

ΛΟΓΟ



SZTUKA MYŚLI NAUKOWEJ

KOLEKCJA PRAC NAUKOWYCH

Z MATERIAŁAMI MIĘDZYNARODOWEJ NAUKOWO-PRAKTYCZNEJ KONFERENCJI

WIADOMOŚCI O POSTĘPIE NAUKOWYM I RZECZYWISTYCH BADANIACH NAUKOWYCH WSPÓŁCZESNOŚCI

17 CZERWCA 2019 ROK • KRAKÓW, POLSKA

TOM 4



ISBN 978-617-7171-80-4

ΛΟΓΟΣ

KOLEKCJA PRAC NAUKOWYCH

Z MATERIAŁAMI MIĘDZYNARODOWEJ
NAUKOWO-PRAKTYCZNEJ KONFERENCJI

**«WIADOMOŚCI O POSTĘPIE
NAUKOWYM I RZECZYWISTYCH
BADANIACH NAUKOWYCH
WSPÓŁCZESNOŚCI»**

17 CZERWCA 2019 ROK

TOM 4

Krakow • Polska

W 65 **Wiadomości o postępie naukowym i rzeczywistych badaniach naukowych współczesności** : kolekcja prac naukowych «ΛΟΓΟΣ» z materiałami Międzynarodowej naukowo-praktycznej konferencji, Kraków, 17 czerwca 2019 r. Kraków : OP «Europejska platforma naukowa», 2019. Tom 4. s. 108.

ISBN 978-617-7171-80-4

W referacie przedstawiono referaty i artykuły uczestników międzynarodowej konferencji naukowej i praktycznej «Wiadomości o postępie naukowym i rzeczywistych badaniach naukowych współczesności», która odbyła się w Krakowie, 17 czerwca 2019 r.

Kolekcja jest przeznaczona dla studentów, doktorantów, doktorantów, aplikantów, młodych profesjonalistów, nauczycieli, badaczy i innych zainteresowanych osób, a także do szerokiej gamy czytelników.

Opis bibliograficzny materiałów konferencyjnych jest rejestrowany w międzynarodowej bazie naukowo-matematycznej «Google Scholar».



UDC 001 (08)

© Zespół autorów konferencji, 2019
© Kolekcja prac naukowych «ΛΟΓΟΣ», 2019
ISBN 978-617-7171-80-4 © OP «Europejska platforma naukowa», 2019

SPIS TREŚCI

SEKCJA 12. KOMUNIKACJA SPOŁECZNA I KULTUROLOGIA

EMOTIONAL AND COMMUNICATIVE ASPECT OF LIGHT IN VISUAL SCREEN CULTURE Tregub A., Koval L.	6
ГОТОВНІСТЬ МАЙБУТНІХ ФАХІВЦІВ З ІНФОРМАЦІЙНОЇ, БІБЛІОТЕЧНОЇ ТА АРХІВНОЇ СПРАВИ ДО ЕФЕКТИВНОЇ ПРОФЕСІЙНОЇ КОМУНІКАЦІЇ – ВАЖЛИВА ПРОБЛЕМА СУЧАСНОСТІ Лесовець Н.М.	7
ДИТЯЧА БІБЛІОТЕКА В СУЧАСНОМУ СУСПІЛЬСТВІ: ТРАДИЦІЙНІ ЦІННОСТІ, НОВІ ТЕНДЕНЦІЇ Сикало І.М.	13
ІМІДЖ ЯК УМОВА ДІЛОВОГО УСПІХУ МАЙБУТНЬОГО ФАХІВЦЯ З ІНФОРМАЦІЙНОЇ, БІБЛІОТЕЧНОЇ ТА АРХІВНОЇ СПРАВИ Богучарська Г.С.	17
НАРОДНОПІСЕННЕ ВИКОНАВСТВО ПОЛТАВЩИНИ В КУЛЬТУРНОМУ ПРОСТОРІ Шершова Т.В.	21
НАУКОВИЙ ДОРОБОК М.С. БОЙКА В КОНТЕКСТІ РОЗВИТКУ ІСТОРИЧНОЇ БІБЛІОГРАФІЇ Конон Н.Г.	23
НОВІ КУЛЬТУРНІ ПРАКТИКИ ТУРИСТИЧНОГО БІЗНЕСУ: ТЕАТРАЛІЗАЦІЯ ТУРИСТИЧНИХ АТРАКЦІЙ ЯК ФОРМА АКТУАЛІЗАЦІЇ КУЛЬТУРНОЇ СПАДЩИНИ Трембовецька В.	27
РОЗШИРЕННЯ ІНФОРМАЦІЙНО-ФУНКЦІОНАЛЬНОГО ПОЛЯ СУЧАСНИХ ПІДРУЧНИКІВ ЗАСОБАМИ ІММЕРСИВНИХ ІНФОРМАЦІЙНИХ ТЕХНОЛОГІЙ Гривко А.В., Ситник О.В.	32
УКРАЇНСЬКА ЕСТРАДНА ПІСНЯ: НОВИЙ ВИТОК РОЗВИТКУ Овсяннікова Н.Ю.	34

SEKCJA 13. NAUKI FIZYKO-MATEMATYCZNE

ДИФЕРЕНЦІЮВАННЯ ДИСПЕРСІЙНОГО РІВНЯННЯ У ДИФРАКЦІЙНІЙ ЗАДАЧІ ДЛЯ НЕОБМЕЖЕНОГО ДВОВИМІРНОГО ПЕРІОДИЧНОГО ШАРУВАТОГО СЕРЕДОВИЩА Казанко О.В., Пенкіна О.Є.	36
--	----

РОЗВ'ЯЗАННЯ ЗАДАЧІ ТЕПЛОПРОВІДНОСТІ ДЛЯ НЕОДНОРІДНИХ ОБЛАСТЕЙ Шупчинська К.С.	43
--	----

СЕКЦІЯ 14. NAUKI FILOZOFICZNE

КОМУНІКАТИВНІ МОДЕЛІ МІСЬКОГО АКТИВІЗМУ У ПРОБЛЕМНОМУ ПОЛІ СОЦІАЛЬНОЇ ФІЛОСОФІЇ Тихомірова Ф.А.	46
--	----

НЕЕПІСТЕМІЧНА ГЕНЕРАТИВНА ЕСТЕТИКА Крутієнко А.В.	48
---	----

СМЕРТЬ ЯК ФЕНОМЕН ЛЮДСЬКОГО БУТТЯ – ЕКЗИСТЕНЦІЙНО-ФІЛОСОФСЬКИЙ АСПЕКТ Девдюк І.В.	51
--	----

СУДЬБА ИСТОРИЧЕСКИХ ФОРМ ФИЛОСОФИИ Качуров Е.В., Качурова С.В.	54
--	----

ФІЛОСОФСЬКИЙ АНАЛІЗ ФЕНОМЕНУ СОЦІАЛЬНОЇ ГРУПИ Крижановська Т.О.	60
---	----

СЕКЦІЯ 15. NAUKI CHEMICZNE

КРИСТАЛОЕНЕРГЕТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ БІСМУТ(III) ОКСИД- ХЛОРИДУ ВіОсі Козьма А.А.	63
---	----

СЕКЦІЯ 16. NAUKI PRAWNE

HISTORICAL AND LEGAL EVOLUTION OF THE VETO Biskultanova A.	67
--	----

АДАПТАЦІЯ ІНСТИТУТУ ДЕРЖАВНОЇ СЛУЖБИ УКРАЇНИ ДО ВИМОГ ТА СТАНДАРТІВ ЄС Сидоренко В.В.	76
--	----

СЕКЦІЯ 13. NAUKI FIZYKO-MATEMATYCZNE

ДИФЕРЕНЦІЮВАННЯ ДИСПЕРСІЙНОГО РІВНЯННЯ У ДИФРАКЦІЙНІЙ ЗАДАЧІ ДЛЯ НЕОБМЕЖЕНОГО ДВОВИМІРНОГО ПЕРІОДИЧНОГО ШАРУВАТОГО СЕРЕДОВИЩА

Казанко Олександр Віталійович, Пенкіна Ольга Євгеніївна
Український державний університет залізничного транспорту
Україна

Дифракція є характерним фізичним явищем, яким супроводжується будь-яке розповсюдження електромагнітного коливання у просторі, що виявляється у зміні характеристик хвилі (амплітуди, фази, частоти, напрямку розповсюдження, поляризації тощо), тобто у зміні форми електромагнітної хвилі. Наукове та технічне застосування явища дифракції доволі різноманітне. Фактично, йдеться мова про розвиток та вдосконалення різноманітних технологій керування формою електромагнітних хвиль у процесі їх розповсюдження. Безпосереднє відношення до таких технологій мають наступні науково-технічні напрямки: рентгеноскопія, радіолокація, антенна техніка, електроніка та багато інших. Зокрема, розробка й модернізація багатьох пристроїв обробки, зв'язку передачі та прийому інформації (сигналів), також, принципи функціонування електронних мікроскопів щільно пов'язані з фізикою електромагнетизму, а отже, у тому чи іншому сенсі пов'язані з явищем дифракції та процесами розповсюдження електромагнітних хвиль. Стає зрозумілою необхідність нових підходів і подальшого розвитку кількісних методів дослідження та опису явища дифракції. Один з шляхів закласти основу у теорії дифракції базується на уявленнях про поведінку плоскої монохроматичної електромагнітної хвилі в однорідному й ізотропному середовищі та у виведенні хвильового рівняння для такого середовища. Запишемо рівняння Максвелла для незарядженого середовища (у такій формі диференціальні рівняння Максвелла викладаються, наприклад, у [8]).

$$\operatorname{rot} H = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} D, \quad \operatorname{rot} E = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} B, \quad (1)$$

де:

t – незалежна часова змінна,

E – напруженість електричного поля,

H – напруженість магнітного поля,

B – вектор магнітної індукції,

D – вектор електричної індукції,

ε – діелектрична проникність,

μ – магнітна проникність,

c – швидкість світла в даному середовищі.

Хвильове рівняння для однорідного та ізотропного середовища може бути отримано з рівнянь Максвелла у наведеній вище формі. З такою метою

систему (1) необхідно довізначити, оскільки ця система, взагалі кажучи, несумісна, тобто потребує введення додаткових рівнянь. У теорії дифракції такими додатковими рівняннями є так звані матеріальні рівняння. В ізотропному, однорідному, лінійному, локальному середовищі матеріальні рівняння мають вигляд (діелектрична та магнітна проникність ε , μ є сталими) [5].

$$D = \varepsilon E, \quad B = \mu H, \quad (2)$$

Застосуємо операцію ротор до обох частин 2-го рівняння системи (1):

$$\operatorname{rot}^2 E = -\frac{1}{c} \operatorname{rot} \frac{\partial}{\partial t} B \Leftrightarrow \operatorname{rot}^2 E = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\operatorname{rot} B) \Leftrightarrow \operatorname{rot}^2 E = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{rot} \mu H \Leftrightarrow \operatorname{rot}^2 E = -\mu \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial}{\partial t} D$$

Для двократної операції ротор у лівій частині останнього рівняння застосуємо відому з векторного аналізу формулу:

$$\operatorname{rot}^2 \cdot = \operatorname{grad} \operatorname{div} \cdot - \operatorname{div} \operatorname{grad} \cdot = \operatorname{grad} \operatorname{div} \cdot - \Delta \cdot,$$

де:

$\Delta \cdot = \operatorname{div} \operatorname{grad} \cdot$ – оператор Лапласа (лапласіан).

Оскільки середовище, що розглядається незаряджене, то $\operatorname{div} E = 0$, маємо%

$$-\Delta E = -\mu \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \varepsilon E \Leftrightarrow \Delta E = k^2 n^2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} E, \quad (3)$$

де:

$n = \sqrt{\varepsilon \mu}$ – коефіцієнт заломлення.

Рівняння (3) є хвильовим рівнянням для однорідного й ізотропного середовища. Для неоднорідних середовищ хвильове рівняння значно ускладнюється. Виведенню такого рівняння присвячена, наприклад, фундаментальна робота радянського математика С. Л. Соболева «Хвильове рівняння в неоднорідному середовищі», Праці Сейсмологічного інституту АН СРСР, 1930 р. Розглянемо плоску монохроматичну хвилю, що розповсюджується в однорідному та ізотропному середовищі $E = e^{-i\omega t} E_0$ (ω – циклічна частота). Підставимо E у рівняння (3):

$$\Delta E_0 = k^2 n^2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} e^{-i\omega t} E_0 \Leftrightarrow \Delta E_0 + k^2 n^2 E_0 = 0, \quad (4)$$

де:

$k = \frac{\omega}{c}$ – хвильове число.

Таким чином, було отримано хвильове рівняння плоских монохроматичних хвиль в однорідному й ізотропному середовищі (4). Це рівняння також іменують рівнянням Гельмгольца [7].

До наступного за складністю етапу в побудові теорії дифракції справедливо віднести теорію розповсюдження хвиль у кусково-однорідних

середовищах (коефіцієнт заломлення є кусково-сталою функцією просторових аргументів). Ця теорія може бути виділена в окремий підрозділ загальної теорії дифракції та, як показує практика, успішно застосовуватись при розв'язанні багатьох науково-технічних задач. З іншого боку, задачі про дифракцію електромагнітних хвиль у середовищах з кусково-сталім коефіцієнтом заломлення зводяться до граничних задач для векторного рівняння Гельмгольца типу (4) [2,7]. Питанням вирішення скалярних граничних задач для рівняння Гельмгольца присвячена доволі обширна теорія у математиці – теорія лінійних диференціальних рівнянь у часткових похідних 2-го порядку. Скалярні диференціальні рівняння, на відміну від векторних диференціальних рівнянь, сьогодні стають одним з ключових засобів математичного опису фізичної дійсності, для яких була розроблена цілісна теорія.

Теорія диференціальних рівнянь з частковими похідними може служити основою в апараті кількісного опису дифракційних явищ у кусково-однорідних середовищах. З урахуванням такої обставини цілком розумним представляється зробити ставку на можливість здійснення переходу від векторного рівняння (4) до аналогічного скалярного рівняння. У ряді задач перехід від векторних рівнянь до скалярних хвильових рівнянь вдається здійснити за рахунок вибору системи координат та поляризації.

До класичних дифракційних задач, які розв'язуються при умовах, що простір взаємодії є кусково-однорідне середовище, відносяться, наприклад, такі задачі: задача про розсіяння плоских електромагнітних хвиль на круговому ідеально провідному циліндрі, розсіяння на ідеально провідній сфері, дифракція на щілині (дифракція Фраунгофера або дифракція Френеля), дифракція на решітці (дифракція Бреґа [5]).

Нижче розглядається скалярне двовимірне рівняння Гельмгольца з кусково-сталім коефіцієнтом заломлення (шукана функція є функцією двох незалежних просторових змінних):

$$\Delta u + k^2 n^2 u = 0 \quad (5)$$

де:

$\Delta u = \operatorname{div} \operatorname{grad} u$ – оператор Лапласа,

$u = u(x, y)$ – шукана функція, n

n – коефіцієнт заломлення – кусково-стала функція.

Таке рівняння є лінійним диференціальним рівнянням з частковими похідними, яке може бути розв'язане методом розділення змінних [7]. Наведемо загальну схему методу.

Нехай H – сепарабельний простір Гілберта, та нехай $\{e_k\}$ – повна ортогональна система (базис) у цьому просторі H . Фіксуємо деяку функцію $u \in H$. Як відомо, ця функція u розкладається в ряд Фур'є по базису $\{e_k\}$:

$$u = \sum_n a_n e_n,$$

де

$$a_n = \frac{(u, e_n)}{\|e_n\|^2} - \text{коефіцієнти Фур'є.}$$

Підставимо функцію u у рівняння Гельмгольца (5):

$$\begin{aligned} \Delta u + k^2 n^2 u &= \sum_n^{\infty} \operatorname{div} \operatorname{grad} a_n e_n + k^2 n^2 a_n e_n = \sum_n^{\infty} \operatorname{div}(e_n \operatorname{grad} a_n) + \operatorname{div}(a_n \operatorname{grad} e_n) + k^2 n^2 a_n e_n \\ &= \sum_n^{\infty} \operatorname{grad} e_n \operatorname{grad} a_n + e_n \operatorname{div} \operatorname{grad} a_n + \operatorname{grad} e_n \operatorname{grad} a_n + a_n \operatorname{div} \operatorname{grad} e_n + k^2 n^2 a_n e_n \\ &= \sum_n^{\infty} 2 \operatorname{grad} e_n \operatorname{grad} a_n + e_n \Delta a_n + a_n \Delta e_n + k^2 n^2 a_n e_n. \end{aligned}$$

В ортогональних координатах $\operatorname{grad} e_n \operatorname{grad} a_n = 0$, тобто маємо:

$$\Delta u + k^2 n^2 u = \sum_n^{\infty} e_n \Delta a_n + a_n \Delta e_n + k^2 n^2 a_n e_n.$$

Додаємо та віднімаємо доданок β^2 :

$$\Delta u + k^2 n^2 u = \sum_n^{\infty} e_n \Delta a_n + a_n \Delta e_n + (k^2 n^2 + \beta_n^2 - \beta_n^2) a_n e_n.$$

Перегрупуємо доданки:

$$\Delta u + k^2 n^2 u = \sum_n^{\infty} (\Delta a_n - \beta_n^2 a_n) e_n + (\Delta e_n + (k^2 n^2 + \beta_n^2) e_n) a_n.$$

Вважаючи функцію u розв'язком рівняння (5), отримаємо:

$$\Delta u + k^2 n^2 u = \sum_n^{\infty} (\Delta a_n - \beta_n^2 a_n) e_n + (\Delta e_n + (k^2 n^2 + \beta_n^2) e_n) a_n \equiv 0, \quad (6)$$

З останнього перетворення (6) стає зрозумілим, що рівність нулю члена $\Delta e_n + (k^2 n^2 + \beta_n^2) e_n$ тягне рівність нулю і члена $\Delta a_n - \beta_n^2 a_n$. Т. ч., виникає задача про побудову такого базису $\{e_k\}$ (у просторі H), кожний елемент якого задовольняє диференціальному рівнянню $\Delta e_n + (k^2 n^2 + \beta_n^2) e_n$. Таку задачу розглядають як самостійну задачу й іменують задача Штурма-Ліувілля. В типових курсах по теорії диференціальних рівнянь з частковими похідними задача Штурма-Ліувілля формулюється як спектральна задача, тобто задача на власні значення та власні функції для лінійного диференціального оператора 2-го порядку у даному просторі Гілберта. Загальним питанням розв'язання задачі Штурма-Ліувілля виділена певна частина у теорії диференціальних рівнянь з частковими похідними. У тому числі питанням розширення класичного поняття похідної (узагальненню похідної за Соболевим), побудовою повних функціональних просторів (просторів Соболева) та розробці спеціального поняттєвого апарату, що дозволяє

говорити про граничні задачі у термінах узагальнених похідних (узагальнення похідної за Соболевим, як виявилось, виникають суттєві складності у розумінні терміну «гранична задача» [3]).

Одним із класів кусково-однорідних просторових середовищ, які широко застосовуються на практиці, є клас так званих періодичних шаруватих середовищ. Розв'язання граничної задачі для рівняння Гельмгольца методом розділення змінних, як було вище зазначено, співвідноситься з розв'язанням задачі Штурма-Ліувілля – задачею на власні значення та власні функції для лінійного диференціального оператора 2-го порядку стосовно двовимірних періодичних необмежених шаруватих середовищ.

Задача Штурма-Ліувілля еквівалентна лінійному диференціальному рівнянню з параметром β , яке має наступний вигляд

$$\left(\frac{1}{\mu} \dot{Z}\right)' + \frac{1}{\mu} \sigma_{\beta}^2 Z = 0, \quad (7)$$

де:

$$\sigma_{\beta}^2 = k^2 n^2 + \beta^2, \quad \beta - \text{спектральний параметр},$$

Z – власна функція, що відповідає власному значенню β [1, 2].

За теоремою Флоке шукані власні функції Z мають задовольняти граничним умовам $\Lambda Z(x-l) = Z(x)$, $\Lambda \frac{1}{\mu} \dot{Z}(x-l) = \Lambda \frac{1}{\mu} \dot{Z}(x)$ (Λ – число Блоха).

Відносно параметру β ці граничні умови утворюють рівняння, яке пов'язує умови розв'язання задачі Штурма-Ліувілля з параметрами дифракційної задачі – дисперсійне рівняння. Якщо припустити, що функція Z_{β} задовольняє граничній умові $\Lambda Z_{\beta}(x-l) = Z_{\beta}(x)$, то, фактично, дисперсійне рівняння для шаруватого необмеженого періодичного середовища має вигляд

$$\Lambda \frac{1}{\mu} \dot{Z}(x-l) = \frac{1}{\mu} \dot{Z}_{\beta}(x). \quad (8)$$

де:

l – будь-яка точка, що належить періоду середовища [2].

Представлена робота спрямована на розвиток аналітичних підходів у дослідженні дисперсійного рівняння для періодичних двовимірних шаруватих структур. Зокрема, увага приділяється визначенню першої та другої похідної від власної функції задачі Штурма-Ліувілля по спектральному параметру β .

Отримано диференційне рівняння до простору, розв'язків якого належить шукана похідна. Таке рівняння виявляється лінійним неоднорідним диференціальним рівнянням 2-го порядку з кусково-сталими коефіцієнтами.

Задамо параметру β приріст τ при довільному значенні: $\beta + \tau$. Тоді для розв'язків Z_{β} , $Z_{\beta+\tau}$ отримаємо наступні тотожності:

$$\left(\frac{1}{\mu}\dot{Z}_{\beta}\right)' + \frac{1}{\mu}\sigma_{\beta}^2 Z_{\beta} \equiv 0, \quad \left(\frac{1}{\mu}\dot{Z}_{\beta+\tau}\right)' + \frac{1}{\mu}\sigma_{\beta+\tau}^2 Z_{\beta+\tau} \equiv 0,$$

Знайдемо різницю тотожностей:

$$\left(\frac{1}{\mu}\dot{Z}_{\beta+\tau}\right)' - \left(\frac{1}{\mu}\dot{Z}_{\beta}\right)' + \frac{1}{\mu}\sigma_{\beta+\tau}^2 Z_{\beta+\tau} - \frac{1}{\mu}\sigma_{\beta}^2 Z_{\beta} \equiv 0,$$

Перетворимо тотожність додавши і віднявши доданок виду $\sigma_{\beta}^2 Z_{\beta+\tau}$:

$$\left(\frac{1}{\mu}\dot{Z}_{\beta+\tau}\right)' - \left(\frac{1}{\mu}\dot{Z}_{\beta}\right)' + \frac{1}{\mu}\sigma_{\beta+\tau}^2 Z_{\beta+\tau} - \overbrace{\sigma_{\beta}^2 \frac{1}{\mu} Z_{\beta+\tau} + \sigma_{\beta}^2 \frac{1}{\mu} Z_{\beta+\tau}}^{=0} - \frac{1}{\mu}\sigma_{\beta}^2 Z_{\beta} \equiv 0,$$

перегрупуємо доданки:

$$\left(\frac{1}{\mu}\dot{Z}_{\beta+\tau}\right)' - \left(\frac{1}{\mu}\dot{Z}_{\beta}\right)' + (\sigma_{\beta+\tau}^2 - \sigma_{\beta}^2) \frac{1}{\mu} Z_{\beta+\tau} + \sigma_{\beta}^2 \frac{1}{\mu} (Z_{\beta+\tau} - Z_{\beta}) \equiv 0,$$

розділимо обидві частини останньої тотожності на $\tau \neq 0$:

$$\left(\frac{1}{\mu} \frac{\dot{Z}_{\beta+\tau} - \dot{Z}_{\beta}}{\tau}\right)' + \frac{\sigma_{\beta+\tau}^2 - \sigma_{\beta}^2}{\tau} \frac{1}{\mu} Z_{\beta+\tau} + \sigma_{\beta}^2 \frac{1}{\mu} \frac{Z_{\beta+\tau} - Z_{\beta}}{\tau} \equiv 0.$$

Введемо позначення $\psi_{\tau} = \frac{Z_{\beta+\tau} - Z_{\beta}}{\tau}$, отримаємо лінійне неоднорідне диференціальне рівняння 2-го порядку (в узагальнених похідних) відносно функції ψ_{τ} :

$$\left(\frac{1}{\mu}\dot{\psi}\right)' + \sigma_{\beta}^2 \frac{1}{\mu} \psi = -\frac{\sigma_{\beta+\tau}^2 - \sigma_{\beta}^2}{\tau} \frac{1}{\mu} Z_{\beta+\tau} \quad (9)$$

Якщо границя існує при $\tau \rightarrow 0$ то $\psi_{\tau \rightarrow 0} = \frac{\partial}{\partial \beta} Z_{\beta}$. З іншого боку функція $\psi_{\tau \rightarrow 0}$ є одним із розв'язків рівняння (9), з якого отримуємо:

$$\left(\frac{1}{\mu}\dot{\psi}\right)' + \sigma_{\beta}^2 \frac{1}{\mu} \psi \equiv -2\beta \frac{1}{\mu} Z_{\beta}. \quad (10)$$

Покажемо, що аналогічні перетворення можуть бути застосовані для визначення 2-ої похідної. Задамо параметру β приріст τ при довільному значенні.

Для розв'язків $Z_{\beta-\tau}$, $Z_{\beta+\tau}$, Z_{β} , маємо три наступні тотожності:

$$\left(\frac{1}{\mu}\dot{Z}_{\beta}\right)' + \frac{1}{\mu}\sigma_{\beta}^2 Z_{\beta} \equiv 0, \quad \left(\frac{1}{\mu}\dot{Z}_{\beta+\tau}\right)' + \frac{1}{\mu}\sigma_{\beta+\tau}^2 Z_{\beta+\tau} \equiv 0, \quad \left(\frac{1}{\mu}\dot{Z}_{\beta-\tau}\right)' + \frac{1}{\mu}\sigma_{\beta-\tau}^2 Z_{\beta-\tau} \equiv 0$$

Знайдемо різницю тотожностей:

$$\left(\frac{1}{\mu}\dot{Z}_{\beta+\tau}\right)' - 2\left(\frac{1}{\mu}\dot{Z}_{\beta}\right)' + \left(\frac{1}{\mu}\dot{Z}_{\beta-\tau}\right)' + \frac{1}{\mu}\sigma_{\beta+\tau}^2 Z_{\beta+\tau} - 2\frac{1}{\mu}\sigma_{\beta}^2 Z_{\beta} + \frac{1}{\mu}\sigma_{\beta-\tau}^2 Z_{\beta-\tau} \equiv 0$$

$$\left(\frac{1}{\mu}\dot{Z}_{\beta+\tau} - 2\dot{Z}_{\beta} + \dot{Z}_{\beta-\tau}\right)' + \frac{1}{\mu}\sigma_{\beta+\tau}^2 Z_{\beta+\tau} - 2\frac{1}{\mu}\sigma_{\beta}^2 Z_{\beta} + \frac{1}{\mu}\sigma_{\beta-\tau}^2 Z_{\beta-\tau} \equiv 0$$

Проблема про диференціювання розв'язку граничної задачі є типовою задачею. Таким задачам присвячено відповідний напрямок у теорії звичайних диференціальних рівнянь. Проте в кожному окремому випадку, є певна специфіка, пов'язана із розв'язанням диференційного рівняння (універсального методу розв'язання не існує). У роботі були отримані диференційні рівняння – (9), (10) – до простору розв'язків яких належать відповідно 1-а й 2-га похідні від власних функцій задачі Штурма-Ліувілля по спектральному параметру β . Також велись спроби встановити структуру простору розв'язків цих рівнянь. Таким чином стає зрозумілим, що частковий розв'язок ψ_0 рівняння (10) може шукатися у вигляді:

$$\psi_0 = -\frac{1}{2}\xi\dot{Z}_{\beta} + \xi\dot{Z}_{\beta},$$

де:

β – спектральний параметр,

ξ – невідома функція, що обертається в нуль у точці стрибка коефіцієнтів рівняння.

Знайдені похідні допоможуть зрозуміти поведінку власних функцій Z_{β} у залежності від спектрального параметра β . У свою чергу, розуміння такої залежності допоможе у аналітичному дослідженні дисперсійного рівняння (8) при зміні спектрального параметру β .

Список використаних джерел:

1. Шматько А. А., Казанко А. В., Одаренко Е. Н., Мизерник В. Н. Дисперсионные характеристики слоистых структур в задаче дифракции волн на решетке: сб. науч. трудов ХНУРЭ с метамат. секция : радиотехника, Харьков: вып. 183, 2015. С. 77-79.
2. Казанко О.В., Пенкіна О.Є. Дослідження дисперсійного рівняння в задачі про розсіяння плоскої монохроматичної лінійно поляризованої хвилі на шаруватій структурі. Експериментальні та теоретичні дослідження в сучасних науках.: зб. наук. праць «ЛОГОС» з матеріалами міжнар. наук.-практ. конф., Суми, 5 серп. 2018 р. Вінниця : ГО «Європейська наукова платформа», 2018. Т.3. С. 82-89.
3. Павлова М. Ф., Тимербаев М. Р. Пространства Соболева. Теоремы вложения: уч. пос., Казань: КГУ, 2010. 123 с.
4. Шестопалов В. П., Литвиненко Л. Н., Масалов С. А., Сологуб В. Г. Дифракция волн на решетках: монографія. Харьков: ХГУ, 1973. 288 с.
5. Свешников А. Г., Могилевский И. Е. Пособие по курсу математические задачи теории дифракции. Москва: МГУ, 2012. 197 с.
6. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах: 2-е изд., Москва: Наука, 1973. 343 с.
7. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики: уч. пос., 6-е изд., перераб. и доп. Москва: МГУ, 1999. 742 с.
8. Сивухин Д. В. Общий курс физики. Москва: Наука. Оптика, Т. 4, 1980. 752 с.

PUBLIKACJA NAUKOWA



KOLEKCJA PRAC NAUKOWYCH

Z MATERIAŁAMI MIĘDZYNARODOWEJ
NAUKOWO-PRAKTYCZNEJ KONFERENCJI

**«WIADOMOŚCI O POSTĘPIE NAUKOWYM I
RZECZYWISTYCH BADANIACH NAUKOWYCH
WSPÓŁCZESNOŚCI»**

17 czerwca 2019 rok • Krakow, Polska

TOM 4

Ukraiński, rosyjski, angielski i polski

*Materiały są drukowane w brzmieniu autora
Komitet organizacyjny nie zawsze podziela stanowisko autorów
Za dokładność tego materiału, autorzy ponoszą odpowiedzialność*

Podpisano do publikacji w dniu 17.06.2019. Format
60×84/16. Przesunięcie papieru. Font Arial. Druk cyfrowy.
Arkusze warunkowa wydrukowana: 6,28.
Wydrukowano z gotowego oryginalnego układu.

Dane kontaktowe Komitetu Organizacyjnego:

21037, Ukraina, Winnica, ul. Zodchih, 18, biuro 81

OP «Europejska platforma naukowa»

Telefony: +38 098 1948380; + 38 098 1956755

E-mail: info@ukrlogos.in.ua

www.ukrlogos.in.ua

Wydawca materiałów drukowanych: Drukarnia PE Gulyaeva V.M.
08700, Ukraina, Obukhov, ul. Malyska, 5. E-mail: info@drukaryk.com
Certyfikat przedmiotu działalności wydawniczej: ДК № 3909 z 02.11.2010.