моменту надходження “екстремально малих” складових сигналу (або наявності предвісників), що пов`язується з $v_{гр}$, тобто, встановлюється відмінність між цим b швидкостями. Однак, в подальшому було визнано, що визначення “швидкості як через кінцевого сигналу через середовище” вельми складно, що пов'язано зі зміною форми сигналу і труднощами поділу $v_{гр}$ і v_{cc}.

І перше,і друге поняття групової швидкості орієнтовані на ситуацію малої відмінності частот складових групи. Проте, для будь-яких співвідношень довжин хвиль групи і швидкостей складових хвиль для двох джерел з

довжинами хвиль λ_1, λ_2 і фазовими швидкостями $v_{ф1}$, $v_{ф2}$ справедливим залишається співвідношення [21, 23] виду

$$v_{гр} = v_{ф2} - \lambda_2 \frac{v_{ф1} - v_{ф2}}{\lambda_1 - \lambda_2},$$

яке являється базовим з точки зору загального тлумачення групової швидкості.

3… ***швидкість "перетворення (переносу, передачи) енергії".*** Це поняття вдало походить від введеного Л.А. Вайнштейном [63] терміна "***центр енергії***":

$$x_e = \frac{\int xEdx}{\int Edx}, \quad E - \text{густина енергії},$$

для якого швидкість центру енергії визначатиметься як: $v_e = \frac{dx_e}{dt}$. При цьому в області малих частот швидкості $v_{гр}$ і v_e співпадають (зрозуміло, при малій дисперсії).

В загальному випадку, за даними [54, 59] точний розрахунок сигнала в точці прийому неможливий. Тому, пропонується використання терміну "ефективна групова швидкість" також зорієнтоване на збереження форми пакета та її малі змінення. Слід також згадати роботу [64], в який відмічено, що "розмір і його тривалість пов`язані з $v_{гр}$" і зазначено, що дисперсія може призводити до змін напрямку руху хвильового пакета в однорідному середовищі. Однак, зміна напрямку руху компонента пакета не завжди призводить до зміни напрямку руху його енергетичного центру, що мабуть, пов'язано з неможливістю точного визначення його місця розташування при деформації пакета при поширенні.

Таке різноманіття тлумачення поняття швидкості поширення складних сигналів в умовах частотної дисперсії дещо бентежить і змушує виділити

наступні чинники, які можуть безпосередньо впливати на якість передачі звукових повідомлень по хвилеводу:

1. Зміна форми обвідної і характеру частотного наповнення пакета при його поширенні;

2. Виключення ролі провісників;

3. Вибір центру енергії сигналу як інтегральної величини на інтервалах спостереження сигналу;

4. Встановлення особливостей енергетичних характеристик акустичного поля, пов'язаних зі швидкістю поширення хвильового пакета.

При цьому властивості "***швидкості поширення сигналу***" (ШПС) повинні бути деталізовані з метою зіставлення з традиційною груповою швидкістю, виходячи з того, що саме групова швидкість характеризує швидкість переміщення енергії акустичної хвилі при наявності дисперсії. У зв'язку з цим, використовуючи положення енергетичного тлумачення $v_{гр}$ (як найбільш загального і вдалого для досліджень), визначимо особливості швидкості поширення складних звукових сигналів (ШПС) та супутні енергетичні характеристики, сформованого ними акустичного поля в регулярному хвилеводі з комбінованими межами.

2.3.2 Постановка і розв`язок задачі визначення швидкості поширення сигналів у підводному хвилеводі

Розглянемо регулярний хвилевод, який подається мілким морем з комбінованими границями, скажімо, жорстке дно (рис. 2.3, 2.7).

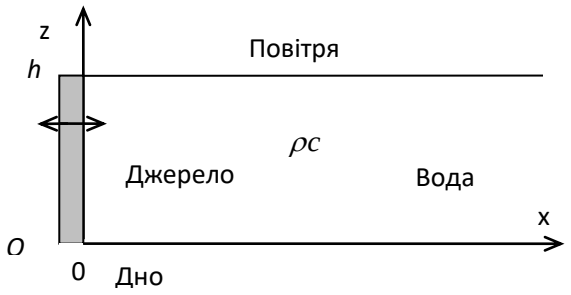


Рис. 2.7 Мілке море як хвилевод

Хвилевід визначено в прямокутних координатах xOz і збуджується двох- частотним джерелом, яке формує дві когерентні хвилі (дві когерентні звукові хвилі) з частотами ω_1, и $\omega_2, \omega_2 > \omega_1$. Використовуємо загальні положення енергетичного тлумачення груповий швидкості [24, 62] і результати статті [38].

У плоскому регулярному хвилеводі потенціал швидкості акустичного поля, створюваного деяким монохроматическим джерелом відповідно до [24] може бути представлений у вигляді:

$$\varphi_n(x,z,t) = B_n \cos\left[\frac{(2n+1)\pi}{2h} z\right] e^{-i(\omega t - k_n x)}, \qquad (2.6)$$

де B_n – коефіцієнт, що визначається джнрелом; h - глибина моря; k_n – хвильове число n-ої моди (n = 0, 1); k – хвильове число для вільного поля:

$$k_n = k\sqrt{1 - \left(\frac{\omega_{nkp}}{\omega}\right)^2}; \quad \omega_{nkp} = \frac{\pi(2n+1)c}{2h}; \quad k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi f}{c}, \qquad (2.7)$$

ω_{nkp} – критична частота, ω – кутовачастота, c – швидкість звуку у вільному середовищі.

Використання формул переходу (наприклад, [24]) до тиску p та компонентам колевальності швидкості v_x, v_z

$$p(x,z,t) = \rho \frac{\partial(\varphi(x,z,t))}{\partial t}, \quad v_x(x,z,t) = -\frac{\partial(\varphi(x,z,t))}{\partial x}, \quad v_z(x,z,t) = -\frac{\partial(\varphi(x,z,t))}{\partial z},$$

а також формул Ейлера, дозволяє записати (1) у вигляді:

$$p_n(x,z,t) = -\omega\rho_0 B_n \cos\left[\frac{(2n+1)\pi}{2h} z\right] \sin(\omega t - k_n x),$$

$$v_{nx}(x,z,t) = -k_n B_n \cos\left[\frac{(2n+1)\pi}{2h} z\right] \sin(\omega t - k_n x),$$

$$v_{nz}(x,z,t) = B_n\left(\frac{(2n+1)\pi}{2h}\right)\sin\left[\frac{(2n+1)\pi}{2h}z\right]\cos(\omega t - k_n x)\cdot \qquad (2.8)$$

Зрозуміло, що вирази (2.8), (2.10) мають бути записані групами для частот ω_1, и ω_2. Вважаємо, що хвилі, які створені джерелом, поширюються в одному напрямку. Для такої ситуації, необхідно визначити v (ШПС) для n-тої моди та її залежність від частоти f і координати, використовуючи такі характеристики акустичного поля, як густина акустичної енергії $E_{n\Sigma}(x,z,t)$, результуюче середнє значення густини потоку потужності (інтенсивності) $\bar{W}_{n\Sigma}(x,z,t) = J_{n\Sigma}(x,z,t)$, середній потік потужності через перетин хвилеводу $\bar{P}_{n\Sigma}(x,z,t)$. Деталізуємо ситуацію.

2.3.3 Густина акустичної енергії в інформаційному гідроакустичному хвилеводі

З урахуванням того, що утворені джерелом хвилі різних частот поширюються сонаправленими і звичайний принцип суперпозиції є несправедливим, вираз для щільності акустичної енергії [24] $E_n(x,z,t) = \rho_0\frac{v_{nx}^2}{2} + \rho_0\frac{v_{nz}^2}{2} + \frac{p_n^2}{2\chi}$, де ρ_0 - густина середовища, $\chi = \rho_0 c^2$ – пружність середовища запишемо:

$$E_n(x,z,t) = \rho_0\frac{\left(v_{nx}^I + v_{nx}^{II}\right)^2}{2} + \rho_0\frac{\left(v_{nz}^I + v_{nz}^{II}\right)^2}{2} + \frac{\left(p_n^I + p_n^{II}\right)^2}{2\chi}, \qquad (2.9)$$

де $p_n^I, v_{nx}^I, v_{nz}^I$ - тиск і складові коливальної швидкості з частотою ω_1;

$p_n^{II}, v_{nx}^{II}, v_{nz}^{II}$ – тиск і складові коливальної швидкості з частотою ω_2.

Видозмінюючи вираз (2.8) і записавши його для частот ω_1, ω_2, підставимо вирази для складових $p_n^I, v_{nx}^I, v_{nz}^I$ та $p_n^{II}, v_{nx}^{II}, v_{nz}^{II}$ в (2.9), звідки після ряду перетворень з врахуванням рівності $k^2 - k_n^2 = \left(\frac{\pi(2n+1)}{2h}\right)^2$ і проведення

інтегрування по вертикальному перетину хвилеводу, визначимо енергію n-ої моди на одиницю довжини каналу хвильоводу:

$$\begin{aligned} &E_n(x,t) = \int_0^h E_n(x,z,t)dz = \\ &= A_n^2\left(k_n^I\right)^2 \sin^2\left(\varphi_n^I(x,t)\right) + A_n^2\left(k_n^{II}\right)^2 \sin^2\left(\varphi_n^{II}(x,t)\right) + 2A_n^2\left(k_n^I\right)^2\left(k_n^{II}\right)^2 \sin\left(\varphi_n^I(x,t)\right)\sin\left(\varphi_n^{II}(x,t)\right) + \\ &+A_n^2(a_n)^2\cos^2\left(\varphi_n^I(x,t)\right) + A_n^2(a_n)^2\cos^2\left(\varphi_n^{II}(x,t)\right) + 2A_n^2\left(a_n\right)^2\left(a_n\right)^2\cos\left(\varphi_n^I(x,t)\right)\cos\left(\varphi_n^{II}(x,t)\right) + \\ &+A_n^2\left(k^I\right)^2\sin^2\left(\varphi_n^I(x,t)\right) + A_n^2\left(k^{II}\right)^2\sin^2\left(\varphi_n^{II}(x,t)\right) + A_n^2\left(k^I\right)\left(k^{II}\right)\sin\left(\varphi_n^I(x,t)\right)\sin\left(\varphi_n^{II}(x,t)\right), \end{aligned} \quad (2.10)$$

де $A_n^2 = \rho\frac{B_n^2}{2}\frac{h}{2}$, k_n^I, k_n^{II} - хвильові числа для n-ої моди і частот ω_1, ω_2, відповідно (див. вираз (2.8), (2.9); $\begin{matrix}\varphi_n^I(x,t) = \omega_1 t - k_n^I x, \\ \varphi_n^{II}(x,t) = \omega_2 t - k_n^{II} x\end{matrix}$ – фазові функції;

$$(a_n)^2 = (a_n^I)^2 = (a_n^{II})^2 = \left(\frac{\pi(2n+1)}{2h}\right)^2.$$

Знайдемо середню за інтервал спостереження густину енергії на ділянці хвилеводу $\bar{E}_n(x,t)$, як:

$$\bar{E}_n(x) = \frac{1}{T}\int_0^T E_n(x,t)dt, \text{ де } T = \frac{2\pi}{\omega_2 - \omega_1} = \frac{2\pi}{\Delta\omega} - \text{ інтервал спостереження, } \Delta\omega - \text{частота різниці (комбінаційна частота).}$$

По мірі збільшення інтервалу спостереження, середнє від добутку косинусів різних частот мінімізується – тобто,“середні густини енергії коливань різних частот адитивні” [62]. Нас же цікавить ситуация збільшення $\Delta\omega$ (тобто, зменшене T). Отже, адаптивність в чистому виді використовувати не можна. Таким чином, все зводиться до інтегрування за часом виразу, який містить фазові функції $\varphi_n^I(x,t)$, $\varphi_n^{II}(x,t)$, що приводить до результату:

$$\begin{aligned} \bar{E}_n(x) = {} & A_n^2\left(k_1\right)^2 - A_n^2\left(k_n^I\right)^2 C_1\cos\left(\varphi_1(x)\right) + A_n^2\left(k_2\right)^2 - A_n^2\left(k_n^{II}\right)^2 C_2\cos\left(\varphi_2(x)\right) - \\ & - A_n^2\Delta_{nk}^{I,II}C_3\cos\left(\varphi_3(x)\right), \end{aligned} \quad (2.11)$$

де, $C_1 = \frac{\sin(\omega_1 T)}{\omega_1 T},\ C_2 = \frac{\sin(\omega_2 T)}{\omega_2 T},\ C_3 = \frac{\sin\left(\frac{\Omega T}{2}\right)}{\frac{\Omega T}{2}},\ \varphi_1(x) = \omega_1 T - 2k_n^I x,$

$\varphi_2(x) = \omega_2 T - 2k_n^{II} x,$ $\varphi_3(x) = \frac{\Omega T}{2} - K_n^{I,II} x,\ \Omega = \omega_1 + \omega_2,\quad K_n^{I,II} = k_n^I + k_n^{I,II}$,

$$\Delta_k^{I,II} = k_1 k_2 + \left(k_n^I\right)\left(k_n^{II}\right) - \sqrt{k_1^2 - \left(k_n^I\right)^2}\sqrt{k_2^2 - \left(k_n^{II}\right)^2}. \qquad (2.12)$$

Продовжуючи вводити заміни $R_1 = \left(k_n^I\right)^2 C_1,\quad R_2 = \left(k_n^{II}\right)^2 C_2,\quad R_3 = \Delta_k^{I,II} C_3,$ отримаємо

$$\bar{E}_n(x) = A_n^2 (k_1)^2 + A_n^2 (k_2)^2 - A_n^2 \left(R_1 \cos(\varphi_1(x)) + R_2 \cos(\varphi_2(x))\right) - 2A_n^2 R_3 \cos(\varphi_3(x)). \qquad (2.13)$$

Знайдемо результат додавання $R_1\cos(\varphi_1(x)) + R_2\cos(\varphi_2(x))$ для третього члена виразу (2.15) і отримаємо остаточний результат для густини енергії на ділянці хвилеводу у вигляді:

$$\bar{E}_n(x) = A_n^2 (k_1)^2 + A_n^2 (k_2)^2 - A_n^2 \sqrt{R_1^2 + R_2^2 + 2R_1 R_2 \cos(\Delta\varphi(x))} \cos(\varphi_1(x) + \psi(x)) - 2A_n^2 R_3 \cos(\varphi_3(x)),$$

де $\Delta\varphi(x) = \varphi_2(x) - \varphi_1(x),\ \psi(x) = \operatorname{arctg}\left(\frac{R_2 \sin(\Delta\varphi(x))}{R_1 + R_2 \cos(\Delta\varphi(x))}\right)$ (2.14)

Перші два члени (2.15), (2.16) не залежать від координати x і представляють сталі значення густини $\bar{E}_n(x) = \bar{E}_n$, які утворюються для кожної з хвиль окремо. Третій і четвертий члени (2.15), (2.16) характеризують знакозмінну добавку і залежать від координати x. При цьому, для хвиль з частотами ω_1 , і ω_2 взаємний зсув фаз $\Delta\varphi(x)$ визначає діапазон змінення значення густини енергії при виконанні умови $\cos(\varphi_1(x) + \psi(x)) = 1$. Четвертий член, що містить комбінаційну частот суми $\Omega = \omega_1 + \omega_2,$ не описує профіль, який нас цікавить і його можна було б не враховувати. Проте, він виконує роль такого собі частотного ключа і стає рівним нулю при кратності комбінаційних частот :

$$m = \frac{\Omega}{\Delta\omega} = \frac{\omega_1 + \omega_2,}{\omega_2 - \omega_1,} \quad .$$

Так, наприклад, на інтервалі спостереження $T = 2\pi / \Delta\omega$:

1. якщо $\Delta\varphi(x) = 1$, то коливання в точці спостереження додаються так, що результуюче значення третього доданку виразу (2.15), (2.16) найбільше і становить $R_1 + R_2$. Такий максимальний вклад забезпечує мінімальне (відносно середнього) значення $\bar{E}_n(x)$ з просторовим T_x.

$$T_x = \frac{2\pi m}{2\left(k_n^{II} - k_n^{I}\right)} \text{ м}, \quad \text{де } m = 0,2,4,... \tag{2.15}$$

2. якщо $\Delta\varphi(x) = -1$, то в точці спостереження результуюче значення $\bar{E}_n(x)$ найменше і становить $R_1 - R_2$. Такий мінімальний вклад забезпечує максимальне (відносно середнього) значення $\bar{E}_n(x)$, яке буде верхньою границею змінення $\bar{E}_n(x)$. Просторовий період при цьому складатиме:

$$T_x = \frac{2\pi(2m+1)}{2\left(k_n^{II} - k_n^{I}\right)} \text{ м}, \quad \text{де } m = 0,1,2,3,... \tag{2.16}$$

Наявність в третьому члені $\cos\left(\varphi_1(x) + \psi(x)\right)$ забезпечує знакозмінність та приносить додаткову варіабельність розрахункових ситуацій.

2.3.4 Середній потік густини потужності (інтенсивність) в інформаційному гідроакустичному каналі

Розглянемо середній потік густини потужності (тобто, інтенсівність $J_{n\Sigma}(x,z,t)$) вздовж координатних вісей Ox ($\bar{W}_{n\Sigma x}(x,z,t)$) та Oz ($\bar{W}_{n\Sigma z}(x,z,t)$). Тут (скажімо, на відмінність від ситуації використання монохроматичного джерела у хвилеводі з акустично жорсткими границями), складова інтенсивності по вісі Oz не дорівнює нулю.

Так, по вісі Ox:

$$\begin{aligned} W_{n\Sigma x}(x,z,t) &= W_{nx}^{I}(x,z,t) + W_{nx}^{II}(x,z,t) + W_{nx}^{I,II}(x,z,t) = \\ &= \rho c\left(v_{nx}^{I}\right)^2 + \rho c\left(v_{nx}^{II}\right)^2 + 2\rho c\left(v_{nx}^{I}\right)\left(v_{nx}^{II}\right), \end{aligned} \tag{2.17}$$

де складові швидкості v_{nx}^{I}, v_{nx}^{II} мають бути записані з врахуванням виразу (2.10) для частот ω_1, та ω_2

$$W_{nx}^{I}(x,z,t) = \rho c B_n^2 \left(k_n^I\right)^2 \cos^2\left(a_n^I z\right)\sin^2\left(\varphi_n^I(x,t)\right),$$

$$W_{nx}^{II}(x,z,t) = \rho c B_n^2 \left(k_n^{II}\right)^2 \cos^2\left(a_n^{II} z\right)\sin^2\left(\varphi_n^{II}(x,t)\right), \qquad (2.18)$$

$$W_{nx}^{I,II}(x,z,t) = 2\rho c B_n^2 \left(k_n^I\right)\left(k_n^{II}\right)\cos\left(a_n^I z\right)\cos\left(a_n^{II} z\right)\sin\left(\varphi_n^I(x,t)\right)\sin\left(\varphi_n^{II}(x,t)\right), \qquad (2.19)$$

а по осі Oz:

$$\begin{aligned} &W_{n\Sigma z}(x,z,t) = W_{nz}^{I}(x,z,t) + W_{nz}^{II}(x,z,t) + W_{nz}^{I,II}(x,z,t) = \\ &= \rho c\left(v_{nz}^{I}\right)^2 + \rho c\left(v_{nz}^{II}\right)^2 + 2\rho c\left(v_{nz}^{I}\right)\left(v_{nz}^{II}\right), \end{aligned} \qquad (2.20)$$

де складові швидкості v_{nz}^{I}, v_{nz}^{II} мають бути записані з врахуванням виразу (2.10) для частот ω_1, та ω_2

$$W_{nz}^{I}(x,z,t) = \rho c B_n^2 \left(a_n^I\right)^2 \sin^2\left(a_n^I z\right)\cos^2\left(\varphi_n^I(x,t)\right),$$

$$W_{nz}^{II}(x,z,t) = \rho c B_n^2 \left(a_n^{II}\right)^2 \sin^2\left(a_n^{II} z\right)\cos^2\left(\varphi_n^{II}(x,t)\right), \qquad (2.21)$$

$$W_{nz}^{I,II}(x,z,t) = 2\rho c B_n^2 a_n^I a_n^{II}\sin\left(a_n^I z\right)\sin\left(a_n^{II} z\right)\cos\left(\varphi_n^I(x,t)\right)\cos\left(\varphi_n^{II}(x,t)\right).$$

Середня за інтервал спостереження T густина потоку потужності по вказаним вісям визначається виразами:

$$\bar{W}_{nx}(x,z) = J_{nx}(x,z) = \frac{1}{T}\int_0^T W_{nx}(x,z,t)dt, \quad \bar{W}_{nz}(x,z) = J_{nz}(x,z) = \frac{1}{T}\int_0^T W_{nz}(x,z,t)dt$$

і сумарна інтенсивність запишеться як:

$$J_{n\Sigma}(x,z) = \sqrt{\left(J_{nx}(x,z)\right)^2 + \left(J_{nz}(x,z)\right)^2} \qquad (2.22)$$

Після ряду перетворень , для складової інтенсивності $J_{nx}(x,z)$ отримаємо:

$$\begin{aligned} &J_{nx}(x,z) = \tilde{A}_n^2 \times c \times \cos^2\left(a_n^I z\right)\left(k_n^I\right)^2 + \tilde{A}_n^2 \times c \times \cos^2\left(a_n^{II} z\right)\left(k_n^{II}\right)^2 - \\ &-\tilde{A}_n^2 \times c \times \sqrt{D_1^2 + D_2^2 + 2D_1 D_2 \cos\left(\Delta\varphi(x)\right)}\cos\left(\varphi_1(x) + J(x)\right)\cos\left(a_n^I z\right)\cos\left(a_n^{II} z\right) + , \\ &+2\tilde{A}_n^2 D_3 \cos\left(\varphi_3(x)\right), \end{aligned} \qquad (2.23)$$

де $\tilde{A}_n^2 = \rho\frac{B_n^2}{2}$, $D_1 = \left(k_n^I\right)^2 C_1$, $D_2 = \left(k_n^{II}\right)^2 C_2$, $D_3 = \left(k_n^I\right)\left(k_n^{II}\right)C_3$, $\Delta\varphi(x) = \varphi_2(x) - \varphi_1(x)$,

$$J(x) = \operatorname{arctg}\left(\frac{\tilde{R}_2 \sin(\Delta\varphi(x))}{\tilde{R}_1 + \tilde{R}_2 \cos(\Delta\varphi(x))}\right),$$

а для склаової $J_{nz}(x,z)$ відповідно:

$$\begin{aligned} J_{nz}(x,z) &= \tilde{A}_n^2 \times c \times \sin^2\left(a_n^I z\right)\left(k_1^2 - k_n^I\right) + \tilde{A}_n^2 \times c \times \sin^2\left(a_n^{II} z\right)\left(k_2^2 - k_n^{II}\right)^2 - \\ &-\tilde{A}_n^2 \times c \times \sqrt{\tilde{R}_1^2 + \tilde{R}_2^2 + 2\tilde{R}_1\tilde{R}_2 \cos(\Delta\varphi(x))}\cos(\varphi_1(x) + J(x))\sin\left(a_n^I z\right)\sin\left(a_n^{II} z\right) + \\ &+2\tilde{A}_n^2 \times c \times \tilde{R}_3 \sin\left(a_n^I z\right)\sin\left(a_n^{II} z\right)\cos(\varphi_3(x)), \end{aligned} \tag{2.24}$$

$$\tilde{R}_1^2 = (a_n)^2 C_1,\ \tilde{R}_2^2 = (a_n)^2 C_2,$$

Величина середнього потоку потужності через перетин x (яка необхідна для відшукання ШПС) визначає перенесення енергії в шуканому напрямку вздовж вісі Ox. Тому, для визначення середнього потоку потужності через перетин хвилеводу застосовуємо результуючі рівності (2.15),(2.16),(2.21),(2.26) і залежність:

$$\bar{P}_n(x) = \int_0^h J_{n\Sigma}(x,z)\,dz. \tag{2.25}$$

В результаті інтегрування (2.27) отримаємо коефіцієнт $h/2$, використання якого в (2.12) перетворює $\tilde{A}_n^2$ в A_n^2 т.як $A_n^2 = \tilde{A}_n^2 h/2$. Форма виразів при цьому не змінюється.

Зберігаючи загальний підхід [23,24,62,63] до питання перенесення енергії n -тої моди в акустичному хвилеводі з комбінованими границями, відношення середнього за інтервал спостереження потоку потужності до середньої по об'єму густини енергії на довжині хвилі комбінаційних частот різниці $\lambda_к = c/\Delta\omega$ виду:

$$v(x) = \frac{\bar{P}(x)}{\bar{E}(x, x+\lambda_к)}\lambda_к = \frac{\int_0^h J_{n\Sigma}(x,z)\,dz.}{\bar{E}(x, x+\lambda_к)}\lambda_к \tag{2.26}$$

можна вважати такими, що задовольняють тлумаченню швидкості перенесення енергії в негармонічній хвилі двохчастотного сигналу (ШПС).

Розрахунок швидкості v як функції частоти f і координати x виконується шляхом підстановки у вирази (2.16, 24,26) співвідношень для

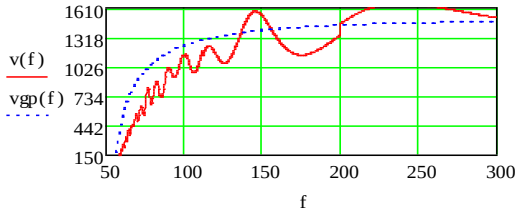
$J_{n\Sigma}(x,z)$, $\bar{E}(x,x+\lambda_к)$, інтегрування по іетервалу спостереження (2.24) і подальшого використання формул для інтенсивності та густини енергії $J_{n\Sigma}(x,z)$, $\bar{E}(x,x+\lambda_к)$ в (2.26).

2.4. Розрахункові частотні залежності швидкості поширення сигналу та енергетичні характеристики інформаційного гідроакустичного каналу

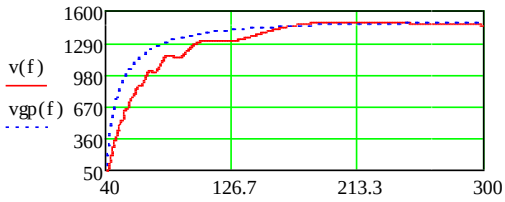
Розрахунки проводилися для хвилеводу глибиною $h=55$ м та деякого нерухомого джерела, яке розташовано в перетині $x=0$ і яке формує двохчастотнний (f_1,f_2) сигнал. При цьому розраховувались залежності СРС від частоти f і координати x, а також супутні розподілення густини акустичної енергії E_{nN} і середньої густини потоку потужності W_{nN}. Змінення поточної частоти відбувалося в межах діапазону, який обмежено знизу значенням критичної частоти першої моди $\omega_{1kp}=3\pi c/2h, f_н=f_{1kp}\approx 40$Гц і частотою $f_в=300$ Гц – зверху. Фіксовані частоти джерела f_1, f_2 обиралися з області нижніх фундаментальних частот ($\approx(85\text{-}155)$ Гц).

Частотні залежності ШПС $v(f)$ і групової швидкості $v_{gp}(f)$ v, м/с

f, Гц для моди $n=1$ приведено на рис. 2.8, – рис. 8.11.

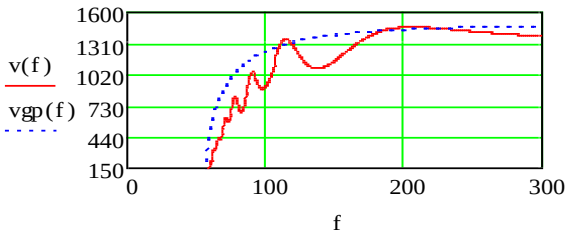


а.

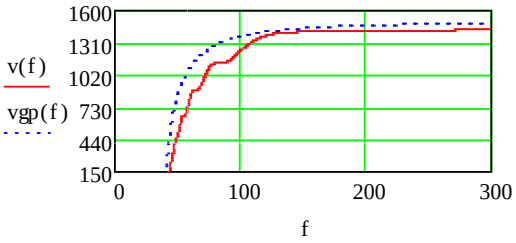


б.

Рис. 2.8 Частотні характеристики ШПС в перетині хвилеводу $x=180$ м (а) $f_1=67$ Гц, $f_2=91$ Гц і (б) $f_1=67$ Гц, $f_2=79$ Гц



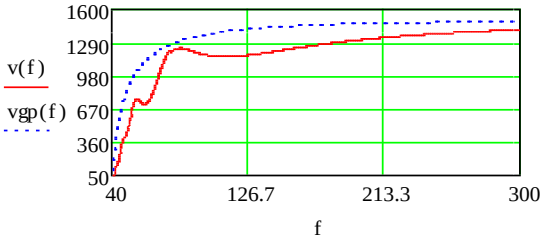
а.



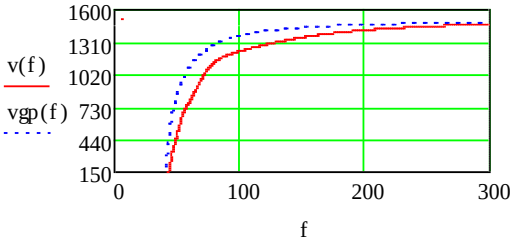
б.

Рис. 2.9 Частотні характеристики ШПС в перетині хвилеводу $x = 100$ м

(а) $f_1 = 67$ Гц , $f_2 = 91$ Гц , (б) $f_1 = 67$ Гц , $f_2 = 79$ Гц



а.



б.

Рис. 2.10 Частотні характеристики ШПС в перетині хвилеводу $x = 50$м

(а) $f_1 = 67$ Гц , $f_2 = 91$ Гц , (б) $f_1 = 67$ Гц , $f_2 = 79$ Гц

Як видно з отриманих результатів, ***ШПС відмінна від групової швидкості*** (див. рис.2.8, – рис. 2.10). Основні відмінності полягають в наявності аномалій виду істотних (до 4 – 5 дБ) осциляцій на окремих ділянках кривої в досліджуваному діапазоні частот. Плавність і монотонність частотних характеристик, що супроводжують залежність $v_{gp}(f)$ для близьких частот f_1, f_2 – зникають.

При цьому виникають аперіодичні локальні максимуми і мінімуми швидкості (ШПС), що збільшуються зі зростанням частоти практично до верхньої межі обраного частотного діапазону. В області частот з 200Гц крива ШПС згладжується, інтервал осциляцій – зменшується, їх амплітуда також зменшується і прагне до значення $c = 1500$ м / с .

Як видно, частота і амплітуда осциляцій залежать від ступеня відмінності частот джерела – чим більшим є значення f_2 відносно f_1 – тим

більшими є амплітуда й інтервал осциляцій і тим раніше вони виникать. При зменшені значення f_2 до f_1 осциляції зменшуються і зникають, а крива ШПС зливається з кривою групової шшвидкості. При цьому можна відзначити, що:

1. Швидкість руху хвильового пакета по хвилеводу (ШПС) залежить від смуги частот повідомлення, що передається і, відповідно, номера моди;

2. Збільшення амплітуди й інтервалу прояву осциляцій ШПС залежить від відстані (перетини $x = 50$ м, $x = 100$ м, $x = 180$ м), що пояснюється збільшенням спотворення вихідного пакета з ростом x в частині втрати його вихідної форми. Деформація пакета відбувається за рахунок зміни часу переміщення компонента пакета, що поширюється з різними фазовими швидкостями від джерела до точки спостереження [19-25]. Деформація пакета також супроводжується зміною тривалості і частотного складу сигналу, трансформацією і зміщенням максимуму обвідної, що призводять до "розфазування" компонента пакета [23, 24]. Іншими словами, зміна умов інтерференції складових сигналу в точці спостереження, а, значить, і умов ототожнення "групової швидкості" зі "швидкістю переміщення обвідної" знижує вірогідність застосування таких традиційних понять, як "чим більша відстань, тим більша деформація пакета" на шляху поширення;

3. Хвильовий пакет представленого виду рухається по хвилеводу з непостійною швидкістю. При цьому маємо мінливість по амплітуді від перетину до перетину в межах локальних максимумів і мінімумів і величини просторових інтервалів, величина яких визначається значенням частоти з обумовленого вище діапазону.

Очевидно, першопричиною таких особливостей є дисперсія, яка, в свою чергу, обумовлена наявністю границь. Наслідком дисперсії є переміщення енергії сумарного складного коливання з груповою швидкістю. Однак, перенесення енергії деформованим пакетом, який був отриманий шляхом додавання сонаправлених когерентних коливань з частотами ω_1 і ω_2 з врахуванням знакозмінних добавок для потоків $W_{nx}^{I,II}, W_{nz}^{I,II}$ має відбуватися з

іншою швидкістю ШПС. Як показують розрахунки, саме ШПС зв'язана як з деформацією, так і з перенаправленням потоків потужності в перетині і від перетина до перетину. Ефект перенаправлення потоків показаний в роботах [45, 46, 53, 54] та обговорений в положеннях роботи [24].

На рис. 2.11 приведено нормовані частотні залежності знакозмінного потоку $W_{nz}^{I,II}(W_{nzN}(f))$ і густини акустичної енергії $E_n(f)$ в перетині $x = 180$ м.

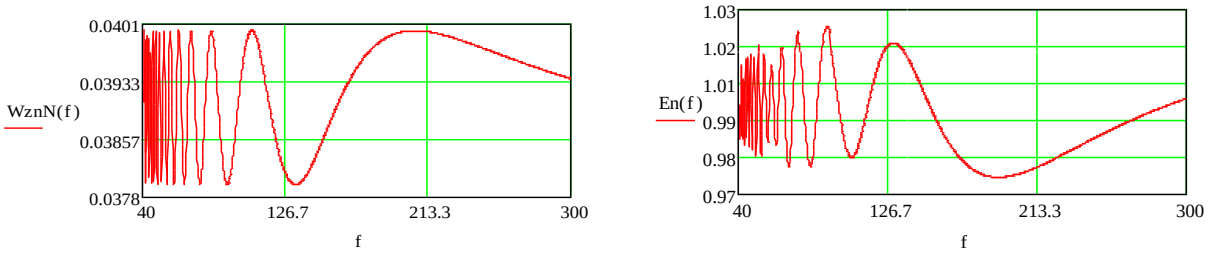


Рис. 2.11 Нормовані частотні залежності потока $W_{nz}^{I,II}(W_{nzN}(f))$ і густини акустичної енергії $E_n(f)$, $f_1 = 67$ Гц, $f_2 = 79$ Гц $x = 180$ м

З рис.2.11 видно,що значення частот, які визначають положення протилежно орієнтованих аперіодичних максимумів та мінімумів кривих $W_{nzN}(f)$ і $E_n(f)$, співпадають зі значеннями частот, які відзначають положення локальних максимумів і мінімумів кривих ШПС.

Як і у випадку частотної залежності швидкості, умови інтерференції потоків від перетину до перетину змінюються, обумовлюючи змінення густини енергії вздовж хвилеводу. Пояснити цю ситуацію можна також використовуючи уявлення поля в хвилеводі як сукупності хвиль Бріллюена. Відомо [24, 25, 73], що будь-яку нормальну хвилю в хвилеводі можна представити у вигляді суми пари плоских хвиль, кути виходу яких з джерела рівні за величиною і залежать від частоти. Тоді запропоноване вище двочастотне джерело є джерело двох пар плоских хвиль, випущених під різними кутами. Зазнаючи багаторазові відбиття від границь каналу, хвилі інтерферують в перетинах і на осі хвилеводу, забезпечуючи збільшення або зменшення інтенсивності звуку в областях інтерференції, що слідують один за одним з деяким просторовим періодом. При цьому тип використаних границь

хвилеводу визначає зміни фаз коливальних швидкостей і тисків на них, що також вносить фазові відмінності у сформовані потоки густини потужності. Очевидно, такі міркування можуть бути поширені і на ситуацію розподілу уздовж горизонтальної вісі каналу щільності звукової енергії за рахунок взаємодії потоків потужності в обумовлених вище умовах.

Зауважимо, що питання формування векторного поля інтенсивності в хвилеводі в частині просторово – часових і частотних властивостей лише частково висвітлені в роботах [46, 47, 66, 67, 74] і вимагають подальшого вивчення.

Проілюструємо цю ситуацію просторовими залежностями середньої густини потоку потужності $W_{n\Sigma}(x)$ і густини акустичної енерггії $E_{n\Sigma}(x)$ вздовж вісі хвилеводу. Результати розрахунків нормованих величин $E_{nN}(x)$ і $W_{n\Sigma}(x)$, $W_{xnN}(x)$, $W_{znN}(x)$ представлено на рис. 2.12

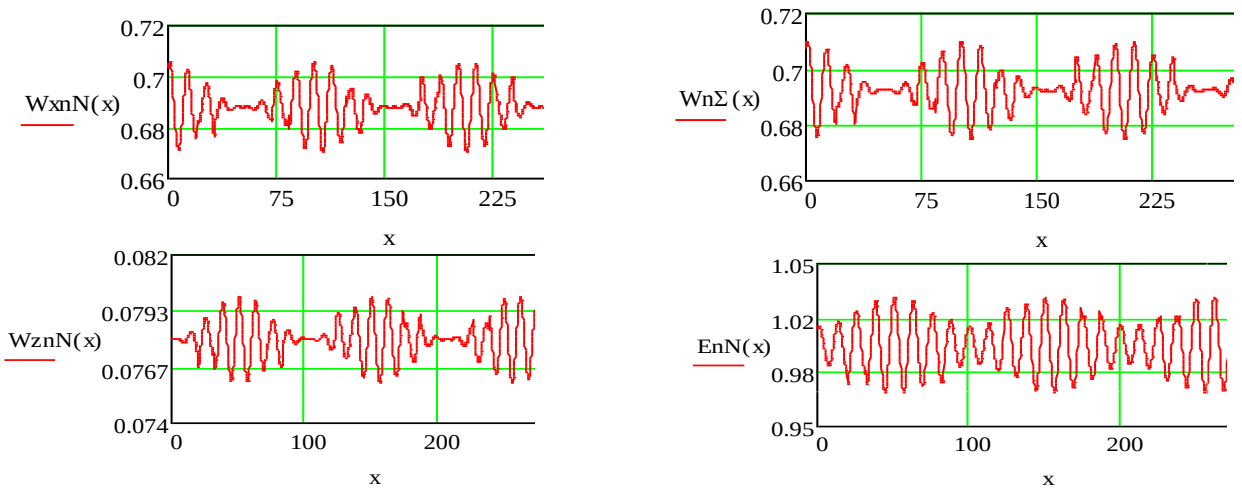


Рис. 2.12 Нормованікоординатнізалежностігустиниакустичноїенергії $E_{n\Sigma}(x)$, середньоїгустинипотокупотужності $W_{n\Sigma}(x)$ таїїскладових $W_{xnN}(x)$, $W_{znN}(x)$, (x - змінюєтьсявздовжвісіхвилеводу), $f_1 = 67$ Гц, $f_2 = 79$ Гц

Змінення E_{nN} і $W_{n\Sigma}$ по x представляє собою розподілення по хвилеводу амплітудно-модульованих коливань з просторовим періодом, який визначається

частотою різниці та співвідношенням хвильових чисел k_n^I, k_n^{II}. В нашій розрахунковій ситуації такий просторовий період складає $T_x \approx 103$ м.

Взаємне зміщення максимумів і мінімумів потоків $W_{n\Sigma}(x)$, $W_{xnN}(x)$, $W_{znN}(x)$ та $E_{n\Sigma}(x)$ на половину просторового періода обумовлено тим, що відбиття від границь хвилеводу відбувається по-різному (наприклад, для коливальної швидкості на поверхні – без змінення фази і з фазовим зсувом на π – при відбитті від дна).

Як видно, густина акустичної енергії залежить від координати. При цьому кожному вертикальному перетину відповідає своє значення і напрямок вектора інтенсивності. Зазначимо, що в розглянутому розрахунковому випадку вклади $W_{xnN}(x)$, $W_{znN}(x)$ в повний потік $W_{n\Sigma}(x)$ не однакові та $W_{xnN}(x) > W_{znN}(x)$. Крім того, стоячі хвилі у вертикальних перетинах хвилеводу (в силу застосування складного сигналу не формуються за визначенням [119]). При цьому відповідна складова інтенсивності, що змінюється від перетину до перетину, чутлива до зміни фазових співвідношень інтерферуючих коливань як за рахунок зміни ширини перерізу (глибини) і типу границь хвилеводу, так і за рахунок зміни значень частот пакета. Беручи в якості критерія особливості ШПС, можна вважати, що характер розподілу енергії по хвилеводу залежить від типу границь, власне, ШПС і ступеня деформації пакета, яка тим більша, чим ширше смуга частот вихідного хвильового пакета [23, 24,53, 54] (в нашому випадку – чим більше відмінність частот f_2 і f_1).

2.5 *Висновки*

Узагальнимо отримані результати.

При роботі двухчастотного джерела в мілкому морі, представленого плоским хвилеводом з комбінованими границями, швидкість поширення хвильового пакета і розподіл енергетичних характеристик, сформованого акустичного поля, характеризуються такими особливостями:

1. В області частот, складових 2-3 октави щодо граничної частоти нижніх мод хвилевода, ШПС відмінна від групової. Основні відмінності полягають в наявності аномалій у вигляді осциляцій швидкості на окремих ділянках кривої частотної залежності ШПС в досліджуваному діапазоні частот;

2. Збільшення амплітуди й інтервалу осциляцій ШПС залежить від відстані джерела до обраного вертикального перетину хвилевода;

3. Хвильовий пакет обумовленого виду переміщується по хвилеводу зі змінною швидкістю, яка є мінливою по амплітуді від перетину до перетину в межах локальних максимумів і мінімумів. При цьому, їх величини і інтервали прояву яких визначаються значенням частоти з обумовленого вище діапазону;

4. ШПС пов'язана як з деформацією, так і з перенаправленням потоків потужності в перетинах хвилеводу і від перетину до перетину;

5. Перенесення енергії деформованим пакетом, утвореним шляхом додавання сонаправлених когерентних коливань з частотами f_2 і f_1 з урахуванням знакозмінних добавок для потоків, відбувається з ШПС;

6. Змінення $E_{n\Sigma} = E_{nN}$ та $W_{n\Sigma}$ залежить від ШПС і представляє собою просторове розподілення амплітудно-модульованих коливань з певним просторовим періодом, який визначається частотою різниці і співвідношенням хвильових чисел k_n^I, k_n^{II}.

РОЗДІЛ 3. ФОРМУВАННЯ ВЕКТОРНОГО ПОЛЯ ІНТЕНСИВНОСТІ В УМОВАХ МІЛКОГО МОРЯ

3.1 Векторне поле інтенсивності в хвилеводному каналі

Формування акустичних полів в мілкому морі в силу різноманіття факторів, що впливають на результат, зв'язується зі значною кількістю умов представлення хвильових характеристик як скалярного, так і векторного типу. Очевидно, до найбільш інформативних відносяться енергетичні характеристики такі, як вектор інтенсивності звуку $\vec{J}$ або вектор густини потоку потужності $\vec{W}$. Як відомо, [21, 24, 41, 42] співвідношення

$$\vec{W}(t) = p(t)\vec{v}(t),$$

записане для миттєвих значень звукового тиску $p(t)$ і коливальної швидкості $v(t)$ є вектор Умова-Пойтінга, на базі якого, відходячи від миттєвих значень для гармонійної хвилі, інтенсивність J подається середньою за період густиною потоку потужності:

$$J_n = \langle W_n \rangle = \frac{1}{T}\int_0^T W_n(t)\,dt, \qquad T = \frac{2\pi}{\omega},$$

де **n** – одиничний вектор, який визначає напрямок потоку потужності через одиничну площину; T – період; ω – кутовачастота; W_n – миттєвий потік потужності.

При цьому вектор $\vec{J}$ і вектор $\vec{W}$ з врахуванням напрямку n співпадають з напрямком поширення акустичної хвилі, а його довжина визначається величиною густини потоку потужності.

Особливості формування векторних полів інтенсивності в мілких морях полягають у можливості виникнення локально – вихрових структур у різних областях простору, що озвучується (наприклад, роботи [24, 42, 45, 76] і положення яких визначається особливими точками [45, 76]). Факт існування локально-вихрових структур векторного поля інтенсивності, очевидно, має відповідати певним сполученням вихідних даних по робочому простору і умовам роботи джерела звуку. Наслідком цього є констатація ситуації змінення

параметрів векторних і скалярних характеристик поля в різних точках робочого простору.

3.1.1 Математичні передумови виникнення локально – вихрових структур векторного поля в регулярному хвилеводі

Інтерес до зазначеної проблеми виник в останні десятиліття минулого століття. А сам процес утворення локально-вихрових структур векторного поля інтенсивності давно привертав увагу дослідників і докладно розглядався з різних точок зору. Так, в роботі [42] запропоновано підхід, що враховує “випромінювання, обумовлене гідродинамічними процесами”, робота [47] пропонує розглядати “сумарний реальний потік енергії від двох джерел однієї частоти” як передумову виникнення “механізму створення вихору”, а в роботі [77] розглянуті підходи геометричної акустики з використанням термінології “ліній струму (“streamline”) акустичної потужності”. Останній підхід видається найкращим. Однак, в цілому, роботи [42, 47, 77] не акцентують увагу на вихідних загальних співвідношеннях щодо скалярних і векторних польових характеристик, залежність яких від частоти і координати і призводить до можливості розвитку вихроутворення.

У зв’язку з цим пропонується наступна постановка.

Розглянемо представлення мілкого моря у вигляді традиційного плоского регулярного хвилеводу з використанням прямокутної системи координат (рис.2.3) і ідеалізованих границь (абсолютно жорстка, абсолютно м'яка, або їх комбінація). Поле в хвилеводі створюється гармонійним джерелом малих хвильових розмірів.

Відповідно до теореми розкладання Гельмгольца [68,78] будемо вважати, що існує векторне поле, яке одночасно є як безвихровим, так і соленоідальним. Подання такого поля може бути записано у вигляді градієнтів скалярних функцій, якщо вони задовольняють рівнянню Лапласа, як окремого випадку рівняння Гельмгольця для гармонійних хвиль.

При цьому векторне поле (поле інтенсивності) може бути записано у вигляді суми потенціального і соленоідального векторного поля виду:

$$\vec{J} = -\nabla\Phi + \nabla \times \Psi, \tag{3.1}$$

де, $\nabla = i\frac{\partial}{\partial x} + j\frac{\partial}{\partial y} + k\frac{\partial}{\partial z}$ оператор Гамільтона;

i, j, k – одиничні вектори, які направлені вздовж відповідних вісей прямокутної системи координат;

Φ, Ψ – відповідно скалярний і векторний потенціали звукового поля.

Припустимо, що для обраного джерела, створений ним узагальнений хвильовий фронт $V(\vec{r})$ може співпадати з фронтом ейконалу $U(\vec{r})$: $V(\vec{r}) = U(\vec{r}) = W(\vec{r})$. Тобто, розв`язок рівняння Гельмгольця для деякої нормальної хвилі, який записано відносно узагальненої координати $\vec{r}$, може бути поданий у вигляді:

$$\Phi_m(\vec{r}) = A_m(\vec{r})e^{ik_m V_m(\vec{r})} = A_m(\vec{r})e^{ik_m U_m(\vec{r})}, \tag{3.2}$$

де $A_n(\vec{r})$ – модуль комплексної амплітуди потенціалу Φ для m – ї нормальної хвилі, $k_m V_m(\vec{r}) = k_m U_m(\vec{r})$ – фаза комплексної амплітуди, $V(\vec{r}) = U(\vec{r})$ – фазові множники (в одиницях довжини). Зауважимо, що $A_m(\vec{r})$- задовольняє рівнянню переносу нульового наближення [22]:

$$2\left(\nabla U(\vec{r}), \nabla A(\vec{r})\right) + A(\vec{r})\Delta U(\vec{r}) = 0 \tag{3.3}$$

Визначимо в робочому середовищі променеву трубку (рис. 3.1), в якій напрямки вектора інтенсивності показані σ_1, σ_2 та зорієнтовані вздовж променевої трубки.

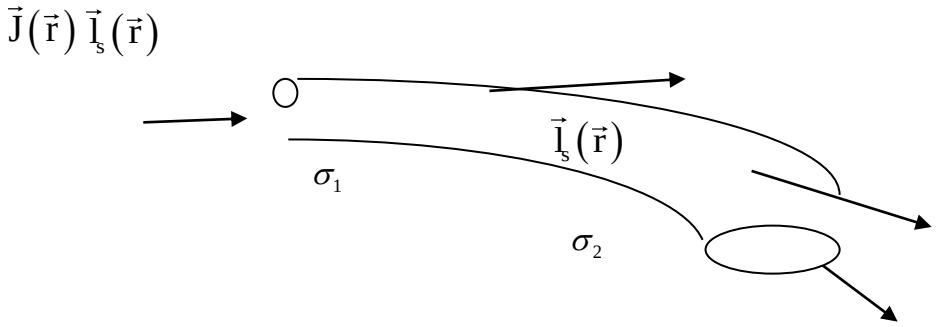


Рис. 3.1 Променева трубка і напрямки векторів інтенсивності

Вектор інтенсивності визначатиметься виразом (для зручності індексацію опускаємо):

$$\vec{J}(\vec{r}) = \frac{\omega^2 \rho}{2c_0} A^2(\vec{r}) \nabla U(\vec{r}), \tag{3.4}$$

де $\nabla U(\vec{r}) = \left| grad\, U(\vec{r}) \right| \vec{l}_s(\vec{r})$, а $\vec{l}_s(\vec{r})$ – одиничний вектор, дотичний до променевої трубки в точці $\vec{r}$, ρ – густина середовища, c_0 – швидкість звуку в середовищі.

Розглянемо розходження вектора інтенсивності, застосовуючи оператор div до виразу (3.4):

$$div\, \vec{J}(\vec{r}) = div\left[\frac{\omega^2 \rho}{2c_0} A^2(\vec{r}) \nabla U(\vec{r}) \right] = \frac{\omega^2 \rho}{2c_0} div\left[A^2(\vec{r}) \nabla U(\vec{r}) \right], \tag{3.5}$$

Отримаємо :

$$\begin{aligned} div\left[A^2(\vec{r}) \nabla U(\vec{r}) \right] &= div\left[A^2 \left(\vec{l}_x \frac{\partial U}{\partial x} + \vec{l}_y \frac{\partial U}{\partial y} + \vec{l}_z \frac{\partial U}{\partial z} \right) \right] = \\ &= \left(\frac{\partial}{\partial x}\left(A^2 \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(A^2 \frac{\partial U}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(A^2 \frac{\partial U}{\partial z} \right) \right) = \\ &= A^2 \Delta U + \frac{\partial U}{\partial x}\frac{\partial A^2}{\partial x} + \frac{\partial U}{\partial y}\frac{\partial A^2}{\partial y} + \frac{\partial U}{\partial z}\frac{\partial A^2}{\partial z} = A^2 \Delta U + 2A(\nabla U, \nabla A). \end{aligned} \tag{3.6}$$

Підставимо вираз (3.6) в (3.5) та враховуючи рівняння переносу в нульовому наближенні (3.3), перейдемо до рівності:

$$\operatorname{div} \vec{J}(\vec{r}) = 0. \tag{3.7}$$

Отримана рівність (3.7) каже про те, що вектор інтенсивності в наближенні геометричної акустики є соленоідальним вектором. Причому, в основі цього ефекту має лежати опосередкована залежність $\vec{J}(\vec{r})$ від вектора коливальної швидкості, тобто $\vec{J}(\vec{r}) \to \vec{J}(\vec{r})_v$. Далі, застосовуючи оператор div до лівої та правої частин розкладення Гельмгольця (3.1), в позначках формул (3.2) – (3.7) отримаємо рівняння:

$$div\ \vec{J}(\vec{r}) = -div\ grad\ \Phi + div\ rot\Psi, \tag{3.8}$$

для якого ліва частина дорівнює нулю (див. (3.7), а в правій частині $\operatorname{div}\operatorname{grad}\Phi = \Delta\Phi$ – Δ оператор Лапласа). Отже, $\operatorname{div}\operatorname{rot}\Psi = 0$.

Таким чином, приходимо до відомого рівняння Лапласа $\Delta = 0$, що каже про наступне:

1. Отримані результати виправдовують ситуацію представлення поля інтенсивності сумою одночасно існуючих постійної та вихрової компонентів;

2. Соленоідальний характер поля в умовах існування суперпозиції нормальних хвиль має визначатися сполученням розподілень коливальних швидкостей в перетинах хвилеводу по всій його довжині, а також характером коливальних рухів часток середовища.

Так, при роботі джерела звуку в умовах необмеженого простору, другий доданок правої частини рівняння (3.1) обертається на нуль. Поясненням цьому може слугувати те, що фізично член розкладення (3.1)

$$\nabla \times \Psi = rot\Psi \Rightarrow rot\ \vec{v},$$

(а саме – $\operatorname{rot}\vec{v}$), який характеризує обертальну компоненту коливальної швидкості часток середовища, дорівнює нулю. При цьому в однорідному безграничному середовищі (у відповідності до положень роботи [24]) “при поширенні звукової хвилі рівнодіюча сил, що діють на частку” ідеального середовища “проходить через її центр і, як наслідок, обертальний момент дорівнює нулю”. Траєкторія руху часток середовища в цьому випадку визначає коливання часток як чисто повздовжні. Поле при цьому залишається потенціальним та має містити локальні особливі області (в спрощенні точки).

В ситуації мілкого моря, поданого плоско-паралельним регулярним хвилеводом, при поширенні в ньому однорідної хвилі, рух часток середовища в перетинах хвилеводу відбувається по еліпсам, які у вузлах тиску вироджуються у вертикальні відрізки, а в максимумах тиску – в горизонтальні.

Такий характер руху часток говорить про наявність обертального моменту, а значить, ситуація відповідає тому, що векторний потенціал Ψ представляє векторне поле, rot якого має певне значення і представляє вихрову компоненту рівняння (3.1).

3.1.2 Фізичні передумови виникнення локально-вихрових структур векторного поля в регулярному хвилеводі

Припустимо в плоскопаралельному хвилеводі з акустично жорсткими границями (рис. 2.2) в перетині $x = 0$ задано тиск $p(x,z,t)$ для n-ої моді хвилеводу. Хвилевод заповнено ідеальною рідиною з густиною ρ і швидкістю звуку c. Ширина хвилевода – h. Для описання енергетичних співвідношень достатнім представляється вивчення поля хвиль, що поширюються в напрямку зростання координати x (за аналогією з п. 2.1, п. 2.3.2):

$$\begin{aligned} p_m(x,z,t) &= C_m \cos\left(\frac{m\pi z}{h}\right) e^{-i\omega t} e^{ik_m x}, \\ v_{mx}(x,z,t) &= \frac{1}{i\omega\rho}\frac{\partial p_m(x,z,t)}{\partial x} = \frac{k_m}{\omega\rho} C_m \cos\frac{m\pi h}{z} e^{-i\omega t} e^{ik_m x}, \\ v_{mz}(x,z,t) &= \frac{1}{i\omega\rho}\frac{\partial p_m(x,z,t)}{\partial z} = i\frac{k_m}{\omega\rho} C_m \frac{m\pi h}{z} \sin\left(\frac{m\pi h}{z}\right) e^{-i\omega t} e^{ik_m x}, \end{aligned} \tag{3.9}$$

де $p_m(x,z,t)$ – тиск для моди з номером m; $v_{mx}(x,z,t)$, $v_{mz}(x,z,t)$ – компоненти коливальної швидкості; C_m – деякий коефіцієнт; $k_m = k\sqrt{1-\left(\frac{\omega_{mkr}}{\omega}\right)^2}$ – проекція хвильового вектора k на вісь Ox (k_m – хвильове число моди m); $k = \omega / c$ – модуль хвильового вектора (хвильове число); $\omega_{mkr} = \frac{m\pi c}{h}$ – критична частота m – ої моди.

Кожна складова рівнянь (3.9) утворює в хвилеводі нормальну хвилю, яка відповідає моді з номером m і з частотою ω_q. При цьому повне поле тиску в хвилеводі $p_m(z,t)$ запишемо як:

$$p_m(x,z,t) = \cos\left(\frac{m\pi z}{h}\right)\sum_{q=0}^{q=Q} D_q e^{i\omega_q t} H(x,z,q). \qquad (3.10)$$

де Q число членів ряду, $H(x,z,q) = \cos\left(\frac{q\pi z}{h}\right)e^{-i\gamma_q x}$ – комплексна частотна характеристика хвилеводу, для якої стала поширення q – ої частотної складової γ_q має вигляд:

$$\gamma_q = \frac{\omega_q}{c}\sqrt{1-\left(\frac{\omega_{qkr}}{\omega_q}\right)^2}. \qquad (3.11)$$

Використовуючи рівняння (3.9), розглянемо енергетичні характеристики поля при роботі джерела на двочастотних компонентах ω_I, ω_{II}, з амплітудами C_m^I, C_m^{II}. Представимо нормальну хвилю $p_m(x,z,t)$ суперпозицією двох плоских хвиль:

$$p_m(x,z,t) = p_1 + p_2, \qquad (3.12)$$

які парами поширюються під відповідними кутами до вісі хвилеводу θ_m (рис. 3.2).

Ці хвилі (хвилі Бріллюена) [24,72] мають фазову швидкість, яка не залежить від номера моди. Значення кута θ_m залежить від m, отже, кожному значенню частоти ω_I, ω_{II} відповідають свої кути θ_m^I, θ_m^{II}. Тоді для деякої нормальної хвилі з частотою ω і амплітудою C_m знаючи тиск

$$p_m(x,z,t) = p_1 + p_2 = \left(\frac{C_m}{2}e^{-i(\omega t-\frac{m\pi z}{h}-k_m x)}\right) + \left(\frac{C_m}{2}e^{-i(\omega t-\frac{m\pi z}{h}-k_m x)}\right). \qquad (3.13)$$

і компоненту коливальної швидкості

$$V_{xm}(x,z,t) = \left(\frac{k_m C_m}{2\omega\rho}e^{-i(\omega t-\frac{m\pi z}{h}-k_m x)}\right) + \left(\frac{k_m C_m}{2\omega\rho}e^{-i(\omega t-\frac{m\pi z}{h}-k_m x)}\right) \qquad (3.14)$$

можна, застосовуючи співвідношення (3.9)-(3.14), відшукати складову вектора густини потоку потужності вздовж вісі хвилеводу W_{xm}:

$$\begin{aligned} W_{xn}(x,z,t) &= \frac{1}{2}\mathrm{Re}[p_m(x,z,t)V^*_{mx}(x,z,t)]; \\ W_{xm}(x,z,t) &= \left(\frac{k_m C_m^2}{2\omega\rho}\cos^2(\omega t - k_m x)\cos^2\left(\frac{m\pi z}{h}\right)\right). \end{aligned} \tag{3.15}$$

Для кожної пари хвиль Бріллюена, визначених для частот ω_I, ω_{II} і відповідних кутів θ_m^I, θ_m^{II}, складові густини потоку потужності можуть бути записані у вигляді:

$$\begin{aligned} W_{xm}^I(x,z,t) &= \frac{(k_m^I(C_m^I)^2}{2\omega_I\rho}\cos^2(\omega_I t - k_m^I x)\cos^2(k^I\cos(\theta_m^I)z), \\ k_m^I &= k^I\sqrt{1-\left(\frac{\omega_{mkr}}{\omega_I}\right)^2}, \omega_I = \frac{\omega_{mkr}}{\cos(\theta_m^I)}, k^I = \frac{\omega_I}{c}. \end{aligned} \tag{3.16}$$

$$\begin{aligned} W_{xm}^{II}(x,z,t) &= \frac{(k_m^{II}(C_m^{II})^2}{2\omega_{II}\rho}\cos^2(\omega_{II} t - k_m^{II} x)\cos^2(k^{II}\cos(\theta_m^{II})z), \\ k_m^{II} &= k^{II}\sqrt{1-\left(\frac{\omega_{mkr}}{\omega_{II}}\right)^2}, \omega_{II} = \frac{\omega_{mkr}}{\cos(\theta_m^{II})}, k^{II} = \frac{\omega_{II}}{c}. \end{aligned} \tag{3.17}$$

Сумарна густина потоку потужності $W_{x\sum}$ для випадку, коли обрані нормальні хвилі поширюються в напрямку вісі Ox, представляється рівністю:

$$W_{x\Sigma} = W_{xm}^I + W_{xm}^{II} + 2\rho c V_{xm}^I V_{xm}^{II}, \tag{3.18}$$

а добавка $2\rho c V_{xm}^I V_{xm}^{II} = \Delta W_{xm}^{(I,II)}$ приводиться до виду:

$$\begin{aligned} \Delta W_{xm}^{(I,II)} &= 2\rho c V_{xm}^I V_{xm}^{II} = 2\rho c R[V_{xm}^I V_{xm}^{II}] = \\ &= 2\rho c\left(\frac{k_m^I C_m^I}{2\omega_I\rho}\cos(\omega_I t - k_m^I x)\cos(k^I\cos(\theta_m^I)z)\right)\times \\ &\times\left(\frac{k_m^{II} C_m^{II}}{2\omega_{II}\rho}\cos(\omega_{II} t - k_m^{II} x)\cos(k^{II}\cos(\theta_m^{II})z)\right) \end{aligned} \tag{3.19}$$

Сумарну інтенсивність $J_{x\sum}$, як середнє за період значення густини потоку потужності, визначимо співвідношенням:

$$J_{x\Sigma} = W_{xm}^{I} + W_{xm}^{II} + W_{xm}^{(I,II)} \tag{3.20}$$

де період спостереження для складової W_{xm}^{I} становить $T_I = \frac{2\pi}{\omega_I}$, для W_{xm}^{II} – $T_{II} = \frac{2\pi}{\omega_{II}}$.

Для $\Delta W_{xm}^{(I,II)}$ період представимо, як деяку величину T_0, що визначає зону високої кореляції сигналів з частотами ω_I та ω_{II} в області точки спостереження. Дійсно, деякій парі частот можна поставити у відповідність величини кутів формування хвиль Бріллюена, при яких дві пари плоских хвиль одночасно поступлять в область точки спостереження (рис.3.2).

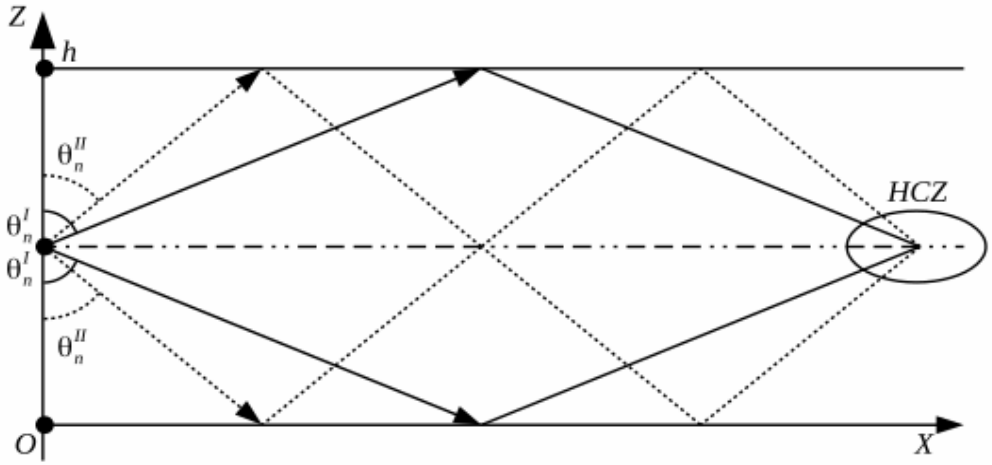


Рис. 3.2 Утворення зони високої кореляції для двох пар хвиль Бріллюена(HCZ) зона високої кореляції

Сумарна інтенсивність (з врахуванням (3.15) – (3.20)) при цьому

$$
\begin{aligned}
J_{x\Sigma} &= \frac{1}{T_1}\int_0^{T_1}\left(\frac{k_m^I\left(C_m^I\right)^2}{2\omega_I\rho}cos^2\left(\omega_I t - k_m^I x\right)cos^2\left(k^I\cos\left(\theta_m^I\right)z\right)\right)dt + \\
&+\frac{1}{T_2}\int_0^{T_2}\left(\frac{k_m^{II}\left(C_m^{II}\right)^2}{2\omega_{II}\rho}cos^2\left(\omega_{II} t - k_m^{II} x\right)cos^2\left(k^{II}\cos\left(\theta_m^{II}\right)z\right)\right)dt + \\
&+\frac{1}{T_0}\int_0^{T_{np}}2\rho c\left(\frac{k_m^I\left(C_m^I\right)}{2\omega_I\rho}cos\left(\omega_I t - k_m^I x\right)cos\left(k^I\cos\left(\theta_m^I\right)z\right)\right)\times \\
&\times\left(\frac{k_m^{II}\left(C_m^{II}\right)}{2\omega_{II}\rho}cos\left(\omega_{II} t - k_m^{II} x\right)cos\left(k^{II}\cos\left(\theta_m^{II}\right)z\right)\right)dt
\end{aligned}
\tag{3.21}
$$

Інтеграли (3.21) після перетворення зведемо до виду:

$$
\begin{aligned}
J_{x\Sigma} &= \frac{k_m^I\left(C_m^I\right)^2}{2\omega_I\rho}cos^2\left(k^I\cos\left(\theta_m^I\right)z\right) + \\
&+\frac{k_m^{II}\left(C_m^{II}\right)^2}{2\omega_{II}\rho}cos^2\left(k^{II}\cos\left(\theta_m^{II}\right)z\right) + \\
&+2\rho c\frac{k_m^I\left(C_m^I\right)}{\omega_I\rho}\frac{k_m^{II}\left(C_m^{II}\right)}{\omega_{II}\rho}cos\left(k^I\cos\left(\theta_m^I\right)z\right)cos\left(k^{II}\cos\left(\theta_m^{II}\right)z\right)\times \\
&\times\frac{1}{T_o}\int_0^{T_o}cos\left(\omega_I t - k_m^I x\right)cos\left(\omega_{II} t - k_m^{II} x\right)dt.
\end{aligned}
\tag{3.22}
$$

Результати інтегрування (інтеграл в третьому додатку формули (3.22) розглянемо лише для огибаючої сигналу (частоти різниці):

$$
\begin{aligned}
&\frac{1}{T_0}\int_0^{T_0}\cos(\omega_I t - k_m^I x)\cos(\omega_{II} t - k_m^{II} x)dt = \\
&= \frac{\sin\left(\left[\omega_I - \omega_{II}\right]T_0 - \left[k_m^I - k_m^{II}\right]x\right)}{2\left(\left[\omega_I - \omega_{II}\right]T_0 - \left[k_m^I - k_m^{II}\right]x\right)}.
\end{aligned}
\tag{3.23}
$$

Задаючись умовою $T_0 = \dfrac{2\pi}{\omega_I - \omega_{II}}$, спростимо функцію в правій частині представлення (3.23):

$$
\frac{\sin\left(\left[\omega_I - \omega_{II}\right]T_0 - \left[k_m^I - k_m^{II}\right]x\right)}{2\left(\left[\omega_I - \omega_{II}\right]T_0 - \left[k_n^I - k_m^{II}\right]x\right)} = -\frac{\sin\left(k_m^I - k_n^{II}x\right)}{2(2\pi - (k_n^I - k_n^{II})x)}
$$

та нагадаємо, що в силу властивостей функції $\sin(...) = \sin(x)$, чисельник набуває значення 0 при $x = \frac{p\pi}{k_m^I - k_m^{II}}$, $p = 0;1;2;...;$, значення +1 при $x = \frac{\pi/2 + 2p\pi}{k_m^I - k_m^{II}}$ і значення -1 при $x = \frac{3\pi/2 + 2p\pi}{k_m^I - k_m^{II}}$.

При цьому знакозмінна добавка $\left\langle \Delta W_{xm}^{I,II} \right\rangle$ показує виникнення додаткового знакозмінного потоку вектора потужності й обумовлює можливу зміну напрямку поширення звукової енергії. Таким чином, в разі формування лише двочастотного сигналу в каналі хвилеводу утворюються області, в яких можливо прирощення, зменшення або сталість значень інтенсивності з урахуванням можливого перенаправлення результуючого потоку. При цьому, існування у векторному полі акустичної інтенсивності локально-вихрових ділянок, передбачає вплив на сумарну інтенсивність знакозмінної добавки $\left\langle \Delta W_{xm}^{I,II} \right\rangle$, що може бути розглянуто з точки зору виникнення особливих точок поля інтенсивності [77].

3.2 Особливості векторного поля інтенсивності

За результатами матеріалу п. 3.1 представляється важливим використання енергетичних факторів, які впливають не тільки на якість передачі по каналу зв'язку повідомлення, але і на енергетичну дальність передачі повідомлення, виявлення шумового поля абонента абооб'єкта пошуку. Зокрема, ці чинники були розглянуті в роботах [51, 79]. До них віднесемо формування в робочому просторі акваторії сингулярних точок, відповідних класів “вихор” і “сідло”.

Сам процес формування особових точок досліджувався для такої характеристики звукового поля як векторне поле інтенсивності звуку $\vec{J}(x,z,t)$ в мілкому морі, поданому хвилеводом з комбінованими границями (рис.3.3 x, z – прямокутні координати, ρc – хвильовий опір).

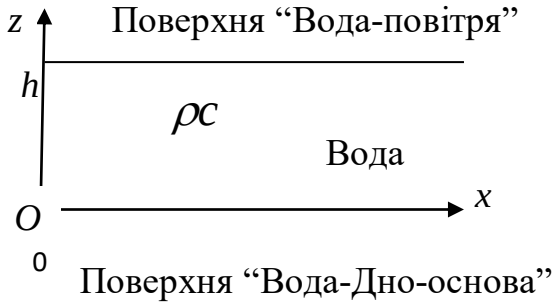


Рис. 3.3 Хвилеводне подання мілкого моря

Основні вихідні положення щодо наведеної вище класифікації точок сінгулярності приведені в роботі [77] і застосовані в роботах [51, 79] із залученням знайденої середньої за період густини потоку подужності $\langle W_m(x,z,t)\rangle$,

$$W_m(x,z,t) = p(x,z,t) \times \vec{v}(x,z,t), \;\Rightarrow\; J_m = \langle W_m \rangle = \frac{1}{T}\int_0^T W_m(t)dt, \;\; T = \frac{2\pi}{\omega} \qquad (3.24)$$

де $p(x,z,t)$ – акустичний тиск,

$\vec{v}(x,z,t)$ – вектор швидкості ($\vec{v}_x(x,z,t)$ та (3.25)

T – період,

ω – кутова частота.

У роботах [51, 79] показано, що точки сингулярності поля вектора $\vec{J}(x,z,t)$ з координатами x,z представляють собою нулі для випадків рівності нулю акустичних тисків $p(x,z,t)$, складових вектора швидкості $\vec{v}_x(x,z,t)$, $\vec{v}_z(x,z,t)$ і ситуації зсуву на 90^o фази тиску по відношенню до фази швидкості, а сааме:

$$1.\ \mathrm{Re}(P(x,z)) = \mathrm{Im}(P(x,z)) = 0;$$

$$2.\ \mathrm{Re}(V_x(x,z)) = \mathrm{Im}(V_x(x,z)) = 0;$$

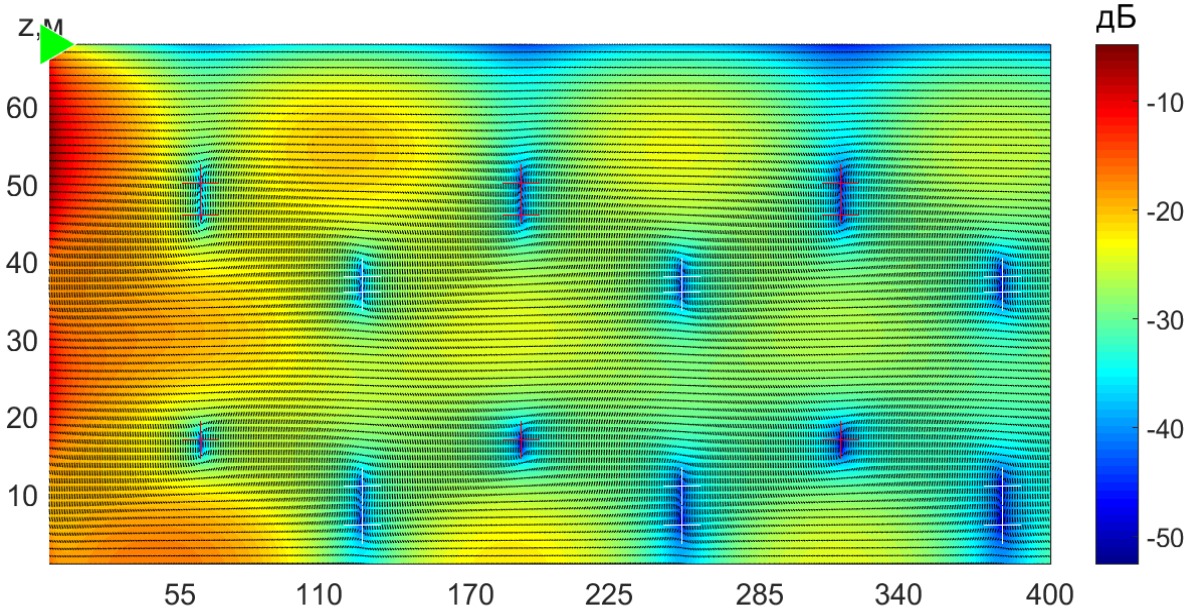
$$\mathrm{Re}(V_z(x,z)) = \mathrm{Im}(V_z(x,z)) = 0;$$

$$3.\ \varphi(P(x,z)) - \varphi(V_x(x,z)) = \frac{2n+1}{2}\pi,\ n = 0,1,2$$

$$\varphi(P(x,z)) - \varphi(V_z(x,z)) = \frac{2n+1}{2}\pi;$$

При цьому для аномалії виду “вихор" точка в його центрі (що відповідає нулю інтенсивності) має відповідати нулю тиску і $rot\ \bar{J} \neq 0$. Аномалія виду “сідло” виникає в тому випадку, якщо її центральній точці відповідає “нуль” коливальної швидкості (для неї $rot\ \bar{J} = 0$).

Для прикладу, деякі результати чисельних досліджень розподілення в регулярному хвилеводі векторного поля інтенсивності (за результатами робіт [45-47, 74]) наведено на рис.3.4 – рис. 3.6 для глибини моря 70 м та рівного акустино жорстого дна. При цьому джерело звуку розміщено біля поверхні і може працювати на частотах ряду шкали 1/3 – октавних частот – (частоти 30 (31.5) Гц,40 Гц, 89.9 Гц відповідно). Нижня область першого перетину рис.3.7, рис. 3.8 подана фрагментарно.



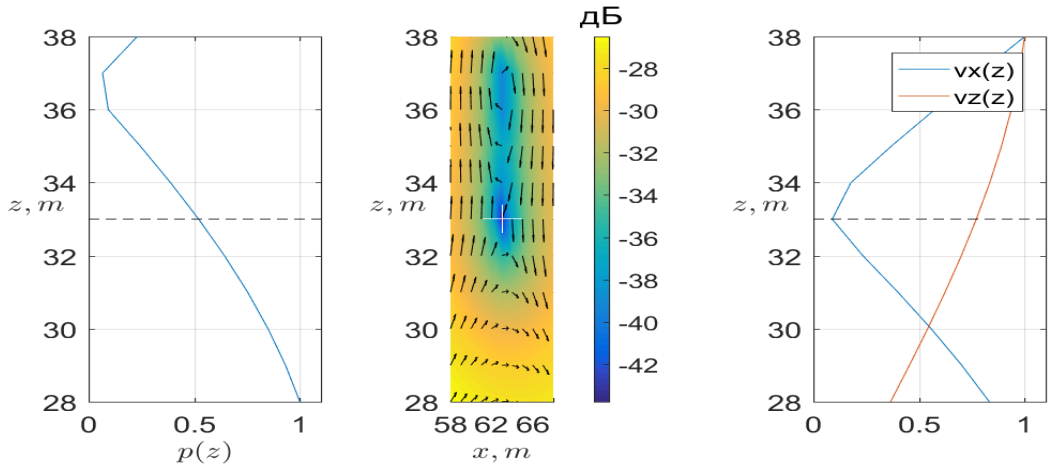


Рис.3.4. Векторне поле інтенсивності та епюри тисків і складових коливальної швидкості в хвилеводі з комбінованими границями, f_0 =30 (31.5) Гц , перетин 1, джерело на поверхні

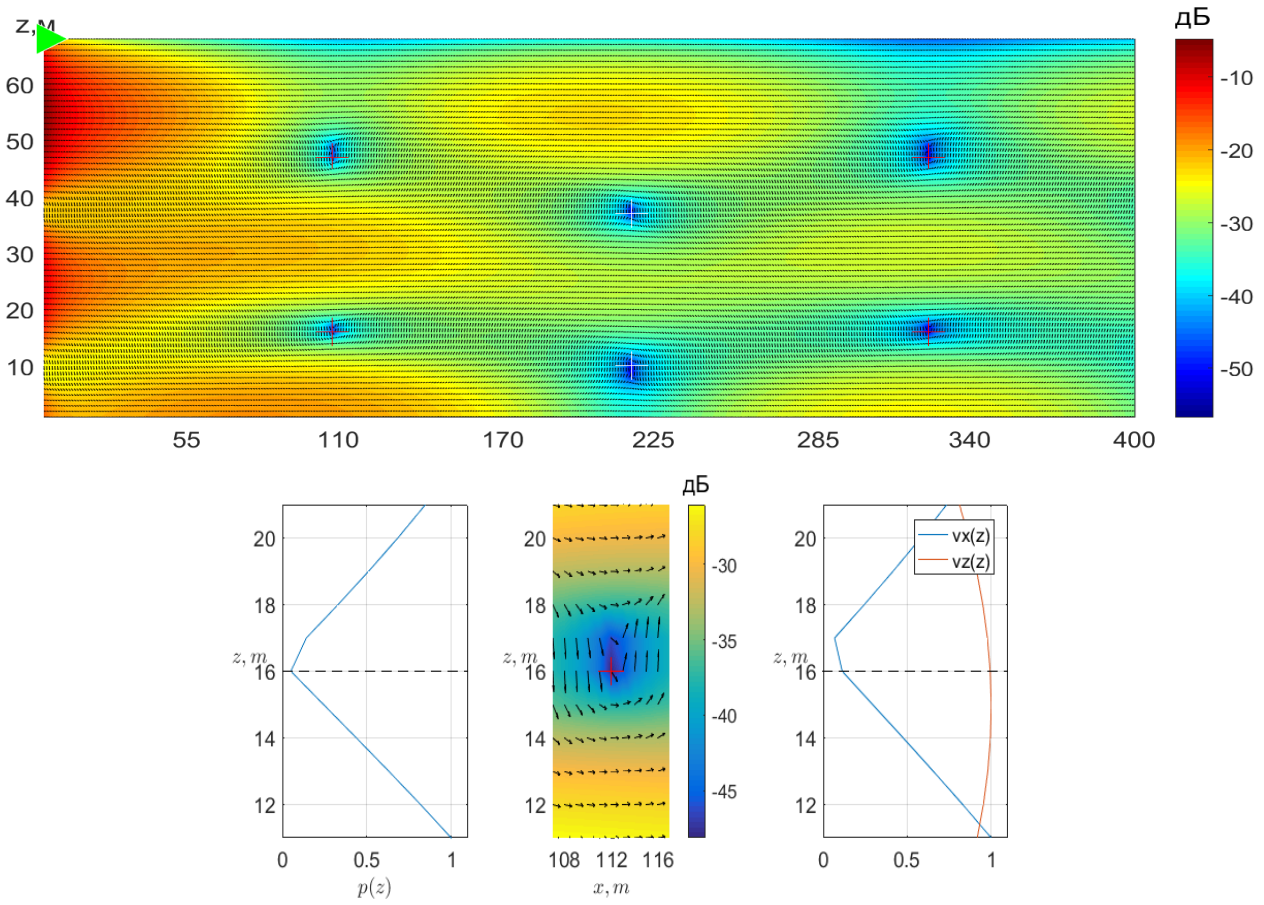


Рис.3.5 Векторне поле інтенсивності та епюри тисків і складових коливальної швидкості у хвилеводі з комбінованими границями f_0 =40.0 Гц , перетин 1.

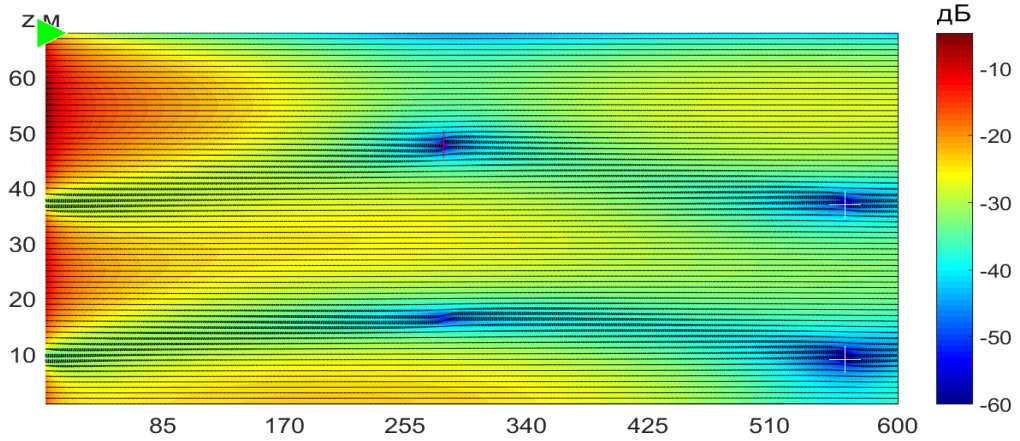


Рис.3.6 Векторне поле інтенсивності та епюри тисків і складових коливальної швидкості у хвилеводі з комбінованими границями f_0=89.6 Гц, перетин 1.

В наведених діаграмах змінною яскравістю точок простору хвилеводу показана мінливість рівня інтенсивності, що потребує певних коментарів. Вплив дна (як акустично жорсткої поверхні) суттєвого впливу на поле в прожекторній зоні не має. Для уточнення ситуації з локально-вихровими областями на рис. 3.4 і рис. 3.5 приведено збільшений фрагмент розрахункового поля інтенсивності та епюри вертикальних розподілів тисків і складових коливальної швидкості в перетині 1 (номер перетину по-порядку, починаючи з того, в якому виникла перша пара особливих точок. Як видно з результатів розрахунків, векторне поле інтенсивності містить локально-вихрові і сідлові області (позначка – ”хрестик”), які в термінах роботи [51] є “сингулярностями” – особливими точками типа (див. рис. 3.7 перетин 1) – “вихор” (верхня точка) і “сідло” (нижня точка). При цьому [68], сингулярність “вихор” відповідає ізольованому нулю тиску (червона крива лівої частини графіка), а “сідлу” – ізольований нуль складової коливальної швидкості (синя крива правого графіка).

Зі збільшенням частоти спостерігається зсув першого і послідуючих перетинів з особливими точками далі по координаті x з певними просторовими періодами:

$$T_x = \frac{n \times \pi}{k_x^I - k_x^{II}} \quad , n = 0; 2; 4;.... \qquad (3.26)$$

Отже, в зазначених вище вихідних умовах діаграми рис.3.4 – рис. 3.6 показують місце знаходження особливих критичних областей з достатньо великим (до 45 дБ) спаданням рівня інтенсивності звуку (k_x^I, k_x^{II} – горизонтальні хвильові числа двох мод).

Таким чином, змінення частоти не призводить до втрати загального характеру локально-вихрової картини в хвилеводі. Але особливі точки потерпають зсув у відповідності до значення просторового періоду як наслідок дисперсійного взаємозв`язку частоти і хвильового числа.

Таким чином, складається ситуація можливого локального погіршення або переривання контакту, поки один з абонентів знаходиться поблизу або всередині областей, що оточують критичні точки. Тому, можна припустити, що реально досяжна в мілкому морі енергетична дальність по інформаційному гідроакустичному каналу (наприклад, робота [45, 51, 71]) може бути локально обмежена областями сингулярностей. Такі обмеження пов'язані [45, 51, 68, 72] з періодичними змінами від 0 до 1 коефіцієнта передачі хвилеводу $H(x,z,q)$ з виразу (3.10).

При зміненні умов розрахунків (скажімо, частоти), умови формування вихрових і сідлових областей змінюються, а отже, мають змінюватися і координати особливих точок. До такого змінення вихідних умов віднесемо змінення глибини розміщення джерела. Так, для хвилеводу з комбінованими границями при $h = 70$ м і $f_0 = 89.6$ Гц за умови знаходження джерела на вісі гідроакустичного каналу, результати розрахунків поля інтенсивності наведено на рис. 3.7

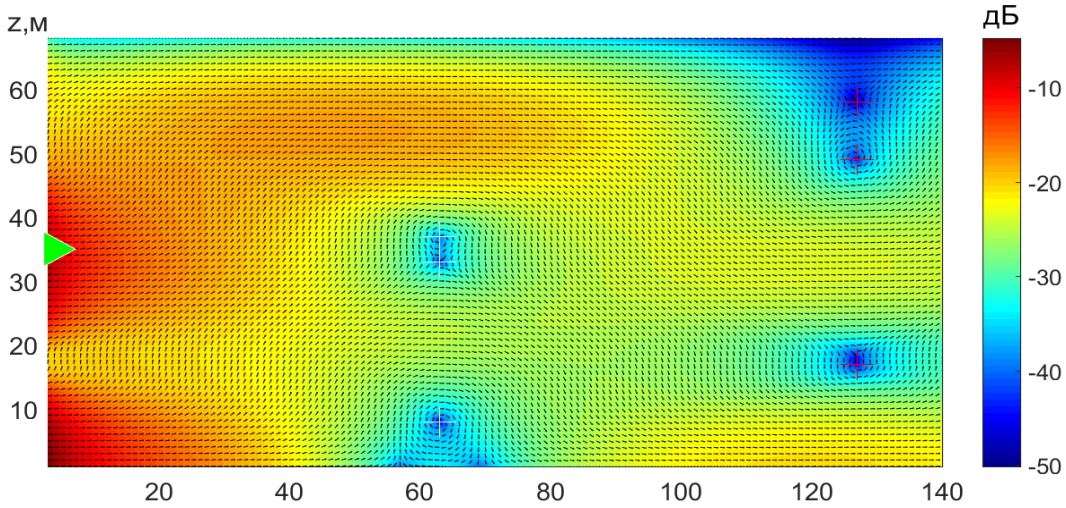


Рис.3.7 Векторне поле інтенсивності у хвилеводі з комбінованими границями f_0=30 (31.5) Гц , перетин 1, джерело на вісі хвилеводу (половини глибини моря)

Як видно, результуюче поле в прожекторній зоні, що утворено розміщеним на половину глибини моря джерелом звуку в прожекторній зоні є асиметричним у придонних областях за рахунок впливу акустично жорсткого дна. Тобто, біля дна на малих ($x \to \lambda$) відстанях від джерела слід очікувати збільшення рівня інтенсивності. При цьому координати перетину 1 та просторовий період не міняються в порівнянні з випадком рис. 3.4. В приповерхневих областях у порівнянні з випадком рис.3.4 в прожекторній зоні звукова енергія прагне до поверхні моря.

Таким чином, наведений приклад показує, що структура поля характеризується можливим виникненням локальних областей вихроутворення інтенсивності звуку, що підтверджує спроможність використаних математичних та фізичних передумов. При цьому, структура поля інтенсивності доволі різноманітна та залежить від розташування джерела, значень частоти та координат. Так, в полі утворюються області локальних вихрових структур (позначені хрестиками), положення в просторі яких відповідає особовим точкам [68]. Отримані зображення різняться від результатів роботи [77] відмінною структурою поля, що пов'язанонасамперед відмінністю умов розрахунків в частині типу границь хвилеводу. Проте, є певні споріднені риси, що полягають в наявності вихрових та сідлових областей в особливих точках поля вектора інтенсивності, а також у використанні співвідношень [68].

3.3 Висновки

В результаті розв'язку задачі формування поля інтенсивності в плоско-паралельному регулярному хвилеводі з комбінованими границями проведено чисельні дослідження структури поля інтенсивності та:

1. Показано можливість використання представлення векторного поля інтенсивності звуку сумою компонентів поля, яке в один і той самий час є і безвихровим і соленоідальним;

2. Оцінено умови розвитку локально-вихорових структур векторного поля інтенсивності, які зв'язані з характером руху часток робочого середовища;

3. На прикладі роботи двочастотного джерела звуку малих хвильових розмірів в регулярному хвилеводі описано механізм оцінки енергетичних характеристик у ситуації вихроутворення.

При цьому визначено:

4. Суттєву (до 40-45 дБ) неоднорідність поля інтенсивності в робочому середовищі за модулем і напрямком;

5. Періодичний (по довжині хвилеводу) характер виникнення локально-просторових вихрових структур та сідлових точок в перерізах хвилеводу;

6. Залежність наявності вихрових структур та сідлових точок від амплітудно-фазових розподілень тисків та коливальних швидкостей по перетинах хвилеводу для комбінованих границь у конкретних розрахункових умовах;

7. Залежність векторної картини поля від горизонтів розміщення джерела;

8. Асиметрію розташування особливих точок поля навіть за умов розміщення джерела на горизонтальній вісі хвилеводу, що обумовлено саме використанням комбінованих границь;

9. Показано, що формування вихрових структур для нижніх частот (які знаходяться на межі критичних частот хвилеводу для обраних умов

розрахунків) може починатися з відстаней, що складають $\approx 5\lambda$ для даної глибини, в той час як для вищих частот це можливо і на відстанях до $\approx 3\lambda$.

РОЗДІЛ 4. ІМПЕДАНСНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ АКУСТИЧНОГО ПОЛЯ В ЗВУКОВОМУ ХВИЛЕВОДІ

4.1 Особливості імпедансних характеристик хвилеводу

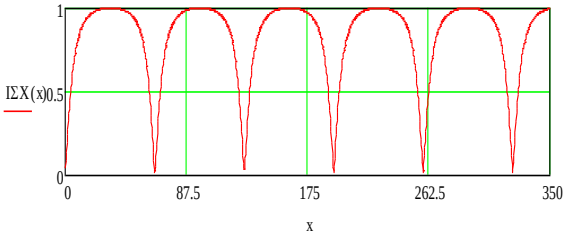
Крім наведених вище причин можливого утворення сінгулярності,доцільно розглянути ситуацію визначення питомого імпедансу хвилеводу з врахуванням складових z_{nx} та z_{nz} в напрямках поширення хвилі вздовж вісей Ox, Oz відповідно:

$$z_{nx}(x) = \left.\frac{\bar{p}_n(x,z)}{\bar{v}_{nx}(x,z)}\right|_{z=Const}, \quad z_{nz}(z) = \left.\frac{\bar{p}_n(x,z)}{\bar{v}_{nz}(x,z)}\right|_{x=Const}.$$

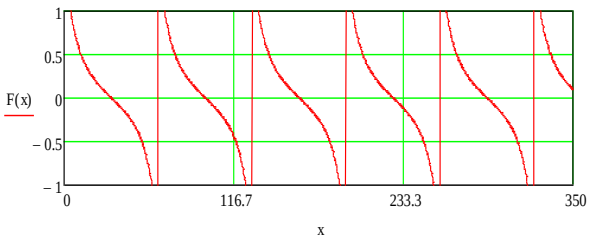
Припустимо, що імпеданс хвилеводу z_{nx} при збудженні його двохчастотним акустичним сигналом, що утворений парою частот 1/3 октавного ряду (за результатам роботи [79]) залежить від координати x на відмінність монохроматичного збудження.

Деякі результати чисельних досліджень $z_{nx}(x)$ приведено на рис. 4.1 та рис. 4.2. Розрахунки проводилися для пар частот $f_1 = 17.9$ Гц , $f_2 = 35.5$ Гц (відповідають першій та другій лопатової гармоніки гребного гвинта ПА при обертанні валу 270 об/хв) та пари $f_1 = 50$ Гц, $f_2 = 63.1$ Гц (частоти бажаного ряду із складу спектру шуму гребного гвинта при обертанні валу 750 об/хв). Глибина моря 70 м.

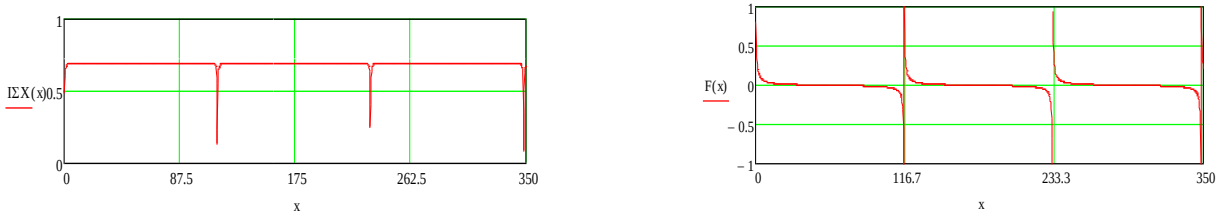
МОДУЛЬ



ФАЗА



(частоти $f_1 = 17.9$ Гц , $f_2 = 35.5$ Гц)



(частоти $f_1 = 50$ Гц, $f_2 = 63.1$ Гц)

Рис.4.1 Залежність модуля і фази імпедансу z_x від координати x

Результати показують, що в робочому середовищі виникає послідовність своєрідних просторових резонансів, що пов`язуються з характером розподілень тисків і коливальних швидкостей в хвилеводі. Так, в наведених випадках імпеданс набуває екстримальних значень періодично (період T_x). При цьому мінімуми імпедансної залежності співпадають по координаті x з поперечними перетинами хвилеводу, в яких розташовані вказані вище особливі точки (вихори і сідла). Пояснеиня цих ефектів зручно навести, використовуючі початок акустоелектричних аналогій і елементів лінійних електричних кіл, використовуючи фазово-частотну характеристику z_x (рис.4.2). Такі аналогії добре зарекомендували себе при описанні резонансних ситуацій за допомогою еквівалентних схем (наприклад, роботи [80, 91, 92]).

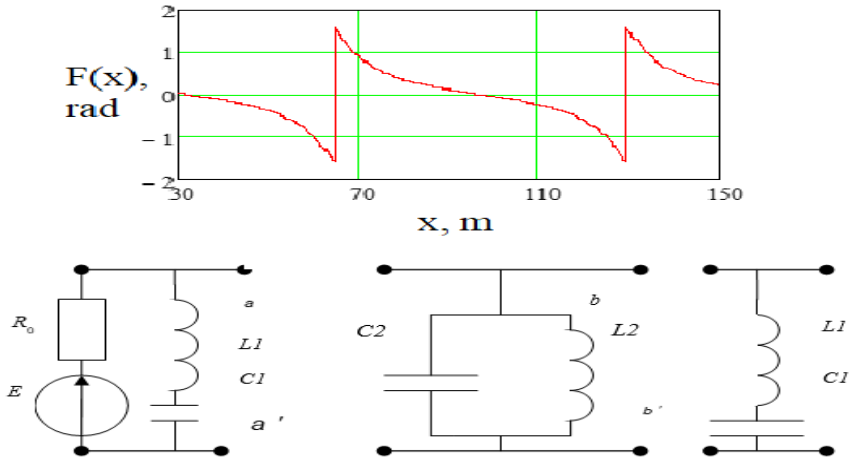


Рис. 4.2 Фазово-частотна характеристика і еквівалентні схеми

Припустимо (рис.4.2), що фазово-частотну характеристику за період можна умовно разбити на 3 ділянки. Перша відповідає значению $x = 0$ м, друга – $x = 0 \div 33$ м і третя – $x = 33 \div 66$ м.

Формування акустичного поля починається від поверхні джерела поршневого типу. Причому, джерело не спроможне сформувати плоску хвилю внаслідок обраних граничних умов (роботи [81, 83]. Тут має місце рівність $\overset{\sqcup}{v}_z(x,z,t)\big|_{x=0,z=0} = 0$, подвоєння на донній границі звукового тиску та неминуча недосконаліть моделі (наприклад, роботи Р. Боббера [81] і С. Ржевкіна [83]). При цьому компонентна швидкості $\overset{\sqcup}{v}_x(x,z,t)\big|_{x=0,z=0}$ може бути малою, але не рівною нулю.

Розглянемо ділянки залежності $\overset{\sqcup}{v}_x(x)$ з околиці точок просторового резонансу, використовуючи акусто-електричні анології. Згідно закону Ома для ділянки кола (розуміючи, що джерело комбінаційого сигналу є джерелом електро-рушійної сили з деяким малим внутрішнім опором R_0) струм кола джерела буде залежити від R_0. При збільшенні значень x в контурі aa' наступає резонанс напруг (тисків), реактивна частина z_x стає рівною нулю (т.як $X_C = -X_L$), а контур здійснює режекцію, закорочуючи точки кола a і a' (за умови відсутності втрат R_1 нулю). Струм при цьому найбільший, що й пояснює виникнення максимуму коливальної швидкості та мінімуму (нуля) тиску в цьому перетині хвилеводу. Коефіцієнт передачі з (3.10) по напрузі найменший.

Далі при просуванні значения x, в контурі bb' наступає резонанс струмів (швидкостей), реактивна частка z_x стає рівною безкінечності (бо струми в протилежних гілках контуру однакові за величиною та протилежні за напрямками $I_C = -I_L$), а контур здійснює вузькосмугову смугову фільтрацію, фактично маючи на контактах b та b' напругу холостого ходу. Коефіцієнт передачі (з виразу 3.10) при цьому найбільший і прямує до одиниці. Така ситуація визначає мінімум (нуль) коливальної швидкості і максимум звукового тиску в даному перетині хвилеводу.

Далі, зі зростанням координати x ситуація періодично повторюється, знову настає мінімум тиску (максимум швидкості) і т.д.

Таким чином, ефект режекції в розрахункових точках хвилеводу призводить до локального акустичного короткого замикання і спільно з епюрами вертикального розподілу тисків та швидкостей (п.3.2) зумовлює розвиток сингулярностей зазначеного вище класу. Сполучення екстремумів тиску і швидкості і є причиною утворення особливих точок та можливого обмеження дальності в інформаційному каналі за рахунок координатної залежності імпедансу хвилеводу.

4.2 Імпедансні характеристики плоско-паралельного акустичного хвилеводу з комбінованими границями при збудженні його двохчастотним сигналом

4.2.1 Постановка і розв`язок задачі

Розглянемо подання мілкого моря у вигляді плоско-паралельного хвилеводу з комбінованими границями, де дно – акустично-жорстка поверхня (рис. 2.2). Хвилевод зорієнтовано в прямокутних координатах xOz так, що вісь Ox співпадає з границею розділу “вода – дно”, Oz – вертикальна вісь, $\vec{n}$ - вектор нормалі. В перетині хвилеводу $x = 0$ розміщено двохчастотне джерело, яке формує повідомлення у вигляді комбінації двох звукових хвиль частотами ω_1, і ω_2 ($\omega_2 > \omega_1$), які по своїм значенням більші, ніж критична часота хвилеводу першої моди хвилеводу. Розв`язок проводимо з використанням основних формул, використанних в 2.3.2.б, 3.1.2.б, 3.

Отже, для обраних вихідних умов формування акустичного поля в хвилеводі, потенціал швидкості $\varphi_n(x, z, t)$ для n-ої нормальної хвилі ($n = 0, 1,$), яка утворюється відповідним джерелом, у відповідності з [21, 23, 62, 80] може бути представлено у вигляді:

$$\varphi_n(x, z, t) = A_n \cos\left[\frac{(2n+1)\pi}{2h} z\right] e^{-i(\omega t - k_n x)}, \qquad (4.1)$$

де A_n – коефіцієнт, який визначається джерелом; h – глибина моря; k_n – хвильове число n-ої нормальної хвилі ; k – хвильове число для вільного поля

$$k_n = k\sqrt{1-\left(\frac{\omega_{nkp}}{\omega}\right)^2};\ \omega_{nkp} = \frac{\pi(2n+1)c}{2h};\quad k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi f}{c}, \tag{4.2}$$

ω_{nkp} – критична частота, $\omega = 2\pi f$ – кутовачастота, c – швидкість звуку в однорідному, ізотропному безграничному ідеальному середовищі.

Використання формул Ейлера та формул переходу (наприклад, ([21, 23, 62, 81]) від потенціалу швидкості до тиску p_n і компонентам коливальної швидкості v_{nx} , v_{nz} , для хвиль *I, II* з частотами ω_1 , і ω_2 відповідно, перетворить(4.1) до вигляду:

$$p_n^I(x,z,t) = -i\omega_I \rho A_n \cos\left[\frac{(2n+1)\pi}{2h} z\right] e^{-i(\omega_I t - k_n^I x)},$$

$$p_n^{II}(x,z,t) = -i\omega_{II} \rho A_n \cos\left[\frac{(2n+1)\pi}{2h} z\right] e^{-i(\omega_{II} t - k_n^{II} x)},$$

$$v_{nx}^I(x,z,t) = -ik_n^I A_n \cos\left[\frac{(2n+1)\pi}{2h} z\right] e^{-i(\omega_I t - k_n^I x)},$$

$$v_{nx}^{II}(x,z,t) = -ik_n^{II} A_n \cos\left[\frac{(2n+1)\pi}{2h} z\right] e^{-i(\omega_{II} t - k_n^{II} x)},$$

$$v_{nz}^I(x,z,t) = A_n\left(\frac{(2n+1)\pi}{2h}\right) \sin\left[\frac{(2n+1)\pi}{2h} z\right] e^{-i(\omega_I t - k_n^I x)}$$

$$v_{nz}^{II}(x,z,t) = A_n\left(\frac{(2n+1)\pi}{2h}\right) \sin\left[\frac{(2n+1)\pi}{2h} z\right] e^{-i(\omega_{II} t - k_n^{II} x),}. \tag{4.3}$$

Хвилі *I, II*, що створені джерелом, є сонаправленими, а хвильові числа для відповідних частот від ω_I , і ω_{II} записуються як:

$$k_n^I = k^I\sqrt{1-\left(\frac{\omega_{nkp}}{\omega_I}\right)^2}, \qquad k_n^{II} = k^{II}\sqrt{1-\left(\frac{\omega_{nkp}}{\omega_{II}}\right)^2}.$$

Для такої ситуації необхідно визначити питомі акустичні опори z_{nx} в напрямку поширення хвилі (вісь Ox) та z_{nz} – вздовж вісі Oz.

4.2.2. Імпедансні характеристики плоско-паралельного акустичного хвилеводу з комбінованими границями при поширенні хвилі вздовж осі абсцис

З групи рівнянь (4.3), застосовуючи середні по часовому інтервалу спостереження $T = 2\pi/(\omega_{II} - \omega_I)$, значення суперпозицій тисків $p_n(x,z,t) = p_n^I(x,z,t) + p_n^{II}(x,z,t)$ та відповідних компонентів фазової швидкості $v_{nx}(x,z,t) = v_{nx}^I(x,z,t) + v_{nx}^{II}(x,z,t)$ виду:

$$\bar{p}_n(x,z) = \frac{1}{T}\int_0^T p_n^I(x,z,t)dt + \frac{1}{T}\int_0^T p_n^{II}(x,z,t)dt, \tag{4.4}$$

$$\bar{v}_{nx}(x,z) = \frac{1}{T}\int_0^T v_{nx}^I(x,z,t)dt + \frac{1}{T}\int_0^T v_{nx}^{II}(x,z,t)dt, \tag{4.5}$$

визначимо імпеданс z_{nx}, як:

$$z_{nx} = \frac{\bar{p}_n(x,z)}{\bar{v}_{nx}(x,z)}. \tag{4.6}$$

У виразі (4.6)

$$\bar{p}_n(x,z) = A_n \rho \cos(a_n z)\left[\begin{array}{l} B_I(\omega_I)e^{-i(\omega_I T/2)}e^{i\left(k_n^I x - \pi/2\right)} + \\ B_{II}(\omega_{II})e^{-i(\omega_{II} T/2)}e^{i\left(k_n^{II} x - \pi/2\right)} \end{array}\right] \tag{4.7}$$

ρ - густина; $a_n = \pi(2n+1)/2h$,

$$B_I(\omega_I) = \omega_I\left(\frac{\sin(\omega_I T/2)}{\omega_I T/2}\right),\ B_{II}(\omega_{II}) = \omega_{II}\left(\frac{\sin(\omega_{II} T/2)}{\omega_{II} T/2}\right),$$

$$C_I(\omega_I) = k_n^I\left(\frac{\sin(\omega_I T/2)}{\omega_I T/2}\right),\ C_{II}(\omega_I) = k_n^{II}\left(\frac{\sin(\omega_{II} T/2)}{\omega_{II} T/2}\right).$$

Після підстановки (4.6) в (4.5), з врахуванням представлень (4.7) і формул Ейлера , для імпедансу z_{nx} запишемо:

$$z_{nx}(x) = \rho\frac{\begin{array}{c}\left(B_I(\omega_I)\sin(\alpha_I(x)) + B_{II}(\omega_{II})\sin(\alpha_{II}(x))\right) + \\ i\left(B_I(\omega_I)\cos(\alpha_I(x)) + B_{II}(\omega_{II})\cos(\alpha_{II}(x))\right)\end{array}}{\begin{array}{c}\left(C_I(\omega_I)\sin(\alpha_I(x)) + C_{II}(\omega_{II})\sin(\alpha_{II}(x))\right) + \\ i\left(C_I(\omega_I)\cos(\alpha_I(x)) + C_{II}(\omega_{II})\cos(\alpha_{II}(x))\right)\end{array}} \quad (4.8),$$

де $$\begin{array}{l}\Delta\alpha(x) = \alpha_I(x) - \alpha_{II}(x),\quad \alpha_I(x) = \omega_I T/2 - k_n^I x, \\ \alpha_{II}(x) = \omega_{II} T/2 - k_n^{II} x.\end{array}$$

Далі, переходячи до експоненціальної форми чисельника і знаменика виразу (4.8), і поділивши результат на дійсну та уявну частини, отримаємо:

$$z_{nx}(x) = \rho\frac{\tilde{R}(x)}{\tilde{Q}(x)}\cos(\Delta\gamma(x)) + i\rho\frac{\tilde{R}(x)}{\tilde{Q}(x)}\sin(\Delta\gamma(x)), \quad (4.9)$$

де $\tilde{R}(x) = \sqrt{R_I^2 + R_{II}^2 + 2R_I R_{II}\cos(\Delta\alpha(x))}, R_I = B_I(\omega_I),\ Q_I = C_I(\omega_I),$

$$\tilde{Q}(x) = \sqrt{Q_I^2 + Q_{II}^2 + 2Q_I Q_{II}\cos(\Delta\alpha(x))},\ R_{II} = B_{II}(\omega_{II}),\ Q_{II} = C_{II}(\omega_{II}), \quad (4.10)$$

$$\Delta\gamma(x) = -\gamma_{II}(x) + \gamma_I(x),$$

$$\gamma_I(x) = \operatorname{arctg}\left[\frac{R_I\cos(\alpha_I(x)) + R_{II}\cos(\alpha_{II}(x))}{R_I\sin(\alpha_I(x)) + R_{II}\sin(\alpha_{II}(x))}\right],$$

$$\gamma_{II}(x) = \operatorname{arctg}\left[\frac{Q_I\sin(\alpha_I(x)) + Q_{II}\sin(\alpha_{II}(x))}{Q_I\cos(\alpha_I(x)) + Q_{II}\cos(\alpha_{II}(x))}\right]$$

4.2.3 Імпедансні характеристики плоско-паралельного акустичного хвилеводу з комбінованими границями при поширенні хвилі вздовж осі ординат

З групи рівнянь (4.3) через середнє по часовому інтервалу спостереження T значення суперпозицій тиску $p_n(x,z,t) = p_n^I(x,z,t) + p_n^{II}(x,z,t)$ і відповідних компонентів фазової швидкості $v_{nz}(x,z,t) = v_{nz}^I(x,z,t) + v_{nz}^{II}(x,z,t)$ виду:

$$\bar{p}_n(x,z) = \frac{1}{T}\int_0^T p_n^I(x,z,t)dt + \frac{1}{T}\int_0^T p_n^{II}(x,z,t)dt \quad ,$$

$$\bar{v}_{nz}(x,z) = \frac{1}{T}\int_0^T v_{nz}^I(x,z,t)dt + \frac{1}{T}\int_0^T v_{nz}^{II}(x,z,t)dt \, , \qquad (4.11)$$

визначимо імпеданс $z_{nz}(x,z) = z_{nz}(z)\big|_{x=Const}$ як:

$$z_{nz}(z) = \left.\frac{\bar{p}_n(x,z)}{\bar{v}_{nz}(x,z)}\right|_{x=Const} . \qquad (4.12)$$

Зберігаючи вираз для тиску, використовуючи вирази для $v_{nz}^I(x,z,t)$, $v_{nz}^{II}(x,z,t)$ з групи (4.3), а також інтеграли (4.11), позначення з (4.6), (4.7) та заміну: $\tilde{D}(x) = \sqrt{D_I^2 + D_{II}^2 + 2D_I D_{II}\cos(\Delta\alpha(x))}$,

де $D_I(\omega_I) = a_n\left(\frac{\sin(\omega_I T/2)}{\omega_I T/2}\right)$, $D_{II}(\omega_{II}) = a_n\left(\frac{\sin(\omega_{II} T/2)}{\omega_{II} T/2}\right)$, після аналогічних п.4.2.2 перетворень переходимо до запису імпедансу у фіксованому перетині x вздовж вісі Oz:

$$z_{nz}(x,z)\Big|_{x=Const} = z_{nz}(z) =$$
$$= \rho\frac{\tilde{R}(x)}{\tilde{D}(x)}\cos\left(\Delta\psi(x)\right)ctg\left(a_n z\right)\Big|_{x=Const} + , \qquad (4.13)$$
$$+i\rho\frac{\tilde{R}(x)}{\tilde{D}(x)}\sin\left(\Delta\psi(x)\right)ctg\left(a_n z\right)\Big|_{x=Const}$$

$$\Delta\psi(x) = -\psi_{II}(x) + \gamma_I(x),$$

$$\psi_{II}(x) = arctg\left[\frac{D_I\sin\left(\alpha_I(x)\right) + D_{II}\sin\left(\alpha_{II}(x)\right)}{D_I\cos\left(\alpha_I(x)\right) + D_{II}\cos\left(\alpha_{II}(x)\right)}\right] \qquad (4.14)$$

4.2.4 Результати розрахунків і аналіз результатів

Розрахунки проводилися для першої моди $(n=1)$ хвилеводу глибиною:

$h = 55$ м $x \in [0-300]$ м.

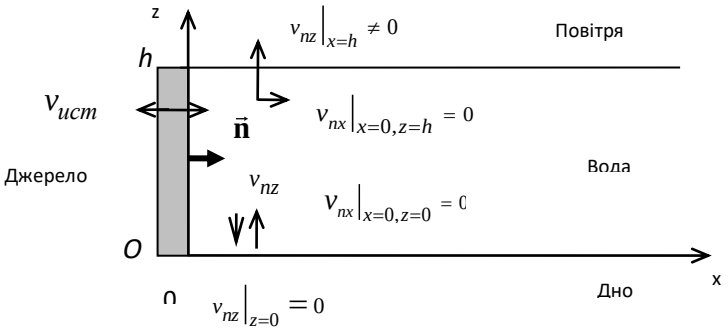


Рис. 4.3 Хвилевод з комбінованими границямиі і поршневим джереломв перетині $x = 0$

При цьому розуміємо. що ідеалізоване джерело. розташоване з лівого боку хвилеводу $x = 0$, а сформований двохчастотний (f_1, f_2) сигнал, – створює в хвилеводі суперпозицію комбінаційнх хвиль, що поширюються на безкінечність.

Робоча поверхня джерела співпадає з віссю Oz і вважається плоским поршнем (рис. 4.3).

Для вказаних умов розраховується, як залежність z_{nx} від поточної координати x (x – в “метрах”) і z_{nz} від z (z – в “метрах” при фіксованих заченнях x).

Частоти джерела f_1, f_2 обрані з області нижніх фундоментальных частот ($\approx(63\text{-}155)$ Гц). Результати розрахунків координатних залежностей повного імпедансу z_{nx} (рис. 4.4 а) – приведено для двох пар частот $f_1 = 63$Гц, $f_2 = 80$Гц та $f_1 = 63$ Гц, $f_2 = 125$ Гц в нормированому вигляді. Розподілення фази F(x) показано на (рис. 4.4 б). На рис. 4.3 також наведено залежності від координати x потокотвірної швидкості u (рис. 4.4 в).

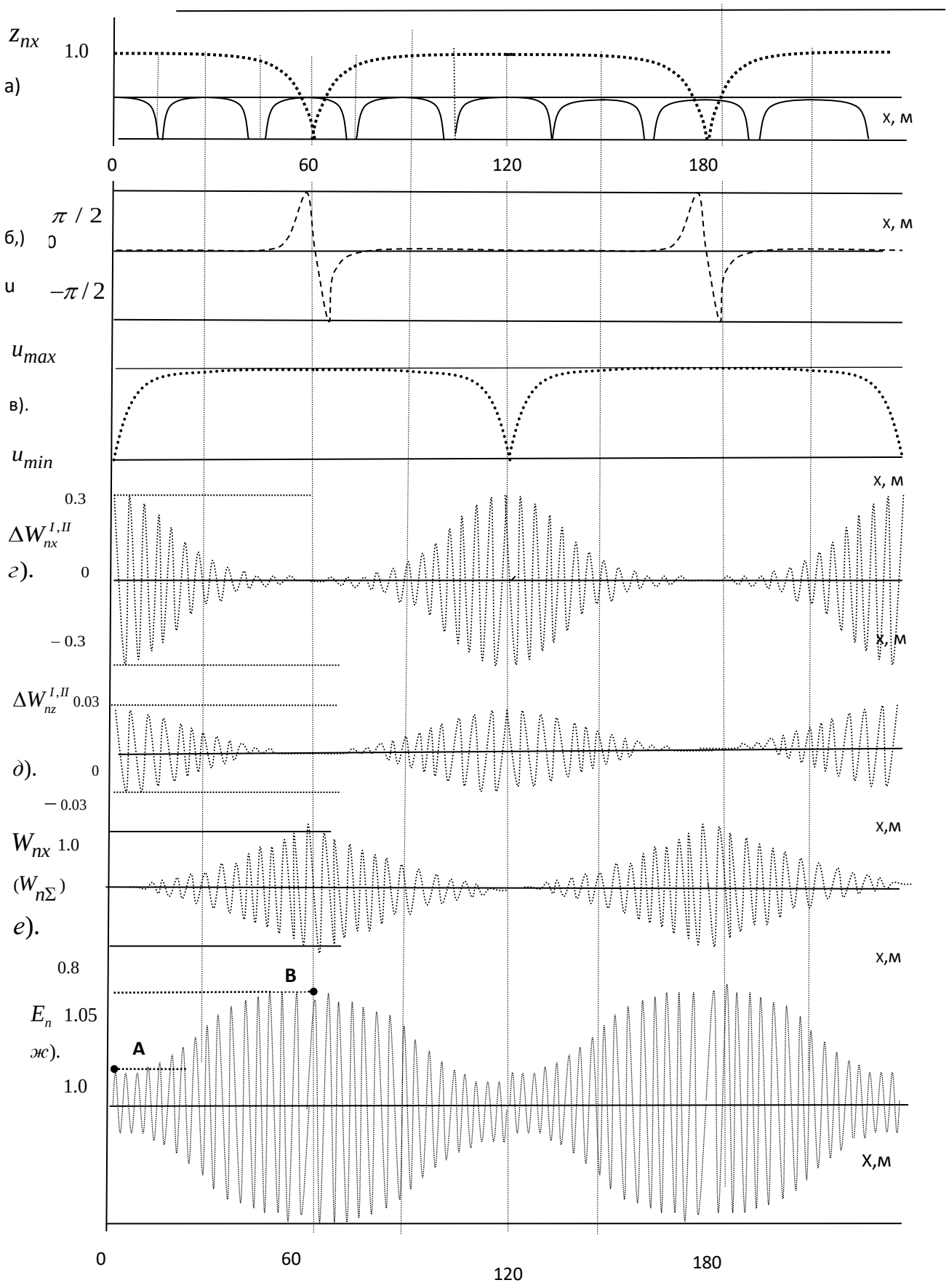


Рис. 4.4 Імпедансні та енергетичні характеристики акустичного поля в хвилеводі з комбінованими границями при двохчастотному збудженні.

Супутні нормовані розрахункові розподілення по каналу густини акустичної енергії E_n (рис. 4.4ж) середньої (за часовим інтервалом спостереження T) складової густини потоку потужності W_{nx} для випадку сонаправленого поширення. Сонаправленість поширення різночастотних коливань визначається шляхом врахування знакозмінних добавок $\pm\Delta W_{nx}^{I,II}$, $\pm\Delta W_{nz}^{I,II}$ (див. рис. 4.4 г, д, е) і вираз (4.15):

$$W_{nx} = W_{nx}^{I} + W_{nx}^{II} \pm \Delta W_{nx}^{I,II}, \qquad W_{nz} = W_{nz}^{I} + W_{nz}^{II} \pm \Delta W_{nz}^{I,II},$$

$$W_{n\Sigma} = \sqrt{\left(W_{nx}\right)^2 + \left(W_{nz}\right)^2}, \tag{4.15}$$

де W_{nx}^{I} – густина потоку потужності для коливання *I* (частота ω_I, компонента x);

W_{nx}^{II} – густина потоку потужності коливання *II* (частота ω_{II}, компонента x);

$\pm\Delta W_{nx}^{I,II}$ – знакозмінна добавка (компонента x);

W_{nz}^{I} – густина потоку потужності коливання *I* (частота ω_I, компонента);

W_{nz}^{II} – густина потоку потужності коливання*II* (частота ω_{II}, компонента z);

$\pm\Delta W_{nz}^{I,II}$ – знакозмінна добавка (компонента z).

Як видно із результатів розрахунків, при двохчастотному збудженні хвилеводу акустичний опір z_{nx} в напрямку поширення хвиль по вісі Ox залежить від координати x (в той самий час у випадку одночастотного збурення [81] така залежність відсутня). Крім цього в хвилеводі складається ситуація періодичного за простором збільшення і зменшення імпедансу z_{nx} (рис. 4.4а) з виникненням періодичних локальних максимумів і мінімумів, які характеризують просторове зменшення або збільшення потоку через відповідний перетин хвилеводу x. Очевидно, першопричиною є дисперсія, що призводить до залежності від координати x результатів інтерференції

комбінаційних коливань, що поширюються у хвилеводі з певною швидкістю руху сигналу (ШПС, п.2).

Наводимо пояснення.

Початково, навіть на нульовій моді і при поршневому збудженні в даному хвилеводі плоска хвиля не формується [81]. Епюра складової коливальної швидкості $\bar{v}_{nz}$ показує її нульове значення на горизонті $z = 0$ [23, 24, 81], що відповідає граничній умові на дні і поширюється на всі перетини $x \geq 0$. Проте, навіть тоді, коли розподілення швидкості по поверхні поршня рівномірне і відмінне від нуля ($\bar{v}_{ист} = \bar{v}_{nx}(x,z)\big|_{x=0} \neq 0$), на границі $z = h$ частки середовища, що контактують з поверхнею джерела, мають коливатися лише зі швидкістю $\bar{v}_{nz}(x,z)\big|_{x=0} \neq 0$, яка направлена вздовж вісі Oz , а швидкість $\bar{v}_{nx}(x,z)\big|_{x=0,z=h} = 0$ [81]. Це обумовлено тим, що границя розділу “вода – повітря”, як акустично м`яка, має майже нульовий опір і шунтує середовище по входу на відмінність від хвилеводу, який має ненульовий опір по входу. У поршня з границею, що примикає до $z = h$ (у поверхні моря), потік часток “іде не в хвилевод, а в границю” [81]. З іншого боку, середня густина потоку потужності вздовж вісі Oz визначається з врахуванням знакозмінної добавки $\pm \Delta W_{nz}^{I,II}$ відносно суми густин потоків різночастотних коливань $W_{nz}^{I} + W_{nz}^{II}$. Таким чином, в силу врахування добавки – $\Delta W_{nz}^{I,II}$ і граничної умови на дні, густина потоку потужності вздовж вісі Oz буде тим меншою, чим більшою є добавка.

В цілому, у поверхні поршня складові W_{nz} і W_{nx} найменші. Такая ситуація відповідає залежностям, наведеним на (рис.4.4 г,д,е), а також відносному локальному мінімуму функції огинаючої комбінаційного коливання і найбільшому значенню потенціальної енергії, яка передається джерелом часткам середовища (рис. 4.4 ж, точка А).

По мірі збільшення значення x величина імпедансу z_{nx} (практично повністю визначеного своєю активною складовою) зменшується та прямує до

першого локального мінімуму при $x \approx 60-62\,м$, який був визначений для наданих вихідних даних (рис. 4.4 а).

Як видно (рис. 4.4 б), зсув фаз $F(x)$ між тиском $\bar{p}_n(x)$ і компонентною швидкості $\bar{v}_{nx}(x)$ на ділянці хвилеводу $0 < x < 57м$ практично дорівнює нулю. Але, по мірі зменшення z_{nx} при наближенні до перетинів $x \approx 60-62\,м$ потокотвірна швидкість *u* збільшується (по аналогії, скажімо, з законом Ома для ділянки кола, де величина струму зворотньо пропорційна активному опору). Зі збільшенням швидкості зменшується і добавка – $\Delta W_{nx}^{I,II}$, а значить, сумарний потік по координаті x – $W_{nx}(x) \approx W_{n\Sigma}(x)$, збільшується. Відмітимо, що по величині значення, складова W_{nz} більше ніж на порядок, менша за W_{nx}. Це дозволяє виключити складову W_{nz} із подальшого розгляду. Крім того, в області перетинів $x \approx 60-62\,м$ спостерігається "кидок" фази швидкості $\bar{v}_{nx}(x)$ на $0+\pi/2; 0-\pi/2$ (рис. 4.4 б). Таке змінення фази обумовлено співвідношенням часових і просторових складових фазових набігів $\Delta\alpha(x) = \alpha_I(x) - \alpha_{II}(x)$, $\alpha_I(x) = \omega_I T/2 - k_n^I x$, $\alpha_{II}(x) = \omega_{II} T/2 - k_n^{II} x$, в знаменниках виразів (4.6), (4.8).

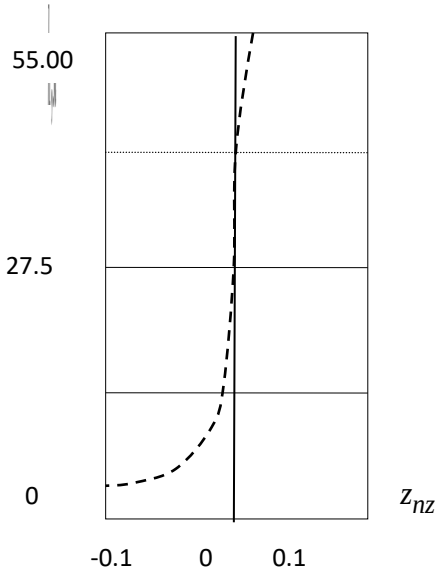


Рис.4. 5. Розрахункова залежність питомого опору z_{nz} від координати z, $h = 55\,м, n = 1$

Подальше збільшення x показує зростання функції $z_{nx}(x)$ до відносного локального максимуму при $x \approx 120$ м . Швидкість при цьому зменшується, що забезпечує зменшення потоку $W_{n\Sigma}(x)$. Далі ефект повторюється з просторовим періодом $T_x \approx 118\text{-}120$ м , який при збільшенні відмінностей частот пакету до октави зменшується до $T_x \approx 27\text{-}30$ м (рис. 4.4а).

Відносно густини акустичної енергії E_n відмітимо, що зі збільшенням x на проміжку $0 < x \leq 60$ м, компонента $\bar{v}_{nx}(x,z)$ з орієнтована в напрямку нормалі $\vec{n}$ і збільшується, показуючи зменшення потенціальної і збільшення кінетичної енергійї часток середовища, які розташовані в напрямку поширення коливань. Тиск і коливальна швидкість практично співпадають по фазі. Частки середовища починають розгон і набувають найбільшого значення швидкості в околиці перетину $x = 60$ м , відповідно, маючи велику кількість кінетичної енергії.

Ця ситуація відповідає відносному локальному максимуму функції огинаючої комбінаційного коливання і набутої частками потенціальної енергії (див. рис.4.4 ж, точка В).

Іншими словами, в перетині $x \approx 60$ м хвилеводу формується максимум густини акустичної енергії E_n , який визначається локальним максимумом кінетичної енергії. Після проходження вказаного перетину, в силу змінення нарямку дії пружних сил середовища, $\bar{v}_{nx}(x,z)$ вектор зорієнтовано в напрямку, протилежному нормалі $\vec{n}$. При цьому тиск і коливальна швидкість знову співпадають по фазі, швидкість зменшується до останова. Кінетична енергія перетікає в потенціальну, яка стає найбільшою в перетині $x \approx 120$ м.

Межі відносного змінення E_n в перетинах хвилеводу пов’язані з діапазоном змінення величини потоку $W_{n\Sigma}$. Це обумовлює змінення E_n від відносних локальних мінімумів до відносних локальних максимумів огинаючої складного коливання при взаємному перетворенні потенціальної енергії в кінетичну і навпаки.

Результати розрахунків залежності z_{nz} від z в обраних вихідних розрахункових умовах показано на на рис. 4.5

Відмітимо деякі особливості.

По-перше, положення відносно складових швидкостей на горизонтах $z = 0$ і $z = h$, опори границь, а також напрямки "потоку часток в границю" горизонту $z = h$ зберігаються. Тому справедливими залишаються співвідношення виду:

$$v_{nz}\big|_{x=h} = 0,\ v_{nz}\big|_{x=0} = 0,\ v_{nx}\big|_{x=0,z=h} = 0,\ v_{nx}\big|_{x=0,z=0} = 0.$$

По-друге, на відміну від монохроматичного збурення, розглядається дещо інша ситуація.Відомо, скажімо в роботах [84, 120], що ("стоячая волна – это явление, представляющее результат суперпозиции бегущих навстречу друг другу гармонических волн одинаковой амплитуды, длины и частоты"). Зрозуміло, що в нашому випадку формування стоячих хвиль вздовж Oz явно не підпадає до цитованого визначення. Отже, в нашому випадку створення стоячих хвиль в перетині хвилеводу x виключено, тому, що коливання вздовж вісі Oz комбинаційні.

При цьому залежність питомого опору z_{nz} від координати z , яка відповідала виразам (4.12), (4.13), повністю визначається заданими граничними умовами задачі і номером моди. За виключенням приграничних $z = h$, $z = 0$ горизонтів широкий діапазон глибин ($\Delta h \approx 10 - 45$) м хвилеводу характеризується практично постійним імпедансом. Акустичні властивості границь $z = h$, $z = 0$ обумовлюють розвинення потоку біля верхньої кромки поршня в напрямку вздовж вісі Oz і стають причиною фазових трансформацій параметрів нормальних хвиль (наприклад, змінення значення фази на протилежне для швидкостей в падаючій і відбитій хвилі при $z = 0$). Придонні горизонти каналу хвилеводу характеризуються безкінечно великим реактивним $z_{nz} = \pm i\infty$, що викликане, як вказано в роботі [62] "нулем епюри коливальної швидкості" на горизонті $z = 0$ хвилеводу заданого типу. Аналогом ситуації, що склалася на поверхні джерела може бути поширення

звуку в трубі, яка з одного боку закрита жорсткою кришкою ($z = 0$) і одним відкритим торцом.

Добавимо, що в розглянутій смузі частот загальний характер залежності $z_{nz}(z)$ не змінюється і визначається функцією ctg(...) , що в свою чергу пов'язано з використаними моделями джерела та каналу.

Спрощене визначення просторового розподілу особливих точок приведене в Додатку С

4.3 Імпедансні характеристики плоско-паралельного акустичного хвилеводу з акустично м`якими границями при збуренні його двочастотним сигналом

4.3.1 Постановка і розв`язок задачі

Розглянемо, мілке море представлене плоско-паралельним хвилеводом з акустично м'яким "дном – підставою" (рис. 2.2). Хвилевід зорієнтовано в прямокутних координатах xOz так, що вісь Ox співпадає з границею дна "вода – дно", а вісь Oz – визначає вертикальний перетин. В перетині хвилеводу $x = 0$ розміщено двохчастотне джерело, яке формує комбінації двох звукових хвиль з частотами ω_1 та ω_2 ($\omega_2 > \omega_1$), які за своїм значенням більші за критичну частоту першої моди хвилеводу, $\vec{n}$-вектор нормалі.

В обраній ситуції формування акустичного поля в хвилеводі потенціал швидкості $\varphi_n(x,z,t)$ для n-ої нормальної хвилі (n = 0, 1,..), що утворюється деяким монохроматичним джерелом відповідно до [23, 24, 62, 81] може бути представлений у вигляді:

$$\varphi_n(x,z,t) = A_n \sin\left[\frac{n\pi}{h} z\right] e^{-i(\omega t - k_n x)}, \qquad (4.16)$$

де A_n – коефіцієнт, який визначається джерелом; h – глибина моря; k_n – хвильове число; n – номер нормальної хвилі, k – хвильове число для вільного поля:

$$k_n = k\sqrt{1-\left(\frac{\omega_{nkp}}{\omega}\right)^2};\ \omega_{nkp} = \frac{\pi nc}{h};\quad k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi f}{c}, \tag{4.17}$$

ω_{nkp} – критична частота , $\omega = 2\pi f$ – кутовачастота, c – швидкість звуку у вільному полі.

Використання формул Эйлера і переходу (наприклад, [23, 24, 62, 81]) від потенціалу швидкості до тиску p_n та компонентам коливальної швидкості v_{nx}, v_{nz}, для хвиль I, II з частотами ω_1 і ω_2 відповідно, призводить до виду:

$$p_n^I(x,z,t) = -i\omega_I\rho A_n \sin\left[\frac{n\pi}{h}z\right]e^{-i(\omega_I t - k_n^I x)},\qquad p_n^{II}(x,z,t) = -i\omega_{II}\rho A_n \sin\left[\frac{n\pi}{h}z\right]e^{-i(\omega_{II} t - k_n^{II} x)},$$

$$v_{nx}^I(x,z,t) = -ik_n^I A_n \sin\left[\frac{n\pi}{h}z\right]e^{-i(\omega_I t - k_n^I x)},\qquad v_{nx}^{II}(x,z,t) = -ik_n^{II} A_n \sin\left[\frac{n\pi}{h}z\right]e^{-i(\omega_{II} t - k_n^{II} x)}, \tag{4.18}$$

$$v_{nz}^I(x,z,t) = -A_n\left[\frac{n\pi}{h}\right]\cos\left[\frac{n\pi}{h}z\right]e^{-i(\omega_I t - k_n^I x)},\qquad v_{nz}^{II}(x,z,t) = -A_n\left[\frac{n\pi}{h}\right]\cos\left[\frac{n\pi}{h}z\right]e^{-i(\omega_{II} t - k_n^{II} x)}.$$

Хвилі I, II, які утворені джерелом, сонаправлені, а хвильові числа для відповідних частот ω_I і ω_{II} записуються як:

$$k_n^I = k^I\sqrt{1-\left(\frac{\omega_{nkp}}{\omega_I}\right)^2},\qquad k_n^{II} = k^{II}\sqrt{1-\left(\frac{\omega_{nkp}}{\omega_{II}}\right)^2}.$$

Для такої ситуації, необхідно визначити питомі акустичні опори z_{nx} в напрямку поширення хвиль (вісь Ox) і z_{nz} – вздовж Oz.

4.3.2 Імпедансні характеристики плоско-паралельного акустичного хвилеводу з акустично м`якими границями при поширенні хвилі вздовж осі абсцис

З групи рівнянь (4.18), використовуючи середнє за часовий інтервал спостереження $T = 2\pi/(\omega_{II} - \omega_I)$ значення суперпозиції тисків $p_n(x,z,t) = p_n^I(x,z,t) + p_n^{II}(x,z,t)$ і відповідних компонентів фазової швидкості $v_{nx}(x,z,t) = v_{nx}^I(x,z,t) + v_{nx}^{II}(x,z,t)$ виду:

$$\bar{p}_n(x,z) = \frac{1}{T}\int_0^T p_n^I(x,z,t)dt + \frac{1}{T}\int_0^T p_n^{II}(x,z,t)dt$$

$$\bar{v}_{nx}(x,z) = \frac{1}{T}\int_0^T v_{nx}^I(x,z,t)dt + \frac{1}{T}\int_0^T v_{nx}^{II}(x,z,t)dt\,, \qquad (4.19)$$

Визначимо імпеданс z_{nx} як:

$$z_{nx} = \frac{\bar{p}_n(x,z)}{\bar{v}_{nx}(x,z)}\ . \qquad (4.20)$$

У виразі (4.20)

$$\bar{p}_n(x,z) = A_n\rho\sin(a_n z)\left[B_I(\omega_I)e^{-i(\omega_I T/2)}e^{i\left(k_n^I x-\pi/2\right)} + B_{II}(\omega_{II})e^{-i(\omega_{II}T/2)}e^{i\left(k_n^{II}x-\pi/2\right)}\right], \qquad (4.21)$$

$$\bar{v}_{nx}(x,z) = A_n\sin(a_n z)\left[C_I(\omega_I)e^{-i(\omega_I T/2)}e^{i\left(k_n^I x-\pi/2\right)} + C_{II}(\omega_{II})e^{-i(\omega_{II}T/2)}e^{i\left(k_n^{II}x-\pi/2\right)}\right],$$

ρ – густина; $a_n = \pi n/h$; $B_I(\omega_I) = \omega_I\left(\frac{\sin(\omega_I T/2)}{\omega_I T/2}\right)$; $B_{II}(\omega_{II}) = \omega_{II}\left(\frac{\sin(\omega_{II}T/2)}{\omega_{II}T/2}\right)$;

$$C_I(\omega_I) = k_n^I\left(\frac{\sin(\omega_I T/2)}{\omega_I T/2}\right); C_{II}(\omega_I) = k_n^{II}\left(\frac{\sin(\omega_{II}T/2)}{\omega_{II}T/2}\right). \qquad (4.22)$$

Після підстановки (4.21) в (4.20), з врахуванням представлень (4.22) і формул Эйлера, для імпедансу z_{nx} запишемо:

$$z_{nx}(x) = \rho\frac{\left(B_I(\omega_I)\sin(\alpha_I(x)) + B_{II}(\omega_{II})\sin(\alpha_{II}(x))\right) + i\left(B_I(\omega_I)\cos(\alpha_I(x)) + B_{II}(\omega_{II})\cos(\alpha_{II}(x))\right)}{\left(C_I(\omega_I)\sin(\alpha_I(x)) + C_{II}(\omega_{II})\sin(\alpha_{II}(x))\right) + i\left(C_I(\omega_I)\cos(\alpha_I(x)) + C_{II}(\omega_{II})\cos(\alpha_{II}(x))\right)}, \qquad (4.23)$$

де $\Delta\alpha(x) = \alpha_I(x) - \alpha_{II}(x)$, $\alpha_I(x) = \omega_I T/2 - k_n^I x$, $\alpha_{II}(x) = \omega_{II}T/2 - k_n^{II}x$.

Далі, переходячи до експоненціального представлення чисельника і знаменника виразу (4.238) з подальшим приведенням до дійсної та уявної складових з послідуючим приведениям до дійсної і уявної складових, отримаємо

$$z_{nx}(x) = \rho\frac{\tilde{R}(x)}{\tilde{Q}(x)}\cos(\Delta\gamma(x)) + i\rho\frac{\tilde{R}(x)}{\tilde{Q}(x)}\sin(\Delta\gamma(x)), \qquad (4.24)$$

де $\tilde{R}(x)=\sqrt{R_I^{\,2}+R_{II}^{\,2}+2R_IR_{II}\cos(\Delta\alpha(x))}$, $R_I=B_I(\omega_I)$, $Q_I=C_I(\omega_I)$,

$\tilde{Q}(x)=\sqrt{Q_I^{\,2}+Q_{II}^{\,2}+2Q_IQ_{II}\cos(\Delta\alpha(x))}$, $R_{II}=B_{II}(\omega_{II})$, $Q_{II}=C_{II}(\omega_{II})$, (4.25)

$$\Delta\gamma(x)=-\gamma_{II}(x)+\gamma_I(x),$$

$$\gamma_I(x)=\operatorname{arctg}\left[\frac{R_I\cos(\alpha_I(x))+R_{II}\cos(\alpha_{II}(x))}{R_I\sin(\alpha_I(x))+R_{II}\sin(\alpha_{II}(x))}\right],$$

$$\gamma_{II}(x)=\operatorname{arctg}\left[\frac{Q_I\sin(\alpha_I(x))+Q_{II}\sin(\alpha_{II}(x))}{Q_I\cos(\alpha_I(x))+Q_{II}\cos(\alpha_{II}(x))}\right] \qquad (4.26)$$

4.3.3 Імпедансні характеристики плоско-паралельного акустичного хвилеводу з акустично м`якими границями при поширенні хвилі вздовж осі ординат

З групи рівнянь (4.3) через середні по часовому інтервалу спостереження T значения суперпозиції тиску $p_n(x,z,t)=p_n^I(x,z,t)+p_n^{II}(x,z,t)$ і відповідних компонент фазової швидкості $v_{nz}(x,z,t)=v_{nz}^I(x,z,t)+v_{nz}^{II}(x,z,t)$ вигляду:

$$\bar{p}_n(x,z)=\frac{1}{T}\int_0^T p_n^I(x,z,t)dt+\frac{1}{T}\int_0^T p_n^{II}(x,z,t)dt,$$

$$\bar{v}_{nz}(x,z)=\frac{1}{T}\int_0^T v_{nz}^I(x,z,t)dt+\frac{1}{T}\int_0^T v_{nz}^{II}(x,z,t)dt, \qquad (4.27)$$

Визначимо імпеданс $z_{nz}(x,z)=z_{nz}(z)\big|_{x=Const}$ як :

$$z_{nz}(z)=\left.\frac{\bar{p}_n(x,z)}{\bar{v}_{nz}(x,z)}\right|_{x=Const}. \qquad (4.28)$$

Зберігаючи вираз для тиску (4.7), використовуючи вирази для $v_{nz}^I(x,z,t)$, $v_{nz}^{II}(x,z,t)$ з групи (4.3), а також інтеграли (4.27), позначення з (4.6), (4.7) і заміну $\tilde{D}(x)=\sqrt{D_I^{\,2}+D_{II}^{\,2}+2D_ID_{II}\cos(\Delta\alpha(x))}$,

де $D_I(\omega_I)=a_n\left(\frac{\sin(\omega_IT/2)}{\omega_IT/2}\right)$, $D_{II}(\omega_{II})=a_n\left(\frac{\sin(\omega_{II}T/2)}{\omega_{II}T/2}\right)$, після аналогічних перетворень приходимо до запису імпедансу в перетині $x=Const$ вздовж вісі Oz:

$$z_{nz}(x,z)\big|_{x=\text{Const}} = z_{nz}(z) = \\ = \rho\frac{\tilde{R}(x)}{\tilde{D}(x)}\cos\left(\Delta\psi(x)\right)\text{ctg}\left(a_n z\right)\Big|_{x=\text{Const}} + i\rho\frac{\tilde{R}(x)}{\tilde{D}(x)}\sin\left(\Delta\psi(x)\right)\text{ctg}\left(a_n z\right)\Big|_{x=\text{Const}} \quad (4.29)$$

$$\Delta\psi(x) = -\psi_{II}(x) + \gamma_I(x),$$

$$\psi_{II}(x) = \text{arctg}\left[\frac{D_I\sin\left(\alpha_I(x)\right) + D_{II}\sin\left(\alpha_{II}(x)\right)}{D_I\cos\left(\alpha_I(x)\right) + D_{II}\cos\left(\alpha_{II}(x)\right)}\right] \quad (4.30)$$

4.3.4 Результати розрахунків і аналіз результатів

Вихідні розрахункові дані цієї роботи залучені з роботи [84], тобто розрахунки проводилися для першої ($n=1$) моди хвилеводу глибиною $h = 55$ м. При цьому передбачалось, що джерело, яке розташоване в перетині $x = 0$ і формує двохчастотний (f_1, f_2) сигнал, створює у хвилеводі групу комбінаційних коливань, що поширюється на безкінечність, а його робоча поверхняспівпадає з віссю Oz. Застосовуючи таке представлення джерела в плоско-паралельній моделі хвилеводу, вважаємо його плоским поршнем (рис. 4.6).

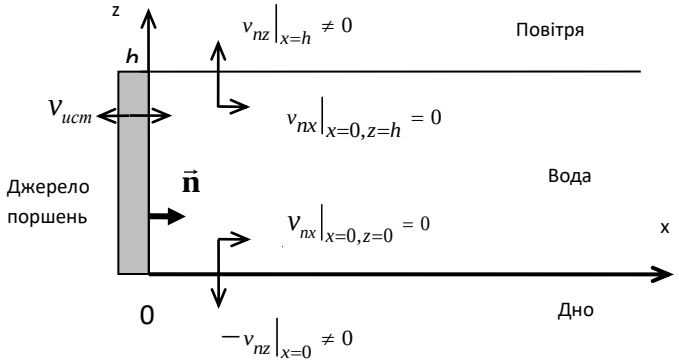


Рис. 4.6 Хвилевод з акустично мякими границями та поршневим джерелом в перетині $x = 0$

При цьому розраховувались залежності z_{nx} від поточної координати x (x – в “метрах”) і z_{nz} від Z (Z – в “метрах” при фіксованих значеннях x). Частоти джерела f_1, f_2 обиралися з області нижніх фундоментаальних частот $\approx(63\text{-}155)$ Гц . Результати розрахунків координатних залежностей повного імпедансу z_{nx} (рис. 4.4а), фази F(x) (рис. 4.4б.) й ілюстративна залежність мінливості потокоформуючої швидкості *u* (рис. 3 в).) наведені для двох груп

частот $f_1 = 63Гц$, $f_2 = 80Гц$ і $f_1 = 63Гц$, $f_2 = 125Гц$ (точкова та суцільна криві відповідно). На рис. 4.4 г, д, е) показано супутні розрахункові нормовані розподілення по каналу хвилеводу середніх за часовий інтервал спостереження T густини потоку потужності (по координатах x і z) для випадку поширення сонаправлених різночастотних коливань – W_{nx}, W_{nz} и $W_{n\Sigma}$, а також густини акустичної енергії E_n:

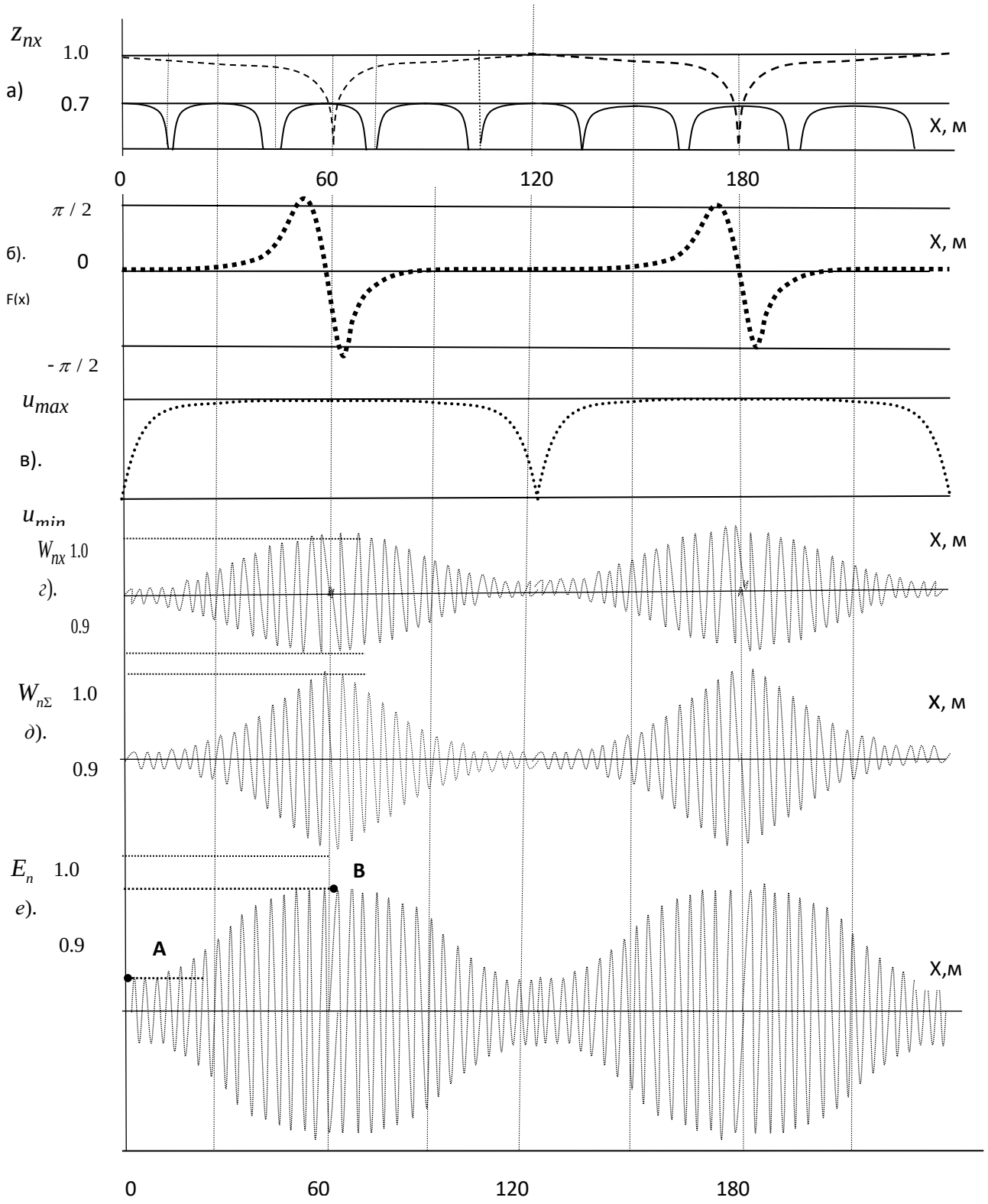


Рис.4.7 Результати розрахунків імпедансних і енергетичних характеристик

$$W_{nx\Sigma} = W_{nx}^{I} + W_{nx}^{II} \pm \Delta W_{nx}^{I,II}, \qquad W_{nz\Sigma} = W_{nz}^{I} + W_{nz}^{II} \pm \Delta W_{nz}^{I,II},$$

$$W_{n\Sigma} = \sqrt{\left(W_{nx\Sigma}\right)^2 + \left(W_{nz\Sigma}\right)^2}, \qquad (4.31)$$

де W_{nx}^{I} – густина потоку потужності для коливання *I*(частота ω_I, компонента x);

W_{nx}^{II} – густина потоку потужності для коливання *II* (частота ω_{II}, компонента x);

$\pm \Delta W_{nx}^{I,II}$ – знакозмінна добавка (компонента x);

W_{nz}^{I} – густина потоку потужності для коливання *I*(частота ω_I, компонента z);

W_{nz}^{II} – густина потоку потужності для коливання *II* (частота ω_{II}, компонента z);

$\pm \Delta W_{nz}^{I,II}$ – знакозмінна добавка (компонента z).

Як видно з результатів розрахунків при двохчастотному збудженні хвилеводу питомий акустичний опір z_{nx} в напрямку поширення хвиль (вісь Ox) на відміну від випадку монохроматичного гармонічного збудження [24, 81], залежить від координати x. При цьому в хвилеводі складається ситуація періодичного за простором збільшення і зменшення імпедансу z_{nx} (рис. 4.7а) з виникненням періодичних локальних максимумів і мінімумів, які характеризують зменшення і збільшення потоку $W_{n\Sigma}$ через відповідний перетин хвилеводу x. Очевидно, причиною є дісперсія, яка веде до залежності від координати і частоти результатів інтерференції, створених в каналі хвилеводу комбінаційних коливань, складові яких поширюються з різними фазовими швидкостями.

Розглянемо розподілення основних характеристик поля, послідовно визначаючи їх в перетинах $x \geq 0$ відповідно до заданих граничних умов. На рис. 4.7 схематично зображені складові коливальної швидкості на поверхні

поршневого випромінювача (перетин $x = 0$), які визначають можливість формування плоских хвиль поршнем у заданих граничних умовах.

З одного боку, задане джерело є ідеальним, як джерело плоских хвиль. Проте, навіть при поршневому збудженні плоска хвиля в даному хвилеводі не утворюється і не поширюється, як наведено в роботі [81] (в тому числі і для нульової моди; див. вираз (4.1) при $n = 0,1,2,..$). Так, навіть в ситуації, коли розподілення швидкості по поверхні поршня є рівномірним та відмінним від поля ($\bar{v}_{ист}(x,z)\big|_{x=0} \neq 0$), на границі $z = h$ частки середовища, що межують з поверхнею джерела мають коливатися лише зі швидкістю $\bar{v}_{nz}(x,z)\big|_{x=0} \neq 0$ вздовж вісі Oz, а швидкість $\bar{v}_{nx}(x,z)\big|_{x=0,z=h} = 0$. Границя розділу “вода – повітря” є акустично мякою, має нульовий опір і шунтує середовище біля поверхні поршня на горизонті $z = h$. Тому в поверхні моря потік часток,як наведено в роботі [81] (“идет не в волновод, а в границу”) в напрямку вектора $\bar{v}_{nz}\big|_{x=0} \neq 0$. Аналогічна ситуація створюється біля дна (границя $z = 0$) з тією відмінністю, що напрямок “донного” вектора $\bar{v}_{nz}(x,z)\big|_{x=0} \neq 0$ є протилежним “приповерховому”: $\bar{v}_{nz}(x,z)\big|_{x=0,z=h} = -\bar{v}_{nz}(x,z)\big|_{x=0,z=0}$. Довжини векторів – однакові. Це зумовлює виникнення однакових потоків, спрямованих у протилежні сторони. Відомо, що для щільності потоків потужності, що поширюються в протилежних напрямках виконується принцип суперпозиції. Тому, результуючий потік $W_{nz\Sigma}$ в перетині $x = 0$ прагне до нуля, а для поверхонь $z = 0$, $z = h$ складові швидкостей $\bar{v}_{nx}(x,h)\big|_{x=0} = 0$, $\bar{v}_{nx}(x,0)\big|_{x=0} = 0$.

Далі, по мірі виконання нерівності $x \geq 0$, ситуація розгортається наступним чином: при збільшенні значення x імпеданс z_{nx}, який повністю визначається лише активною складовою, зменшується, прагнучи до першого локального мінімуму в околі перетинів $x \approx 60\text{-}62$ м. Як видно (рис. 4.7 б), зсув фаз $F(x)$ між тиском $\bar{p}_n(x)$ і компонентою швидкості $\bar{v}_{nx}(x)$ на цій ділянці

хвилеводу практично дорівнює нулю. В малому околі перетину $x = 60$ спостерігається “кидок” фази $\bar{v}_{nx}(x)$ на $0 + \pi/2; 0 - \pi/2$ (рис. 4.7 б), що в свою чергу обумовлено співвідношенням часових і просторових складових фазових набігів $\Delta\alpha(x) = \alpha_I(x) - \alpha_{II}(x)$, $\alpha_I(x) = \omega_I T/2 - k_n^I x$, $\alpha_{II}(x) = \omega_{II} T/2 - k_n^{II} x$, в знаменниках виразів (4.27), (4.28).

З іншого боку виконання граничних умов і рівностей $\bar{v}_{nx}(x,h)\big|_{x=0} = 0$, $\bar{v}_{nx}(x,0)\big|_{x=0} = 0$ в перетині $x = 0$ визначає відносне мінімальне значення густини потоку потужності $W_{nx\Sigma} \approx W_{n\Sigma}$ [85]. Така ситуація відповідає відносному локальному мінімуму функції обвідної комбінаційного коливання і найбільшим значенням потенційної енергії, що повідомляється джерелом частинкам середовища (точка А рис. 4.7 ж). Далі, по мірі збільшення x зростає добавка $+\Delta W_{nx}^{I,II}$, що призводить до зростання потоку $W_{nx\Sigma}$. При цьому потенціальна енергія трансформується в кінетичну, величина якої набуває максимуму в області перетинів околу локального мінімуму імпедансу z_{nx} – тобто там,де швидкість велика, а відповідно, потоки $W_{nx\Sigma} \gg W_{n\Sigma}$ – найбільші (рис. 4.7 в, г, д). Тут ситуація відповідає відносному локальному максимуму функції огинаючої комбінованого коливання (рис.4. 8. е, точка В).

Подальше збільшення x показує зростання функції $z_{nx}(x)$ і збільшення опору до відносного локального максимума при $x \approx 120$ м. Потім ефект повторюєтся з просторовим періодом $T_x \approx 118 - 120$ м, який при збільшенні відмінності частот пакета до октави зменшується до $T_x \approx 25 - 30$ м (рис. 4.8 а).

Межі відносного змінення $E_n(x)$ в перетинах хвилеводу пов’язані з діапазоном змінення величини потоку $W_{n\Sigma}(x)$. Це означає, що $E_n(x)$ змінюється від відносних локальних мінімумів до відносних локальних максимумів огинаючої складного коливання при взаємному перетворенні потенціальної енергії в кінетичну.

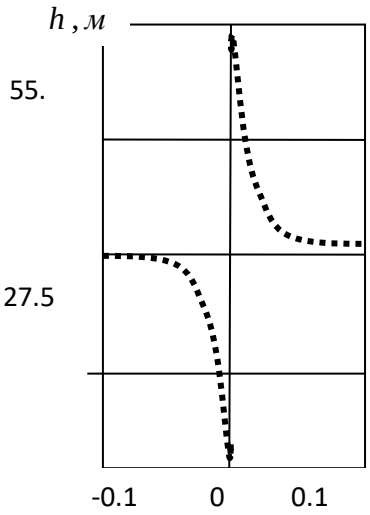


Рис.4.8. Питомий опір z_{nz} по оси Oz,
$f_1 = 63$Гц, $f_2 = 80$ Гц, $h = 55$ м

Розглянемо властивості питомого опору z_{nz} (по осі Oz) (рис. 4.8). По-перше, вказані положення відносно складових швидкостей на горизонтах $z = 0$ і $z = h$, опори границі, а також напрями "потоків частинок в границі" для горизонтів $z = 0$, $z = h$ зберігаються. Тому справедливими залишаються співвідношення виду:

$$v_{nz}\big|_{x=0} = -v_{nx}\big|_{x=0,z=h} \quad 0, \qquad v_{nx}\big|_{x=0,z=0} = 0.$$

Відомо, (скажімо, [81]), що за визначенням [120] "стояча хвиля – це явище, яке представляє результат суперпозиції, які біжать назустріч гармонічних "хвиль однакової амплітуди, довжини і частоти". Зрозуміло, що в нашому випадку утворення сточих хвиль у перетинах хвилеводу не є можливим, так як коливання вздовж вісі Oz – комбінаційні.

При цьому залежність z_{nz} від координати z, яка відповідає виразам (29), (30), повністю визначається заданими граничними умовами. Аналогом ситуації біля поверхні джерела може бути поширення звуку в трубі, що відкрита з обох сторін. Границі і приграничні області характеризуються практично нульовим імпедансом і здійсюють фазові трансформації (див. п.4.4.3).

В той самий час серединні горизонти каналу хвильоводу мають безкінечно великий реактивний імпеданс $z_{nz} = \pm i\infty$, що викликано “нулем эпюры колебательной скорости” [23, 24] в серединному горизонті хвилеводу розглянутого типу для моди $n = 1$.

Добавимо, що в розглянутій смузі частот характер залежності $z_{nz}(z)$ не міняється, так як зберігається для будь-яких перетинів $x > 0$, що пов’язано з використаними моделями каналу і джерела.

4.4. Висновки

Узагальнимо отримані результати.

При роботі двохчастотного джерела в мілкому морі, представленому плоско-паралельним хвилеводом з акустично м'якими межами, відзначені наступні особливості імпедансних характеристик і їх вплив на формування поля в робочому середовищі.

Для питомого акустичного опору в напрямку поширення хвильового пакету z_{nx} (Ox):

1. Імпеданс z_{nx} залежить від величини частот, що складають хвильовий пакет;

2. При збудженні моди $n = 1$ питомий акустичний опір z_{nx} в напрямку поширення хвиль на відміну від ситуації одночастотного збудження залежить від координати x, що обумовлено залежністю від координати і частоти продукту інтерференції комбінаційних хвиль в каналі хвилеводу, які поширюються з різними фазовими швидкостями;

3. Залежність z_{nx} від координати X та від значень частот пакету показує періодичні по простору збільшення і зменшення імпедансу, тобто череду локальних максимумів і мінімумів, що забезпечує просторові змінення густини потоку потужності через відповідні перетини хвилеводу X;

4. Просторові змінення потоку в напрямку вісі Ox визначають послідовність областей відносних найбільших та найменших значень густини

акустичної енергії. Розподілення вказаних енергетичних характеристик обумовлює порядок взаємних перетворень кінетичної та потенціальної енергії, а також характеризує процес передачі акустичної енергії по каналу.

Для питомого акустичного опору в перетинах хвилевод, z_{nz} (Oz):

1. При роботі з двохчастотним хвильовим пакетом імпеданс в вертикальних перетинах хвилеводу z_{nz} повністю визначається граничними умовами задачі, має комплексний характер і особливість виду $z_{nz} = \pm i\infty$;

2. В перетині $x = 0$ для прилеглих до поршня м`яких границь $z = 0, z = h$, компонента швидкість v_{nx} мінімальна, що призводить до виключення середньої за інтервал спостереження густини потоку потужності $W_{nx}(x) \approx W_{n\Sigma}(x) \to 0$ і каже про максимум потенціальної енергії, поданої джерелом;

3. Зі зростанням x в розглянутих розрахункових ситуаціях характер залежності $z_{nz}(z)$ від перетина до перетина зберігається, а средня за період спостереження густина потоку потужності в перетині W_{nz}, як мінімум на порядок менше середньої густини потоку потужності W_{nx}, що дозволяє виключити складову W_{nz} із подальшого дослідження.

РОЗДІЛ 5 ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ

Для з`ясування достовірності теоретичних результатів роботи та визначення їх відповідності практиці, виникає необхідність з`ясування розрахункової дальності дії системи “НК – ПК” по інформаційному гідроакустичному каналу і супутніх технічних характеристик експериментальними даними.

Робот, що присвячені цій тематиці,достатньо багато. Так, питання визначення енергетичної, геометричної та прогнозованої дальності дії ГАЗ освітлювались в тематичній науково-технічній літературі, наприклад, в фундаментальних працях [93-94], посібниках [20,94,95-98,105] та статтях, наприклад, [99-103]. Проте, з точки зору комплексного впливу на інформаційний канал особливостей поширення акустичних хвиль в мілкому морі [99,101,102], виявлення та підтримки надійного зв’язку в системі “НК – ПА” в нормальних гідрологічних та завадових умовахголовними чинниками впливу є дальність виявлення, час утримання та дистанція втрати контакту з ПА. Такий комплексний вплив визначає обмеження розрахункової енергетичної дальності і характеризується просторово-часовими розподіленнями тисків, швидкістю поширення сигналу, інтенсивністю та імпедансів.

Таким чином, експериментальні дослідження проводяться з метою :

1. Підтвердження комплексного впливу чинників формування акустичного поля на обмеження енергетичної дальності ГАЗ по інформаційному гідроакустичному каналу при роботі в мілкому морі системи ”НК – ПА” з двохчастотним сигналом;

2. Підтвердження результатів розв`язку задачі виявлення зануреного ПА, ТТХ якого наближені до ТТХ багатоцільового автономного підводного апарату А9-М (п.1.3, рис. 1.3), або іншого підводного рухомого об’єкту з характеристиками, наближеними до ТТХ ПА А9-М (п.1.3, рис. 1.3);

3. Співставлення розрахункових і експериментальних результатів щодо коригування енергетичної дальності з врахуванням активних та пасивних

завад (шуми моря, ходові шуми НК, ПА, реверберaційна завада) і типу сигналу – повідомлення.

5.1 Вихідні дані щодо постановки і проведення морського експерименту

Скористаємося вихідними даними для проведення розрахунків енергетичної дальності з роботи [103].

В якості абонентів системи обрано:

1. Носій (НК) – Фрегат з характеристиками відповідно до [12,13,103]: довжина $l_{НК} = 122.98$ м; ширина $b_{НК} = 14.2$ м; осадка $g_{НК} = 4.7$ м; тонаж $Q_{НК} = 3700$ т; швидкість максимальна $v_{maxНК} = 35$ вуз; швидкість пошукова $v_{НКпш} = 3$ вуз , рекомендована швидкість (постановка забортних пристроїв) $v_{рНК} = 5$ вуз.

2. Бортова акустична станція – ГАК МГК-335, просторово-енергетичні характеристики якої: характеристика направленості (ХН), коефіцієнт вісьової концентрації (КВК) $\Omega 1$, акустична потужність, що випромінюється $P_{АК} = 10$ кВт; стандартне значення тривалості імпульсу в повідомленні $\tau_i = 2$ мсек. Геометрія акустичної антени (АА) є наближеною.

3. Підводний човен типу “ATILAY”, з підводною аппаратурою типу підводний апарат (ПА) А9-М.Підводний апарат (ПА) А9-М – багатоцільовий автономний підводний апарат призначений для обстеження дна в морських районах з певними особливостями рельєфу з метою отримання гідрографічних та океанографічних даних [12]: довжина $l_{ПА} = 1.98$ м; діаметр $d_{ПА} = 230$ мм; вага $G_{ПА} = 68.5$ кг (тонаж $Q_{ПА} \approx 0.07$ т;); швидкість пошукова $v_{ПАпш} = 3$ вуз. , рекомендована швидкість виходу на режим та максимальна швидкість $v_{ПАmax}$ – $v_{рПА} = v_{ПАmax} = 5$ вуз.

Вважатимемо, що абоненти несуть підводні акустичні модеми Sound Link «LinkQuest UWM 10000» компанії LinkQuest (рис.1.2), які

характеризуються зниженим енергоспоживанням та мають середню стандартну швидкість передачі повідомлень v_d імпульсного типу – не гірше ніж $v_d = 2000$ біт/секунду [106]. Габаритні розміри акустичної антени модема підводного аппарату (ААПА): діаметр $d_{ААПА} = 0.135$ м; висота $h_{ААПА} = h = 0.4$ м;.

Ймовірності правильного виявлення та хибної тривоги $P_{пв}$, F_{xm} (відповідають достатній якості "ПРИЙОМУ – ПЕРЕДАЧІ" повідомлення, можливості помилкового спрацювання системи прийому бітової помилки) оберемо як $P_{пв} = 0.85$ та $F_{xm} = 10^{-3}$.

Умови работи: район –західна частина Чорного моря; хвилювання моря – до 2 балів. глибина моря 70 м; маневрування – на зустрічних курсах; частота першої лопастной гармоніки гребного гвинта носія при числі обертів валу 500 об/хв складає ≈ 33.3 Гц [105]; режим роботи – ГЛ.

5.2 Чисельні дослідження

За результатами робіт [96-98,103], для заданиих ймовірностей правильного виявлення $P_{пв}$ та хибної тривоги F_{xm} параметр виявлення q_0^2 становитиме $q_0^2 = 30 - 31$.

При цьому завада на вході прийомної системи ПА N_0 має бути не гіршою,ніж та, що забезпечення заданої ймовірності правильного виявлення $P_{пв}$, а відношенння $\frac{E_s}{N_0}$ з формули (2.3) п. 2.1.1 визначатиме параметр правильного виявлення q_0^2. Ймовірність правильного виявлення $P_{пв}$ та хибної тривоги F_{xm} включають ймовірність бітової помилки.

Таким чином, при обранні для розрахунків сигналу з флуктуюючою амплітудою і не визначеною початковою фазою, оптимальна частота локації з врахуванням доплеровського зсуву f_{opt} становить 7200 Гц, робоча смуга при цьому не більше $\Delta f_p = \pm 500$ гц, швидкість передачі по міжприладовому

бортовому інтерфейсу для зазначеного модему ***Sound Link «LinkQuest UWM 10000»*** – не гірше 2700 біт/сек.

Енергетична дальність для розглянутих вихідних умов та без врахування розглянутих особливостей формування акустичного поля є досяжною $r = 10000$ м. Але отримана дальність має бути відкорегована по результатам розрахунків чинників комплексного впливу виду просторово-часових розподілень в робочому середовищі тисків, швидкостей , інтенсивностей та імпедансів.

5.3 Проведення і анализ результатів експерименту

Результати морського експерименту відображають маневрування НК і ПА в основному довгими галсами параллельно та перпендикулярно лінії руху ПА (карти і кальки маневрування наведено в додаткуВ(Карта пошукових дій). При цьому обов`язковій фіксації підлягали моменти початку, тривалості та закінчення (повної чи часткової втрати) контактів з ПА відповідно до завдання на вихід НК (Витяг з вахтеного журналу).

Матеріали несення вахти на ГАК, записи в журнал несення вахти на ГАК, а також порядок виконання галсів і режимів руху відображені на картах і кальках маневрування та наведені в доданку Б. Виписки із навігаційного журналу та результати пошуку ПА, фото та картографічні матеріали зведено в [107] (додаток Б).

Під час проведення морського експеримента:

1. Оцінка швидкості передачі даних в умовах завад відбувалася із застосуванням типових ймовірносних критеріїв для абонента – приймача;

2. Врахування умов роботи в мілкому морі велося шляхом визначення і застосування дисперсійних властивостей хвилеводу та окремих поправок на вплив донної реверберації на частоту локації та дальність;

3. В загальному шумовому навантаженні каналу структуровано шумову заваду, яка приведена до входів АА (завада є активною, складалася з шумів моря

і ходових шумів, подається моделями ізотропного та анізотропного типу відповідно);

4. В розглянутому інформаційному гідроакустичному каналі для заданих вихідних даних в частині ймовірностної та сигнально-завадової ситуації, розрахованого значення швидкості обміну інформацією з використанням сигналів обраного типу та ТТХ НК, ПА, енергетична дальність є досяжною в режимах “випромінювання-прийом” НК і ПА з розрахунковою потужністю $P_{АК} = 10\ кВт$ $P_{АК} = 1$ кВт відповідно.

5.4 *Висновки*

Результати натурних робіт в частині виявлення і підтримання контакту з ПА, зв`язку і числових досліджень співпадають і показують, що:

1. ГАЗ носія встановлено контакт з абонентом на дистанції 1700м, який в подальшому був частково втрачено на дистанції 930 м і відновлено при наближенні абонента на відстань 750 м без взаємного змінення параметрів руху.

2. Розрахункова просторова періодичність аномалій сформованого в інформаційному каналі акустичного поля в частині локалізації особливих точок поля інтенсивності, а також просторових розподілень питомого імпедансу обумовлені просторовою мінливістю швидкості поширення хвильового пакету (ШПС). Це призводить до періодичних втрат та відновлювань контакту і зв`язку з ПА, що є однією з причин нестійкості роботи інформаційного гідроакустчного каналу.

3. Спираючись на розраховані значення просторової періодичності особливих локальних областей акустичного поляі $\approx 60 - 70\ м$, відносно відповідної особливої точки за критерієм – 20 дБ” (наприклад, рис.5.1 А), протяжність області тимчасової втрати контакту практично співпадає з розрахунковими значеннями половині просторового періоду слідування вихорових областей.

Іншими словами, прямолінійний рівномірний рух абонента через особливі точки (області) акустичного поля та співпадіння при цьому координат х екстремумів питомих імпедансів ($z_x \to 0$) з координатами особливих точок а може призвести до втрати контакта практично до 30% дистанції $\Delta x \approx 350\,м$ між суміжними перетинами з особливими точками (областями):

1. На відстані $\Delta x \approx 175\,м$ контакт відтворюється (рис. 5.2А), що пов'язано з максимумом коефіцієнту передачі каналу (див. 4.5, 4.9.). При цьому частота різниці $\Delta f \approx 4 - 5\,Гц$, а двохчастотний сигнал утворений складовими $f_1 = 31.5\,Гц$, $f_2 = 35.5\,Гц$;

2. Приведені практичні результати відповідають розрахункам, які вказують на можливікорегування енергетичної дальності в розглянутих умовах.

ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ ІВИСНОВКИ

За результатами виконання роботи можна зробити наступні узагальнення та висновки:

1. В результаті аналізу сучасного стану розробки та експлуатації підводних пошукових роботизованих систем і комплексів визначено, що однією з багатьох важливих проблем створення інформаційних гідроакустичних каналів в мілкому морі для систем “НК – ПА” є врахування особливостей формування акустичного поля в ПЗК. При цьому основні результати роботи отримано шляхом:

   a. виявлення і дослідження особливостей формування скалярних і векторних полів в ХВ;

   b. розвитку поняття “групової швидкості”;

   c. визначення швидкості передачі даних (повідомлення) в умовах стандартної ЗАВАДО-сигнальної обстановки;

   d. вивчення розподілення в ПЗК ХВ імпедансних залежностей;

   e. встановлення характеру впливу розподілень скалярних і векторних характеристик акустичного поля на дальність дії пошукової системи.

2. При роботі немонохроматичним джерелом в акваторії малих глибин, представленої плоским ХВ з ідеальними границями, швидкість поширення хвильового пакета і розподіл енергетичних характеристик, сформованого акустичного поля характеризуються наступними особливостями:

   a. в області частот – 2-3 октави щодо граничної частоти нижніх мод хвилеводу, ШПС відмінна від групової. Основні відмінності полягають в наявності аномалій у вигляді осциляцій швидкості на окремих ділянках кривої частотної залежності ШПС в досліджуваному діапазоні частот;

b. збільшення амплітуди і інтервалу осциляцій ШПС залежить від величини відстані від джерела до обраного вертикального перетину хвилеводу;

c. хвильовий пакет переміщується по хвилеводу зі змінною швидкістю, яка є мінливою по амплітуді від перетину до перетину в межах локальних максимумів і мінімумів ЧХ швидкості. При цьому їх величини і інтервали прояву визначаються значеннями частоти з обумовленого вище діапазону;

d. ШПС пов'язана як з деформацією пакету, так і з перенаправленням потоків потужності в перетинах хвилеводу і від перетину до перетину;

e. перенесення енергії деформованим пакетом, утвореним шляхом додавання сонаправлених когерентних коливань з частотами f_2 і f_1 з урахуванням знакозмінних добавок для потоків, відбувається з швидкістю ШПС.

3. В результаті розв`язку задачі формування поля інтенсивності в плоско-паралельному регулярному хвилеводі з комбінованими границями проведено чисельні дослідження структури поля інтенсивності та:

a. показано можливість використання представлення векторного поля інтенсивності звуку сумою компонентців поля, яке в один і той самий час є і безвихоровим і соленоідальним;

b. оцінено умови розвитку локально-вихорових структур векторного поля інтенсивності, які зв`язані з характером руху часток робочого середовища;

a. на прикладі роботи двохчастотного джерела звуку малих хвильових розмірів в регулярному хвилеводі описано механізм оцінки енергетичних характеристик в ситуаціїї вихороутворення.

При цьому визначено:

a. суттєву (до 40-45 дБ) неоднорідність поля інтенсивності в робочому середовищі за модулем і напрямком;

b. періодичний (по довжині хвилеводу) характер виникнення локально-просторових вихорових структур та сідлових точок в перерізах хвилеводу;

c. залежність наявності вихорових структур та сідлових точок від амплітудно-фазових розподілень тисків та коливальних швидкостей по перетинах хвилеводу для комбінованих границь в конкретних розрахункових умовах;

d. залежність векторної картини поля від горизонтів розміщення джерела.

4. Для питомого акустичного опору в напрямку поширення хвильового пакета z_{nx} (Ox) визначено:

a. імпеданс z_{nx} залежить від величин частот, що складають хвильовий пакет;

b. при збудженні моди $n=1$ питомий акустичний опір z_{nx} в напрямку поширення хвиль на відміну від ситуації одночастотного збудження залежить від координати x. Це обумовлено залежністю від координати і частоти продуктів інтерференції комбінаційних хвиль в каналі хвилеводу, які поширюються з різними фазовими швидкостями;

c. залежність z_{nx} від координати x та від значень частот пакета показує періодичні по простору збільшення і зменшення імпедансу , тобто череду локальних максимумів і мінімумів, що забезпечує просторові змінення густини потоку потужності через відповідні перетини x хвилеводу;

5. Для питомого акустичного опору в перетинах ХВ z_{nz} (Oz) визначено, що при работі з заявленим хвильовим пакетом імпеданс в

вертикальних перетинах хвилеводу z_{nz} повністю визначається граничними умовами задачі, має комплексний характер і особливість виду $z_{nz} = \pm i\infty$.

6. Результати натурних робіт в частині виявлення і підтримання контакту з ПА, зв`язку і числових досліджень співпадають і показують, що:

a. ГАЗ носія встановлено контакт з абонентом на дистанції XX М, який в подальшому було частково втрачено на дистанції 930 м і відновленно при наближенні абонента на відстань 750 м без взаємного змінення парметрів руху;

b. спираючись на розраховані значення просторової періодичності особливих локальних областей акустичного поляі $\approx 60 - 70$ м відносно відповідної особливої точки за критерієм "– 20 дБ", протяжність області тимчасової втрати контакту практично співпадає з розрахунковими значеннями половині просторового періоду слідування вихорових областей;

b. через проміжок $\Delta x \approx 175$ м контакт відтворюється (рис. 5.2А), що пов'язано зі збільшенням до максимуму коефіцієнта передачі каналу. При цьому частота різниці $\Delta f \approx 4 - 5$ Гц , а двохчастотний сигнал утворено складовими $f_1 = 31.5$ Гц, $f_2 = 35.5$ Гц;

a. розрахункова просторова періодичність аномалій сформованного в інформаційному каналі акустичного поля в частині локалізації особливих точок поля інтенсивності, а також просторових розподілень питомого імпедансу обумовлені просторовою мінливістю швидкості поширення хвильового пакета (ШПС). Це призводить до періодичних втрат та відновлювань контакту і зв`язку з ПА, що є однією з причин нестійкості роботи інформаційного гідроакустического каналу;

b. прямолінійний рівномірний рух абонента через особливі точки (області) акустичного поля та співпадіння при цьому координат x екстремумів питомих імпедансів ($z_x \to 0$) з координатами особливих точок може призвести до втрати контакта на інтервалі, який практично

становить до 30% дистанції $\Delta x \approx 350$ м між суміжними перетинами з особливими точками (областями).

Наведені практичні результати відповідають розрахунковим, що показує можливість суттєвого корегування енергетичної дальності дії ГАС в умовах мілкого моря.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Еремеев В.Н.,Годин Е.А.,Халиулин А.Х. Банк океанологических данных МГИ НАН Украины: Современное состояние, использование Черноморским океанографическим сообщестом и перспективы развития.Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа. 2005. Вип. №13. С. 394-405.

2. Ageev M.D., Kiselev L.V., Shcherbatyuk A.P. Tasks for autonomous underwater robot. *Fifth International Conference on Advanced Robotics.'Robots in Unstructured Environments'* 1991. ICAR, vol. 2. P. 1360—1364.

3. Furlong, Maaten & Marlow, R & McPhail, S & Munafo, Andrea & Pebody, Miles & Phillips, Alexander & Roper, Daniel & Salavasidis, Georgios. *Oceanids: Building Next Generation Maritime Autonomous Systems.* 2018.10.24868/issn.2631-8741.2018.003.

4. Whitcomb L., Yoerger D.R., Singh H., Howland J. Advances in Underwater Robot Vehicles for Deep Ocean Exploration: Navigation, Control, and Survey Operations. In: Hollerbach J.M., Koditschek D.E. (eds) Robotics Research. Springer, London. 2000.

5. C. von Alt *et al.*, "Hunting for mines with REMUS: a high performance, affordable, free swimming underwater robot, "*MTS/IEEE Oceans 2001. An Ocean Odyssey. Conference Proceedings (IEEE Cat. No.01CH37295)*, Honolulu, HI, USA, 2001, vol.1. doi: 10.1109/OCEANS.2001.968686. P. 117-122.

6. Bellingham, J.G., & Rajan, K.. Robotics in Remote and Hostile Environments. *Science.* 318(5853). 2007.. doi:10.1126/science.1146230.P. 1098—1102.

7. Siesjoe J. An Underwater Robotics Platform for Hybrid AUV/ROV Systems. *Offshore Technology Conference*. 2018. doi:10.4043/28900-ms.

8. Zereik, Enrica & Bibuli, Marco & Miskovic, Nikola & Ridao, Pere & Pascoal, Antonio. Challenges and future trends in marine robotics. *Annual Reviews in Control.*2018. 10.1016/j.arcontrol.2018.10.002.

9. Авіаційна радіогідроакустична система на базі пасивних ненаправлених буїв РГБ-16В РГС «ЯТРАНЬ». Настанова щодо експлуатації

ЦИВЖ.365127.009РЭ. Радіогідроакустична система “Ятрань”. https://milnavigator.tv/. Military Navigator. 2018.

10. Бочаров Л. Необитаемые подводные аппараты: состояние и общие тенденции развития. *Микроробототехника -Электроника. Наука, технология, бизнес.* 2009. №7. С. 62-93.

11. Простаков А.Л. Электронный ключ к океану. *Л: Судостроение.* 1986. 184 с.

12. А.Бойко Каталог военных роботизированных аппаратов. Подводные роботы. http://robotrends.ru/robopedia/podvodnye-voennye-robotizirovannye apparaty. (дата звернення: 15.07.2018).

13. А.Бойко Каталог подводных роботов. http://robotrends.ru/robopedia/katalog-podvodnyh-robotov. (дата звернення: 19.07.2019).

14. ГОСТ Р 56960-2016 Аппараты необитаемые подводные. Классификация.

15. Дерепа А. В., Лейко А. Г., Меленко Ю. Я. под ред. А. В. Дерепы. Киев: ИД Дмитрия Бураго. Основы военно-технических исследований. Теория и приложения. Монография в 8 т. Т. 8. Комплексная система «гидроакустическое вооружение – надводный корабль». Проблемные аспекты системы «гидроакустическая станция – надводный корабль» с антеннами переменной глубины. 2016. 400 с.

16. Евтютов А.П. Справочник по гидроакустике. Л. Судостроение. 1988. 552с.

17. Фрегат Гетьман Сагайдачний (флагман ВМСУ), https://mil.in.ua/uk/articles/u130-sahaidacny. (дата звернення 26.07.2019).

18. Ковзель Д.Г. Технические средства гидроакустического мониторинга сейсморазведочных работ на шельфе. *Акустический журнал. Физические основы технической акустики.* 2018, том 64, № 5, С. 605–617.

19. Кацнельсон Б.Г. Акустика мелкого моря / Б.Г. Кацнельсон, В.Г.Петников М.: Наука, 2011. 105 с.

20. Сташкевич А.П. . Акустика моря. *Л:* Судостроение. 1966. С. 344

21. Карновский М.И. Распространение звука в волновых каналах: метод. пособ. М.И. Карновский. Киев. Изд. КПИ. 1981. 30 с.

22. Карновский М.И. Асиптотические методы в акустике: метод. пособ. Киев. Изд. КПИ.1982. 72 с.

23. Мелешко В.В., Маципура В.Т., І. А.Улитко, Теорія хвилеводів: навч. посіб. Київ. Видавничо-поліграафічний центр “Київський університет”. 2013. 415 с.

24. Гринченко В.Т., Вовк І.В., Маципура В.Т. Основи акустики. Навч. посіб. Киев. Наук. Думка. 2007. 638 с.

25. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Акустика океана. Физика океана. Том2 Гидродинамика океана. *Москва. Наука*. 1978. С.40-143.

26. Кебкал К.Г., Дидковский В.С. Аализ путей развития средств цифровой гидроакустической связи. *Монография. Севастополь.* 2010. 108 с.

27. Бочаров Л.Л. Необитаемые подводные аппараты: состояние и общие тенденции развития. *Микроробототехника - Электроника. Наука, технология, бизнес*. 2009. №7. С.62-93.

28. Ярошенко А.А., Ластовенко О.Р., Лисютин В.А., Калинюк И.В.. О влиянии профиля скорости звука и течений на распространение акустических волн в море. *Вісник Сумського державного університету. Серія Фізика, математика, механіка.* 2007. №1. С.178-186.

29. Гоноровский. Радиотехнические цепи и сигналы. Учебник для ВУЗ, Радио и связь. Москва. 1986. 512 с.

30. Луньков А.Л., Петников В.Г., Черноусов А.Д. Оценка єфективной скорости звука в дне и мелководніх акваториях. *Акустический журнал*. 2015. Т.61. №6. С. 745-753.

31. Самченко А.Н., Швырев А.Н., Пивоваров А.А., Коротченко Р.А. Распространение низкочастотного акустического сигнала в мелком море с учетом влияния неоднородностей в донных обложений. *Подводные исследования и робототехника.* 2011. № 2(12). С. 52-56.

32. Абросимов Д.И., Петухов Ю.В. Особенности пространственной интерференционной структуре акустического поля в мелком море *Акустический журнал.* 2000. Т.46. №1. С. 5-12.

33. Кацнельсов Б.Г., Перепелков.С.А., Петников В.Г. О возможности селекции нормальных волн. *Акустический журнал.* 2004. Т.50. №5. С. 646-546.

34. Маленко Ж.В., Ярошенко А.А. Пространственно-частотные структуры звукового поля в волноводах мелкого моря с поглощением. *Вісник СевНТУ: зб. наук. пр. Вип. 148/2014. Серія: Механіка, енергетика, екологія. Севастополь. 2014.* С. 222-227.

35. Луньков А.А., Пересёлков С.А., Петников В.Г. Поверхностная реверберация в мелком море при использовании сфокусированного излучения. *Акустический журнал.* 2008, том 54, № 6. С. 971-980.

36. Луньков А.А. Реверберация широкополосных сигналов в мелком море при использовании фокусировки звука. *Акустический журнал.* 2018Том 64 .№ 3. С. 359-368.

37. Папкова Ю.И. Волновод пекериса в случае неоднородного профиля скорости звука и поглощающего основания. *Акустичний вісник.* 2010. Том 13, N3. С. 42-50.

38. Ластовенко О.О., Лиисютина А.Р., Ярошенко А.,О. Решение для импульсной характеристики волновода пекериса с поглощающим дном методом стационарной фазы. *Акустичний вісник.* 2009. Том 12, N1. С. 64-71.

39. Буланая М.А., Вовк И.В., ГринченкоВ. Т.Г., Мацыпура В.Т. *Акустичний вісник.* 2008. Том 11, N4. С. 9-23.

40. William A. Kuperman and Philippe Roux. Underwater acoustics. Marine Physical laboratory, Scripps Institution of Oceanography University of California, San Diego. 2014. 96 p.

41. Скребнев Г.К. Комбинированные гидроакустические приемники. СПБ: Эл.мор.1997. 200 с.

42. Гордиенко В.А. Векторно-фазовые методы в акутике. Москва. Физматлит. 2007. 480 с.

43. Лобанов В.Н., Петухов В.Н. Пространственно-частотное распределение интенсивности широкополосного звука в мелком мор. *Акустический журнал.* 1993Т. 39.№6. С. 1093-1105.

44. Гордиенко В.А. Гордиенко Т.В., Краснописцев Н.В., Некрасов В. Н. Векторно-фазовые методы и создание перспективных акустических систем нового поколения ВМУ. Серия 3. *Физика. Астрономия.* 2014. №2 3. *Обзор Радиофизика, Электроника, Акустика.* 21 с.

45. Ластовенко О.Р., Лисютин В.А. Особенности векторных акустических полей в волноводах мелкого моря. *Збірник наукових праць СНУЯЕтаП.* 2014. С. 192-198.

46. Щуров В.А., Кулешов В.П., Ткаченко Е.С. Вихри акустической интенсивности в мелком море. *Электронный журнал "Техническая акустика"* 2010. 12 с. http://ejta.org (дата звернення 20.10.2019).

47. Щуров В.А. Вихревой перенос акустической энергии в мелком море. Щуров В.А., Кулешов В.П., Ткаченко Е.С., Черкасов А.В. *Сб. трудов XIII школы-семинара им. акад. БреховскиЛ.М. х, совмещенной с XXIII сессией РАО. - М.: ГЕОС*. 2011. С. 94-97.

48. Савин В.Г., Лейко А.Г, Бабаев А.Э. Акустические и механические поля радиально поляризованного цилиндрического вибратора при импульсном электрическом возбуждении. *Акустический журнал.*1989. №2. С. 211–217.

49. Моргун И.О. Реакция экранированных сферических преобразователей на импульсное акустическое воздействие. *Інформаційні системи, механіка та керування.* 2009. Т№ 2. С.11–18.

50. Савин В.Г. Преобразование акустических импульсов в электрические цилиндрической пьезокерамической оболочкой. *Акустический журнал.* 1992. Т. 33. №.1. С.144–149.

51. Чайка О., Ярошенко М., Коржик О. Визначення первинних класифікаційних ознак монохроматичного джерела в мілкому морі. *MICROSYSTELECTRONACOUST*. 2018. VOL. 23, № 6 , С. 48-57.

52. Безручко А.О., Дідковський В.С., Гладкіх М.Д., Коржик О.В. До питання

про деформування різночастотного кодово-імпульсного акустичного сигналу в подводному звуковомуу каналі. *Системи обробки інформації. Вип.10 (135). ХУПС. Харків.* 2015.С. 12-15.

53. Дідковський В.С., Гладкіх М.Д., Коржик О.В. Распространение звукового імпульсного информационного сообщения в плоскопараллельном волноводе с идеальными границами. *Електроника и связь.* 2016. Т. 21(922). С.82-95.

54. Коржик О.В., Гладкіх М.Д. Распространение двухимпульсного информационного сообщения в плоскопараллельном волноводе с идеальными границами. *BulgarianjournalfoEngineeringdesign, Issue 31*.January 2017. P. 78-85.

55. Основы теории передачи информации. Москва. Изд. Дом Вильямы. 2015. 300 с.

56. B. Sklar . Digital /communikatios/ Boris Sklar/ NJ, Prentice Hall. 2001 c.

57. J.A. Mann Instantta neeous and time-averaged energy in acoustic fields. .A. Mann, J. Tichy, A. Romano. *JASA.*1987. №;82.C.17-30.

58. KorzhykO.V, DidkovskyiV.S, KurdiukS.V., PavlenkoюO.I. Features of the Dual-Frequency Acoustic Signal Velocity in the Shallow Sea. *Romanian Journal of Acoustics and Vibration.*Vol 16 No 2 2019, C.96-105. IEEE Catalog Number: CFP1905U-ART, ISSN 1584-7284.

59. Elaisse M., Garcia-Moliner F. Propagation of wave packets and frequency-dependent internal friction. In Mason's book. Physical acoustics. Principles and methods. 1966. T. 5. M: Mir. 332 p.

60. Brillouin. Wave propagation and group velocity. Ney York. L.Acad. Press. 1960.154 p.

61. A Sommerfeld Ein Einwand gegen die Relativtheorie der Elektrodynamik und seine Beseitigung Physikalische Zeitschrift 8: 841. 1907. GS: II, 183-184.

62. Isakovich M. A.General Acoustics. *M.:* Nauka. 495 p.

63. Vainshtaine L.A. Electromagnet Waves. *M.*:Radio i svias. 1988. 440 p.

64. Kopeikin V.V. Refraction of waves in linear media with frequency dispersion. M: Nauka. 2007. 142 p.

65. Гордиенко В.А., Ильичев В.И., Захаров Л.Н. Векторно-фазовые методы в акустики. Москва. Наука. 1989. 224 с.

66. Гордиенко В.А. Некрасов В.Н. Векторно-фазовые методы иследования в гидроакустике. *Вестник Московского университета.* 1994. Серия 3: Физика, астрономия, издательство Изд-во Моск. ун-та (М.), том 35, № 6, с. 93-104.

67. Щуров В.А., Черкасов В.П., Вихревые А.В. Свойства интенсивности в мелком море. *Акустический журнал.* 2011. Т. 57, № 6. С. 837-843.

68. Chien C.F. Singular points of intensity in two-dimensional sound fields. C.F. Chien, R.V. Waterhouse. J. *Acoust. Soc. Am.* 1997. V. 101, N 2. P. 705-712.

69. Kochin R.E. Vektornoe ischislenie i nachala tenzornogo ischisleniya. M. Nauka. 1965. 427 p.

70. Jasse Rassel, Roland Cohn. The Helmholtz decomposition theorem. VSD. 2012. 118 p.

71. Карновский М.И. Асимптотические методы в акустике. Киев. КПИ. 1982 . 72 с.

72. DidkovskyiV.S., KorzhykO.V., NaidaS.A., KurdiukS.V, NizhynskaV.O. About Peculiarities of Restricting the Energy Range of Action of Communication Underwater Systems in the Shallow Sea. *CONFERENCE PROCEEDINGS, 2020 IEEE 40th International Conferenceon Electronics and Nanotechnology, ELNANO.* 2020.C.723-727.IEEE Catalog Number: CFP2005U-ART ISBN: 978-1-7281-9713-5.

73. About Peculiarities of Restricting the Energy Range of Action of Communication Underwater Systems in the Shallow Sea, 2020 IEEE 40th International Conference on Electronics and Nanotechnology, ELNANO. 2020 – Proceedings. 2020. 9088781. P. 723–727.

74. Brillouin L. Wave propagation and group velocity. Ney York. L: Acad. Press. 1960.154 p.

75. Yaroshenko V.O., Chaika O.C., Korzhyk O.V. Singular points of vector intensity’s field in waveguide with combine boundaries. *MikrosystElectronAcoust.* 2018. Vol. 23, № 1. P. 44-54.

76. GorelikG.C. Oscillations and waves. M: GIFML.P.1959- 572.

77. Щуров В.А., Кулешов В.П., Черкасов А.В. Вихревые свойства интенсивности в мелком море. *Акустический журнал.* 2011. Т. 57, № 6, С. 837-843.

78. Chien C.F. Singular points of intensity in two-dimensional sound fields. C.F. Chien, R.V. Waterhouse. J. *Acoust. Soc. Am.* 1997. V.101, N 2. P. 705-712.

79. Jasse Rassel, Roland Cohn. The Helmholtz decomposition theorem. VSD. 2012. 118 p.

80. KorzhykO.V, DidkovskyiV.S, KurdiukS.V., Pavlenkою O.I. On the Formation of Field of Sound Intensity in the Shallow Sea Conditions. CONFERENCE PROCEEDINGS. IEEE 39th International Conferenceon Electronics and Nanotechnology, ELNANO. 2019. DOI:10.1109/ ELNANO47215.2019. IEEE Catalog Number: CFP1905U-ART ISBN: 978-1-7281-2065-2. С.626-630.

81. Naida S. Acoustic Theory Problems Of Speech Production In The Light Of The Discovery Of The Formula For The Middle Ear Norm Parameter. Proc. of IEEE 35th Int. Sc. Conf. Electronics and Nanotechnology (ELNANO). 21-24 April 2015, Kyiv, Ukraine. DOI**:** https://doi.org/10.1109/ELNANO.2015.7146907. P. 347-350.

82. Karnovsky M.I. Handbook. Theoretical basics of hydroacoustics. K: KPI. 1986. 68 p.

83. Bobber R. Hidroakustiicheskie izmerenia. L: Sudostroenie.1983. 324 p.

84. Rzhevkin S. M. The course of lectures on the theory of sound. M: MGU. 1960. 336 p.

85. Korzhyk M.O., Kurdiuk S.V., Korzhyk O.V. Імпедансні характеристики пласко-паралельного акустичного хвилеводу з акустично м`якими границями при збудженні його двохчастотним сигналом», *Мікросистеми, Електроніка та Акустика*, 2018 рік, Т23 №4. DOI: 10.20535/2523-4455.2018.23.4.137528. ISSN 2523-4447. С.65-72.

86. Вершинин А.С. Экспериментальная оценка скорости передачи данных макета гидроакустического модема spiiras proceedings. 2016. *Issue 3(46). ISSN* 2078-9181 (print), ISSN 2078-9599 (online) www.proceedings.spiiras.nw.ru. (датазвернення: 15.01.2020).

87. Филиппов Б. И., Энергетический расчёт гидроакустических линий связи, *Вестн. Астрахан. гос. техн. ун-та. Сер. управление, вычисл. техн. информ.* 2016, номер 3, С.67–77.

88. Ластовенко О.Р., Лисютин В.А., Ярошенко А.А. Моделирование передаточных и импульсных характеристик гидроакустических волноводов. Волновод с абсолютно отражающими границами. *Акустичний вісник.* 2007. Том 10, N 4. С. 59-69.

89. William A.K., Roux P. Underwater Acoustics.*Marine Physical laboratory, Scripps Institution of Oceanography University of California. San Diego.*2007.DOI: 10.1007/978-0-387-30425-0_5. 96 p.

90. William A. Kuperman and Philippe Roux. Underwater Acoustics. Marine Physical laboratory, Scripps Institution of Oceanography University of California, San Diego. 2004. https://www.researchgate.net/publication/234472513_ Underwater_Acoustics (дата звернення: 20.02.2020).

91. Л.Ф. Лепендин. Акустика. Москва. Высш. Школа.1978. 448 с.

92. М.А. Сапожков Электроакустика. Москва. Связь. 1978. 272 с.

93. В.Н. Тюлин. Основные явления, связанные с распространением акустических волн в морской среде. Л.:ВМА ім. А.Н. Крилова. 1956 .238 с.

94. Urick RJ. "Principles of Underwater Sound", 3rd ed. McGraw-Hill Book Company, 1983. 445 p.

95. Evtutov. V. Mitko Ingenernie rascheti v hidroakustike. L: Sudostroenie. 1988. 288 p.

96. Шоцкий Б.И. Проектирование гидролокаторов: монография в 3 частях. Часть 1. Шоцкий Б.И. КПИ. К: 1984. 48 с.

97. Шоцкий Б.И. Проектирование гидролокаторов: монография в 3 частях. Часть 2. Шоцкий Б.И. КПИ. К: 1985. 84 с.

98. Шоцкий Б.И. Проектирование гидролокаторов: монография в 3 частях. Часть 3. Шоцкий Б.И. КПИ. К: 1986. 60 с.

99. Абаренов С. П., Арсентьев В. Г., Криволапов Г. И. О выборе частотных и пространственных параметров гидроакустических информационно-

управляющих сетей на основе обобщенных энергетических показателей фундаментальная и прикладная гидрофизика. *Сибирский государственный университет телекоммуникаций и информатики, Новосибирск.* 2014. Т. 7, № 2. С. 27-35.krivolapov@sibsutis.ru (дата звернення: 01.02.2020).

100. Филиппов Б. И. Энергетический расчет гидроакустической линини святи системе коммуникаций и сетевые технологи. *Вестник АГТУ Сер. Управление, вычислителная техника и информатика.* 2016. №3. С. 67-77.

101. DidkovskyiV.S., KorzhykO.V., NaidaS.A., KurdiukS.V, NizhynskaV.O. About Peculiarities of Restricting the Energy Range of Action of Communication Underwater Systems in the Shallow Sea. CONFERENCE PROCEEDINGS, 2020 IEEE 40th International Conferenceon ELECTRONICS AND NANOTECHNOLOGY (ELNANO). 2020. IEEE Catalog Number: CFP2005U-ART ISBN: 978-1-7281-9713-5. P.723-727.

102. Вершинин А.С. Экспериментальная оценка скорости передачи данных макета гидроакустического модема. *SPIIRAS Proceedings*. 2016. Issue 3(46). ISSN 2078-9181 (print), ISSN 2078-9599 P. 40-48. www.proceedings.spiiras.nw.ru (датазверення: 20.02.2020).

103. Didkovskii V.D., Korzhyk,O.V, Naida S,A. Operational energy range calculation “carrier-underwater vehicle” system on used of hydroacoustic communication channel in shallow sea. *Озброєння та військова техніка. ЦНДІ ОВТ ЗС України.* 2018. № 4(24). P.56-63.

104. Евтютов А.П., Митько В.В. Инженерные расчеты в гидроакустике. Л: Судостроение. 1988. 277 с.

105. Дерепа А.В. Гидроакустические помехи и их влияние на структуру построения системы гидроакустическая станция – надводный корабль (Часть 1) *Озброєння та військова техніка*. 2016. С. 29-36.

106. Автономний безпілотний підводний аппарат A9-M. https://www.ecagroup.com/en/solutions/a9-m-auv-autonomous-underwater-vehicle. (дата звернення: 21.02.2020).

107. Protocol. vid.20.01.2015. Provedennia eksperimentu po viyavlennu ta pidtrimannu kontaktu z abonentom.Odessa.2015. P.1-8.

108. Dall'Osto DR, Dahl PH. Elliptical acoustic particle motion in underwater waveguides.J Acoust Soc. Am. 2013 Jul;134(1):109-18. doi: 10.1121/1.4807747. PMID:23862789.

109. Dahl PH, Dall'Osto DR, Farrell DM. The underwater sound field from vibratory pile driving. J Acoust Soc Am. 2015 Jun;137(6):3544-54. doi: 10.1121/1.4921288.PMID: 26093441.

110. G.M. Wenz. Acoustic Ambient Noise sn the Ocean. Spectra and Sourc-JASA. 1962. Vol. 34. p. 1936.

111. Дидковский В.С., Коржик А.В. Многомодовые системы в задачах звукоподводной святи. *Системи обробки інформації*. 2013. випуск 7 (114). С.7-13.

112. Ярошенко А.А., Ластовенко О.Р., Лисютин В.А. О влиянии профиля скорости звука течений на распространене акустических волн в море. *Вісни Сум ДУ. Математика, фізика, механіка.* № 1. 2007. С. 178-186.

113. Фрегат «Гетьман Сагайдачний» https://fraza.ua/analytics/262189-ukrainskij-arsenal-fregat-getman-sagajdachnyj. (дата звереннння: 25.03.2020).

114. Евтютов А.П. Инженерные расчеты в гидроакустике Евтютов А.П., Митько В.Б. Л: Судостроение. 1988. 240 с.

115. Шоцкий Б.И. Проектирование гидролокаторов: монография в 3 частях. Часть 2. Шоцкий Б.И. КПИ. К: 1985. 84 с.

116. Гоноровский И.С. Радиотехнические цепи и сигналы: Учебник для вузов. -4 е. изд. перераб. и доп. М: Радио и связь, 1986. 512 с.

117. William A. Kuperman and Philippe Roux. Underwater Acoustics. Marine Physical

118. Laboratory, Scripps Institution of Oceanography University of California, San Diego. 2004.

119. Горелик Г.С. Колебания и волны. Введение в акустику, радиофизику и оптику: 3-е изд. — Ред. С.М. Рытов. — М.: Физматлит, 2007. 656 с.

ДОДАТОК А

список публікацій здобувача за темою дисертації та відомості про апробацію результатів дисертації

1. Korzhyk M.O., Kurdiuk S.V., Korzhyk O.V. Імпедансні характеристики пласко-паралельного акустичного хвилеводу з комбінованими границями при порушенні його двохчастотним сигналом.*Мікросистеми, Електроніка та Акустика*, 2018 рік, Т23, №3. С.65-72, DOI: 10.20535/2523-4455.2018.23.3.135928. ISSN 2523-4447.

2. Korzhyk M.O., Kurdiuk S.V., Korzhyk O.V. Імпедансні характеристики пласко-паралельного акустичного хвилеводу з акустично м`якими границями при збудженні його двохчастотним сигналом», *Мікросистеми, Електроніка та Акустика*, 2018 рік, Т23 №4. С.65-72, DOI: 10.20535/2523-4455.2018.23.4.137528. ISSN 2523-4447.

3. KorzhykO.V, DidkovskyiV.S, KurdiukS.V., PavlenkoюO.I. On the Formation of Field of Sound Intensity in the Shallow Sea Conditions. *CONFERENCE PROCEEDINGS, 2019 IEEE 39th International Conferenceon ELECTRONICS AND NANOTECHNOLOGY (ELNANO)*, 2019 рік.С.626-630. DOI:10.1109/ELNANO47215.2019. IEEE CatalogNumber: CFP1905U-ART ISBN: 978-1-7281-2065-2.

4. KorzhykO.V, DidkovskyiV.S, KurdiukS.V., PavlenkoюO.I.Featuresofthe Dual-Frequency Acoustic Signal Velocity in the Shallow Sea. *Romanian Journal of Acoustics and Vibration.*Vol 16 No 2 2019, С.96-105. IEEE Catalog Number: CFP1905U-ART, ISSN 1584-7284

5. DidkovskyiV.S., KorzhykO.V., NaidaS.A., KurdiukS.V, NizhynskaV.O. About Peculiarities of Restricting the Energy Range of Action of Communication Underwater Systems in the Shallow Sea. *CONFERENCE PROCEEDINGS, 2020 IEEE 40th International Conferenceon ELECTRONICS AND NANOTECHNOLOGY (ELNANO),*(ELNANO), 2020.С.723-727.IEEE Catalog Number: CFP2005U-ART ISBN: 978-1-7281-9713-5.

6. 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 рік, Т3(27), С.85-94.DOI:https://doi.org/1034169/2414-0651.2020.3(27).85-94. ISSN 2414-0651

7. Kurdiuk S.V., Korzhyk O.V., Naida S.A., Kurdiuk S.V, Nizhynska V.O., Korzhyk M.O., Naida A.S. «USE OF THE PASS-THROUGH METHOD TO SOLVE SOUND RADIATION PROBLEMS OF A SPHERICAL ELECTRO-ELASTIC SOURCE OF ZERO ORDER». Fundamental and appliedphysics. 2021 No5. P 133-146, DOI:10.21303/2461-4262.2021.001292. ISSN2461-4262(Online), ISSN2461-4254(Print).

ДОДАТОК В

Результати розрахунку швидкості передачі даних з врахуванням завадової обстановки

Нехай повідомлення містить $n = 2$ символів з “1” та “0”, які утворюють двійковий код (рис. 2.2). Зазначені ‘1” та “0” складають алфавіт, потужність якого є “1”; “0”, тобто, представляють повідомлення в бінарній формі, для якого потужність алфавіту $L = 2$.

З потужності вказаного алфавіту для даного повідомлення складається послідовність з чотирьох членів $\begin{vmatrix} 11 & 10 \\ 01 & 00 \end{vmatrix}$, або $L^n = L^2$. Таким чином, всього повідомлень, складених з двохсимвольного алфавіту $N(n) = L^n = N(2) = L^2 = 2^2 = 4$, а кількість інформації (символів) за умови відсутності завад, становитиме

$$I_n = \log_2\left(\frac{1}{L^n}\right) = n \times \log_2 L = T_s \times \Delta f_s = 2\log_2 2 = 2.$$

Інформативна ємність сигналу

$$C_s = \frac{I_n}{T_s} = \Delta f_s = 500\ \frac{\text{binaries}}{\text{second}} = 500\ \text{Гц}, \qquad \text{(В.1)}$$

Параметр неоптимальності

$$M = \frac{\Delta f_{rbw}}{\Delta f_s} = \frac{556.24}{500} = 1.11. \qquad \text{(В.1.1)}$$

Розглянемо ситуацію з завадами.

Застосування теореми Шенона-Хартлі [90] надає можливість знайти пропускну спроможність каналу з шумами $C_{сш}$, яка визначає швидкість передачі даних. Передача сигналу потужністю E_s відбувається на тлі комбінації завад зі спектральною густиною потужності N_0, для якої пропускна спроможність визначається виразом

$$C_{сш} = \Delta f_s \times \log_2\left(1 + \frac{E_s}{N_0}\right) \qquad \text{(В.1.2)}$$

У виразі (2.3) відношення E_s/N_0 також набуває сенс параметра виявлення, який для заданих ймовірнісних характеристик визначається аналогічно до п. 2.1. Отже, швидкість передачі повідомлення за умов роботи в полі завад буде:

$$V_{max} = C_{ш} = \Delta f_s \times \log_2\left(1 + \frac{E_s}{N_0}\right) = 500 \times (1 + 31) \approx 500 \times \log_2 32 \approx 2500 \text{ bit/s}, \quad \text{(В.1.3.)}$$

а враховуючи допплерівський зсув

$$V_{max} = C_{ш} = \Delta f_s \times \log_2\left(1 + \frac{E_s}{N_0}\right) = 556 \times (1 + 31) \approx 556 \times \log_2 32 \approx 2700 \text{ bit/s}. \quad \text{(В.1.4.)}$$

ДОДАТОК С

Визначення просторового розподілу особливих точок

Імпедансні характеристики дають можливість прогнозування розвитку сингулярностей і відповідно “глухих” локальних областей сформованого в хвилеводі акустичного поля.

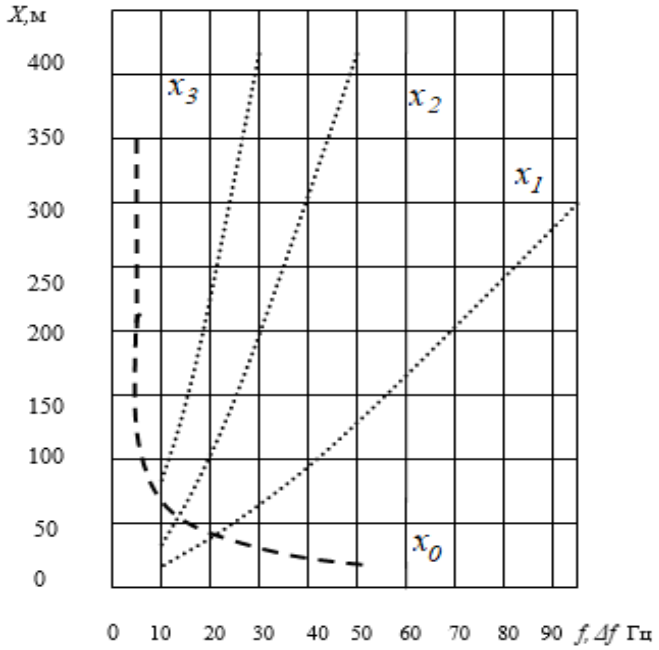


Рис. С.1 Визначення просторового розподілу особливих точок

Закономірності ідентифікації розташування поперечних перерізів для двочастотного та монохроматичного збудження хвилеводу можна визначити за допомогою графіків, наведених на рис. 4.3. Графіки являють собою набір параметричних кривих, параметри яких є:

1. Номер перетину $m = 1$ (відстань від джерела до першого перетину з особливими точками (див. п.3) x_1 при монохроматичному збуренні хвилеводу з частотою f_0);

2. Номер перетину – $m = 2;3;4$ (відстань від джерела до першого перетину з особливими точками $x_2; x_3; x_4$; при монохроматичному збудженні хвилеводу);

3. Відстань x_0 до першого перетину з періодично виникаючих мінімумів z_x в залежності від частоти різниці $\Delta f_1 = f_1 - f_2$.

Так, наприклад, необхідно знайти частоту монохроматичного сигналу повідомлення через визначення координати x_1 в області якої можливим є переривання та відтворення контакту (прийому повідомлення).

Збурення хвилеводу здійснюється двохчастотним сигналом $f_1 = 17.9$ Гц, $f_2 = 35.5$ Гц. Обираємо на вісі частот “Δf, f” значення частоти різниці Δf, $\Delta f_1 = f_1 - f_2 = 17.6$ Гц та проводимо з цієї точки вертикаль до перетину з кривою x_0 і далі – горизонталь до перетину з віссю x. Знаходимо $x \approx 60$ *м*.

З отриманої точки $x \approx 60$ *м* тягнем горизонталь до перетину з параметричними кривими $x_1; x_2; x_3;$. З отриманих точок перетину опускаємо перпендикуляри на вісь частот. Зчитуємо результат f_0. Так, використовуючи криву $m = 1$, частота монохроматичного сигналу буде $f_0 \approx 25$ *Гц*.

Отримані координатні залежності z_x і розрахункові розподілення вектора інтенсивності при озвучуванні хвилеводу на частоті $f_0 \approx 25$ *Гц* показують (рис.4.2), що просторовий розподіл імпедансу при роботі з двочастотним сигналом має локальні ділянки з екстремальними значеннями тисків і коливальних швидкостей, які взаємопов'язані з умовами виникнення особливих точок поля вектора інтенсивності.

ДОДАТОК D

Результати проведення експеременту

Форма 26

не таємно
(гриф обмеження доступу)

Прим. № 2

ЗАТВЕРДЖУЮ
Ректор Національного університету
"Одеська морська академія"
д.т.н. професор
М.В.МІЮСОВ
"31" 03 2021 р.

АКТ
за результатами експертної оцінки матеріальних носіїв інформації

"31" 03 2021 р. № 5

Експертна комісія, визначена наказом ректора Національного університету "Одеська морська академія" від 29 січня 2021 року №48, у складі:

Голова комісії:
Проректор з науково-педагогічної роботи Національного університету "Одеська морська академія", ЗАХАРЧЕНКО В.М.

Секретар комісії:
бібліотекар секретної бібліотеки групи охорони державної таємниці та захисту інформації Інституту Військово-Морських Сил Національного університету "Одеська морська академія", працівник ЗС України СМОТРОВА І.Г.

Члени комісії:

- начальник РСО Національного університету "Одеська морська академія", ШАТАЛОВ Є.О.
- старший помічник начальника навчального відділення Інституту Військово-Морських Сил Національного університету "Одеська морська академія"; капітан 2 рангу ЧАУС О.В.
- старший помічник начальника навчального відділення Інституту Військово-Морських Сил Національного університету "Одеська морська академія", капітан 2 рангу ІЛЬЧЕНКО О.О.
- начальник кафедри кораблеводіння та штурманського озброєння Інституту Військово-Морських Сил Національного університету "Одеська морська академія" капітан 1 рангу КОРОЩЕНКО М.М.
- заступник начальника кафедри кораблеводіння та штурманського озброєння Інституту Військово-Морських Сил Національного університету "Одеська морська академія", капітан 2 рангу ХАПОВ А.П.
- начальник кафедри озброєння Інституту Військово-Морських Сил Національного університету "Одеська морська академія", капітан 1 рангу

ЩЕПЦОВ О.В.

- заступник начальника кафедри озброєння Інституту Військово-Морських Сил Національного університету "Одеська морська академія", капітан 2 рангу КАЗНАДЕЙ С.О.
- заступник начальника Інституту з морально-психологічного забезпечення – начальник відділення морально-психологічного забезпечення Інституту Військово-Морських Сил Національного університету "Одеська морська академія", капітан 1 рангу ВЕРЕТЕЛЬНИКОВ О.А.
- заступник начальника кафедри соціально-гуманітарних та фундаментальних дисциплін Інституту Військово-Морських Сил Національного університету "Одеська морська академія", капітан 2 рангу ШЕМЧУК В.М.
- начальник кафедри тактики та загальновійськових дисциплін Інституту Військово-Морських Сил Національного університету "Одеська морська академія", підполковник ПОЗДНЯКОВ П.В.
- начальник кафедри КВП Національного університету "Одеська морська академія" ТИМЧУК І.В.
- бібліотекар секретної бібліотеки групи охорони державної таємниці та захисту інформації Інституту Військово-Морських Сил Національного університету "Одеська морська академія", працівник ЗС України БИКОВА О.С.

розглянула «Протокол проведення експерименту по виявленню та підтриманню контакту з підводним човном», викладений на 3 аркушах (формат-А-4), автор Курдюк С.В. «Витяг з вахтеного журналу ГАК МГК 335 МС від 15.07.2015 року з (13.10-15.15)», викладений на 2 аркушах (формат-А-4), автор Курдюк С.В. «Калька маневрування підводного човна ВМС Туреччини «ATILAY» 15.07.2015 року (13.00-17.00)», на 1 аркушах (формат-А-4), автор Курдюк С.В. «Результати об'єктивного контролю ГАК МГК 335 МС 15.07.2015 року (13.10-15.20)», на 2 аркушах (формат-А-4), автор Курдюк С.В.

За результатами експертної оцінки встановлено, що в даних наукових працях відсутні відомості та інформація, що становлять державну таємницю та службову інформацію і які заборонені законодавством України до опублікування у відкритих виданнях.

ВИСНОВОК:

Зазначені наукові праці: Протокол проведення експерименту по виявленню та підтриманню контакту з підводним човном, викладений на 3 аркушах (формат-А-4), автор Курдюк С.В. Витяг з вахтеного журналу ГАК МГК 335 МС від 15.07.2015 року з (13.10-15.15), викладений на 2 аркушах (формат-А-4), автор Курдюк С.В. Калька маневрування підводного човна ВМС Туреччини «ATILAY» 15.07.2015 року (13.00-17.00), на 1 аркушах (формат-А-4), автор Курдюк С.В. Результати об'єктивного контролю ГАК МГК 335 МС

15.07.2015 року (13.10-15.20), на 2 аркушах (формат-А-4), автор Курдюк С.В. можуть бути дозволені до видання та використання у відкритих виданнях.

Голова комісії:
Проректор з науково-педагогічної роботи Національного університету "Одеська морська академія"
В.М. ЗАХАРЧЕНКО

Члени комісії:
Начальник РСО Національного університету "Одеська морська академія",
Є.О. ШАТАЛОВ

Старший помічник начальника навчального відділення Інституту Військово-Морських Сил Національного університету "Одеська морська академія"
капітан 2 рангу О.О. ІЛЬЧЕНКО

начальник кафедри КВП Національного університету "Одеська морська академія"
ТИМЧУК І.В.,

Начальник кафедри кораблеводіння та штурманського озброєння Інституту Військово-Морських Сил Національного університету "Одеська морська академія"
капітан 1 рангу М.М. КОРОЩЕНКО

Заступник начальника кафедри кораблеводіння та штурманського озброєння Інституту Військово-Морських Сил Національного університету "Одеська морська академія"
капітан 2 рангу А.П. ХАПОВ

Начальник кафедри озброєння Інституту Військово-Морських Сил Національного університету "Одеська морська академія"
капітан 1 рангу О.В. ЩЕПЦОВ

Заступник начальника кафедри озброєння Інституту Військово-Морських Сил Національного університету "Одеська морська академія"
капітан 2 рангу С.О. КАЗНАДЕЙ

Заступник начальника Інституту з морально-психологічного забезпечення – начальник відділення морально-психологічного забезпечення Інституту Військово-Морських Сил Національного університету "Одеська морська академія"
капітан 1 рангу О.А. ВЕРЕТЕЛЬНИКОВ

Заступник начальника кафедри соціально-гуманітарних та фундаментальних дисциплін Інституту Військово-Морських Сил Національного університету "Одеська морська академія"
капітан 2 рангу В.М. ШЕМЧУК

Начальник кафедри тактики та загальновійськових дисциплін Інституту Військово-Морських Сил Національного університету "Одеська морська академія"
підполковник П.В. ПОЗДНЯКОВ

Старший помічник начальника навчального відділення Інституту Військово-Морських Сил Національного університету "Одеська морська академія"
капітан 2 рангу О.В. ЧАУС

Бібліотекар секретної бібліотеки групи охорони державної таємниці та захисту інформації Інституту Військово-Морських Сил Національного університету "Одеська морська академія"
працівник ЗС України О.С. БИКОВА

Секретар комісії:
працівник ЗС України І.Г. СМОТРОВА

Форма 19
не таємно
(гриф обмеження доступу)
Прим. № 2

ПРОТОКОЛ № 5

засідання експертної комісії, що визначена наказом ректора Національного університету "Одеська морська академія" від 29 січня 2021 року №48
(назва комісії)

Присутні:

Голова комісії: проректор з науково-педагогічної роботи Національного університету "Одеська морська академія", ЗАХАРЧЕНКО В.М.

Секретар комісії: бібліотекар секретної бібліотеки групи охорони державної таємниці та захисту інформації Інституту Військово-Морських Сил Національного університету "Одеська морська академія", працівник ЗС України СМОТРОВА І.Г.

Члени комісії:

- начальник РСО Національного університету "Одеська морська академія", ШАТАЛОВ Є.О.
- старший помічник начальника навчального відділення Інституту Військово-Морських Сил Національного університету "Одеська морська академія"; капітан 2 рангу ЧАУС О.В.
- начальник кафедри кораблеводіння та штурманського озброєння Інституту Військово-Морських Сил Національного університету "Одеська морська академія" капітан 1 рангу КОРОЩЕНКО М.М.
- старший помічник начальника навчального відділення Інституту Військово-Морських Сил Національного університету "Одеська морська академія", капітан 2 рангу ІЛЬЧЕНКО О.О.
- заступник начальника кафедри кораблеводіння та штурманського озброєння Інституту Військово-Морських Сил Національного університету "Одеська морська академія", капітан 2 рангу ХАПОВ А.П.
- начальник кафедри озброєння Інституту Військово-Морських Сил Національного університету "Одеська морська академія", капітан 1 рангу ЩЕПЦОВ О.В.
- заступник начальника кафедри озброєння Інституту Військово-Морських Сил Національного університету "Одеська морська академія", капітан 2 рангу КАЗНАДЕЙ С.О.
- заступник начальника Інституту з морально-психологічного забезпечення – начальник відділення морально-психологічного забезпечення Інституту Військово-Морських Сил Національного університету "Одеська морська академія", капітан 1 рангу ВЕРЕТЕЛЬНИКОВ О.А.
- заступник начальника кафедри соціально-гуманітарних та фундаментальних дисциплін Інституту Військово-Морських Сил Національного університету "Одеська морська академія", капітан 2 рангу ШЕМЧУК В.М.

- начальник кафедри тактики та загальновійськових дисциплін Інституту Військово-Морських Сил Національного університету "Одеська морська академія", підполковник ПОЗДНЯКОВ П.В.
- начальник кафедри КВП Національного університету "Одеська морська академія" ТИМЧУК І.В.
- бібліотекар секретної бібліотеки групи охорони державної таємниці та захисту інформації Інституту Військово-Морських Сил Національного університету "Одеська морська академія", працівник ЗС України БИКОВА О.С.

Доповідачі:

Старший викладач-начальник зв'язку кафедри озброєння Інституту Військово-Морських Сил Національного університету "Одеська морська академія" капітан 2 рангу КУРДЮК С.В.

Питання, які розглядалися:

Щодо наявності відомостей, що становлять державну таємницю або таких, що відносяться до службової інформації Міністерства оборони України та Збройних Сил України в змісті наукових праць:

1. Протокол проведення експерименту по виявленню та підтриманню контакту з підводним човном, викладений на 3 аркушах (формат-А-4), автор Курдюк С.В.
2. Витяг з вахтеного журналу ГАК МГК 335 МС від 15.07.2015 року з (13.10-15.15), викладений на 2 аркушах (формат-А-4), автор Курдюк С.В.
3. Калька маневрування підводного човна ВМС Туреччини «ATILAY» 15.07.2015 року (13.00-17.00), на 1 аркушах (формат-А-4), автор Курдюк С.В.
4. Результати об'єктивного контролю ГАК МГК 335 МС 15.07.2015 року (13.10-15.20), на 2 аркушах (формат-А-4), автор Курдюк С.В.

ВИРІШИЛИ:

Що у зазначених працях не міститься інформація, яка заборонена законодавством України до опублікування у відкритих виданнях та праці можуть бути дозволена до видання та використання у відкритих опублікуваннях.

Пропозиції та зауваження до протоколу: не має

Голова комісії: _____ (підпис) ЗАХАРЧЕНКО В.М. (ініціали та прізвище)

Секретар: _____ (підпис) СМОТРОВА І.Г. (ініціали та прізвище)

Члени комісії: _____ (підпис) ШАТАЛОВ Є.О (ініціали та прізвища)

_____ (підпис) ІЛЬЧЕНКО О.О. (ініціали та прізвища)

_____ (підпис) КОРОЩЕНКО М.М. (ініціали та прізвища)

_____ ХАПОВ А.П.

(підпис) (ініціали та прізвища)

ЩЕПЦОВ О.В.

(підпис) (ініціали та прізвища)

КАЗНАДЕЙ С.О.

(підпис) (ініціали та прізвища)

ВЕРЕТЕЛЬНИКОВ О.А.

(підпис) (ініціали та прізвища)

ЧАУС О.В.

(підпис) (ініціали та прізвища)

ШЕМЧУК В.М.

(підпис) (ініціали та прізвища)

ПОЗДНЯКОВ П.В.

(підпис) (ініціали та прізвища)

ТИМЧУК І.В.,

(підпис) (ініціали та прізвища)

БИКОВА О.С.

(підпис) (ініціали та прізвища)

“___” _____ 2021 р.

ЗАТВЕРДЖУЮ
Командир фрегату «Гетьман Сагайдачний»
капітан 2 рангу Д.В. ІВАНІН
"20" 07 2015 року

ПРОТОКОЛ
проведення експерименту по виявленню та
підтриманню контакту з підводним човном

Екіпаж фрегату «Гетьман Сагайдачний» з 13.07. 2015 по 16.07.2015 року приймав участь у міжнародних Військово-Морських навчаннях «СіШилд-2015», під час яких проводився пошук підводного човна ВМС Туреччини проекту «ATILAY».

15 липня 2015 року під час пошуку підводного човна гідроакустичною станцією ГАК МГК335 МС з 13.10 по 15.15 було проведено експеримент з визначення дальності пошук підводного човна та безперервного підтримання контакту з ним. Експеримент було проведено в районі з координатам Ш43°47´0N; Д29°07´0E; Ш43°47´0N; Д29°46´0E та глибинами від 65 до 200 метрів, що відповідають визначенню мілкого моря.

В ході експерименту було встановлено:

Пошук підводного човна розпочали в режимі шумопеленгування перший піддіапазон частота 6-8,5 кГц, пошукова швидкість 6 вузлів глибина місця 65 метрів. О 13.10 доповідь гідпроакустика, що прослуховуються шуми «первинні класифікаційні ознаки вказують, що об'єкт – підводний човен» П=91°. О 13.20 проведено повну класифікацію цілі і командир корабля затверджує, що виявлений об'єкт – підводний човен. 13.20 в режимі ШП

використовуючи режим «ИД» визначили дистанцію до цілі Д=3350 метрів. 13.30 в режимі ШП використовуючи режим «ИД» визначили дистанцію до цілі Д=1700 метрів. 13.31 контакт з підводним човном втрачено пошук продовжується в режимі шумопеленгування перший піддіапазон частота 6-8,5 кГц. 13.40 Відновлено контакт з пч, режим пошуку шумопеленгування перший піддіапазон частота 6-8,5 кГц П=92 °. 13.45 в режимі ШП використовуючи підрежим «ИД» визначили дистанцію до цілі Д=1400 метрів. 13.50 в режимі ШП використовуючи підрежим «ИД» визначили дистанцію до цілі Д=1300 метрів. 14.00 в режимі ШП використовуючи підрежиму «ИД» визначили дистанцію до цілі Д=930 метрів. 14.01 контакт втрачено, пошук продовжується в режимі шумопеленгування 1 піддіапазон частота 6-8,5 кГц. 14.15 Відновлено контакт з пч, режим пошуку шумопеленгування перший піддіапазон частота 6-8,5 кГц П=104°. 14.20 в режимі ШП використовуючи підрежим «ИД» визначили дистанцію до цілі Д=750 метрів 14.26 станцію переведено в режим пошуку ехо-пеленгування, О1(8,1 кГц). 14.30 П=105 ° Д=750метрів. 14.40 П=91 ° Д=1100 метрів. 14.41 контакт втрачено, пошук продовжується в режим ехо-пеленгування, О1(8,1 кГц). 14.55 відновлено контакт з пч режим пошуку ехо-пеленгування, О1(8,1 кГц) П=85 ° Д=1700метрів.

Провівши аналіз отриманих результатів і порівнявши їх з кальками маневрування підводного човна ВМС Туреччини встановлено, що контакт з підводним човном був достовірним, визначення пеленгу та дистанцій до підводного човна та розрахунок елементів його руху проводились правильно. Під час стеження за підводним човном спостерігалась втрата контакту з підводним човном в проміжках часу з 13.31 до 13.40 на дистанції від 1700 метрів до 1400 метрів в режимі шумопеленгування, з 14.01 до 14.15 на дистанції від 930 метрів до 750 метрів в режимі шумопеленгування та з 14.41 до 14.55 на дистанції від 1100 до 1700 метрів в режимі ехопеленгування.

Графічні матеріали експерименту та матеріали об'єктивного контролю наведені в додатках до експерименту.

Голова комісії:
Старший помічник командира фрегату «Гетьман Сагайдачний»
капітан 3 рангу О.О. КОРЕЦЬКИЙ

Члени комісії:

Командир радіотехнічної бойової частини фрегату «Гетьман Сагайдачний»
капітан-лейтенант С.В. КУРДЮК

Командир гідроакустичної групи фрегату «Гетьман Сагайдачний»
старший лейтенант Д.С. РУДНЄВ

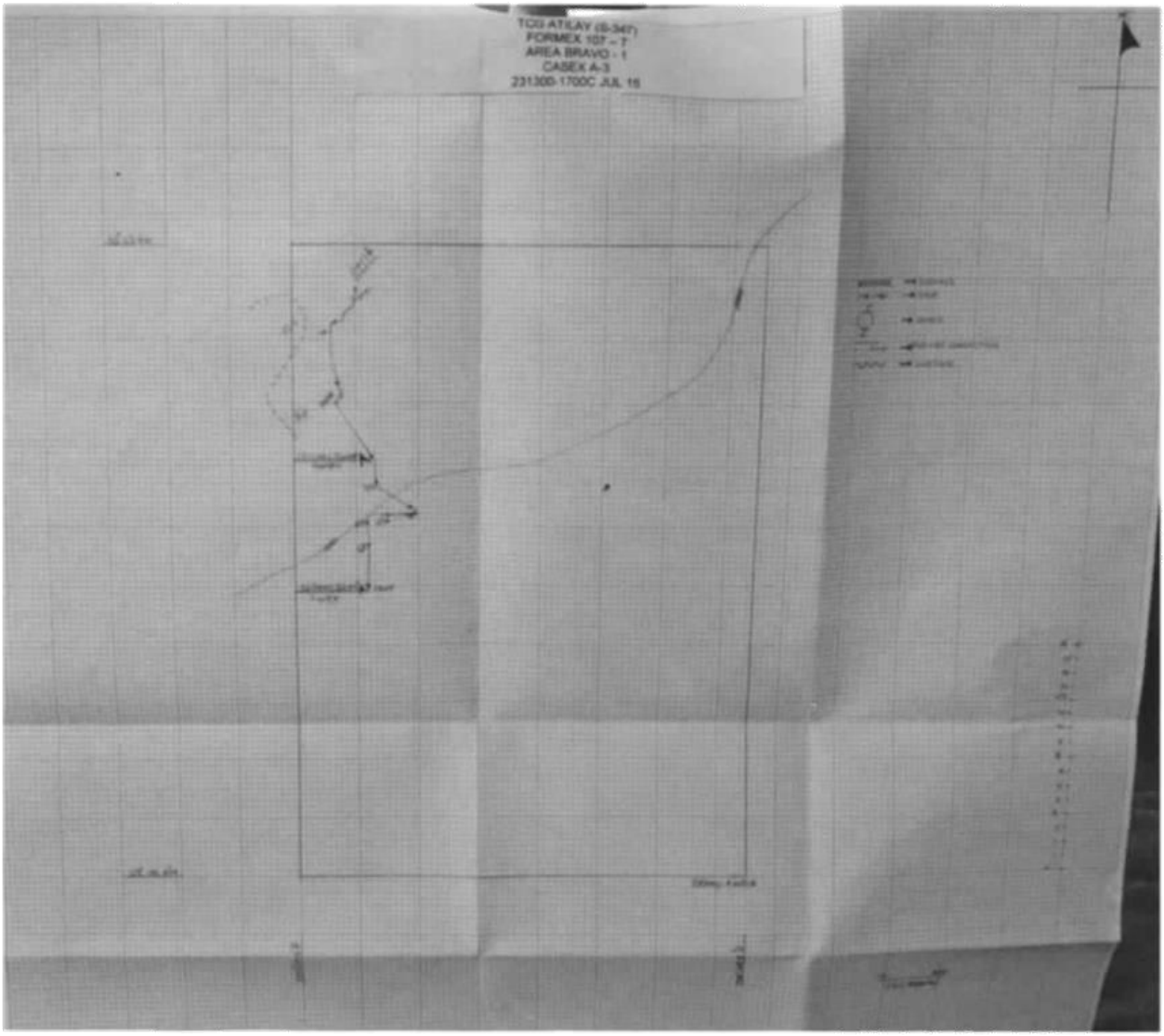
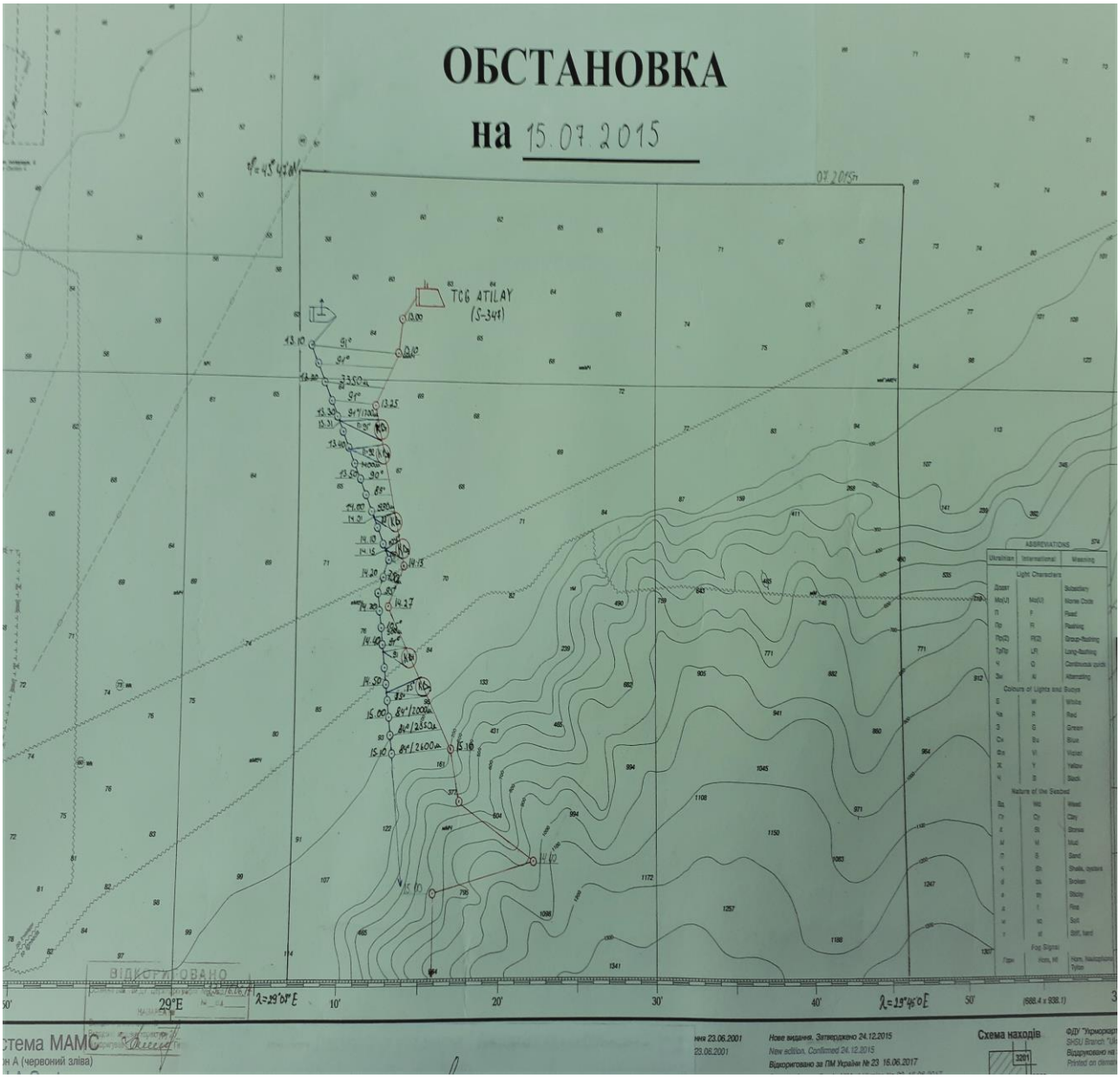
Витяг з вахтового журналу ГАК МГК335 МС
15.07.2015 року (13.10-15.15)

Час	П (°)	Д (метри)	Ш	Д
Режим пошуку шумопеленгування 1 піддіапазон частота 6-8,5 кГц, пошукова швидкість 6 вузлів				
13.10	91			
13.15	91			
13.20	91,5			
13.20	В режимі ШП використовуючи підрежиму «ИД» визначили дистанцію до цілі Д=3350 метрів			
13.25	92			
13.30	92			
13.30	В режимі ШП використовуючи підрежиму «ИД» визначили дистанцію до цілі Д=1700 метрів			
13.31	Контакт втрачено, пошук продовжується в режимі шумопеленгування 1 піддіапазон частота 6-8,5 кГц			
13.35	Горизонт оглянуто шуми не прослуховуються			
13.40	Відновлено контакт з пч, режим пошуку шумопеленгування 1 піддіапазон частота 6-8,5 кГц			
13.40	92			
13.45	93			
13.45	В режимі ШП використовуючи підрежиму «ИД» визначили дистанцію до цілі Д=1400 метрів			
13.50	90			
13.50	В режимі ШП використовуючи підрежиму «ИД» визначили дистанцію до цілі Д=1300 метрів			
13.55	89			
14.00	88			
14.00	В режимі ШП використовуючи підрежиму «ИД» визначили дистанцію до цілі Д=930 метрів			
14.01	Контакт втрачено, пошук продовжується в режимі шумопеленгування 1 піддіапазон частота 6-8,5 кГц			
14.05	Горизонт оглянуто шуми не прослуховуються			
14.10	Горизонт оглянуто шуми не прослуховуються			
14.15	Відновлено контакт з пч, режим пошуку шумопеленгування 1 піддіапазон частота 6-8,5 кГц			
14.15	104			
14.20	105			
14.20	В режимі ШП використовуючи підрежиму «ИД» визначили дистанцію до цілі Д=750 метрів			
14.25	95			
14.26	Станцію переведено в режим пошуку ехо-пеленгування, О1(8,1 кГц)			

14.30	105	750		
14.35	95	900		
14.40	91	1100		
14.41	Контакт втрачено станцію, пошук продовжується в режим пошуку ехо-пеленгування, О1(8,1 кГц)			
14.45	Горизонт оглянуто контактів не виявленно			
14.50	Горизонт оглянуто контактів не виявленно			
14.55	Відновлено контакт з пч режим пошуку ехо-пеленгування, О1(8,1 кГц)			
14.55	85	1700		
15.00	84	2000		
15.05	84	2350		
15.10	84	2600		
15.15	Глибина моря більше 200 метрів			

Командир фрегату «Гетьман Сагайдачний»
капітан 2 рангу Д.В. ІВАНІН

Калька маневрування підводного човна ВМС Туреччини проекту «ATILAY» 15.07.2015 року (13.00-17.00)



КАРТА МАНЕВРУВАННЯ