

Вміння володіти арсеналом передового, новаторського педагогічного досвіду дає можливість творчо запроваджувати наявні шляхи підвищення ефективності занять з математики.

Використання інформаційних технологій не замінює викладача, а доповнює. Новітні технології дозволяють зробити навчальний процес наочнішим, зекономити час на підготовці до заняття, не втративши його зміст, а, навпаки, розширити. Тепер вже не потрібно витратити купу часу, наприклад, на виготовлення макетів – декілька натискань клавіш, і вже у готовому вигляді зображення будь-яких геометричних фігур. До теми диференційних рівнянь добре підійде комп'ютерна симуляція руху маятника із детальними поясненнями. Кожен приклад можна подавати яскраво за допомогою зображень, коротких відео, комп'ютерних програм і симуляцій. Інформаційні технології виникли із математики. Це є гарною мотивацією для студентів, але це потрібно вміти донести.

ДЖЕРЕЛА ТА ЛІТЕРАТУРА

1. Іванко Т.І. Значення математичної освіти для формування компетентної особистості в умовах профільного навчання.
2. Родигіна І.В. Компетентісно орієнтований підхід до навчання.
3. Гарнагіна І.А. Формування мислення студентів на парах математики та позакласних заняттях.
4. Шевченко Є.В. Деякі способи розв'язування логічних задач.
5. Пурье М.В. Задачі на складання рівнянь.
6. Леонова В.Л. Усні вправи та математичний диктант.
7. Малицька Л.В. Розвиток здібностей студентів на парах математики.
8. Страцинська В.Г. Нетрадиційні форми організації навчально-виховного процесу.
9. Підласний І.П. Проектуємо навчальний процес.
10. Руденко В.О. Потреба дня – розвивати здатність до творчості.

УДК 51.37

*Микола Морозов, Галина Онищенко
(Мелітополь, Україна)*

ВІЗУАЛІЗАЦІЯ РОЗКЛАДАННЯ ПЕРІОДИЧНИХ ФУНКЦІЙ В РЯД ФУР'Є ЗАСОБАМИ ІМІТАЦІЙНОГО КОМП'ЮТЕРНОГО МОДЕЛЮВАННЯ

У статті автори пропонують, на основі комп'ютерної програми MathCad, алгоритм представлення періодичних парних та непарних функцій функціональним рядом Фур'є: анімація графіка часткових сум та його збігу до відповідної функції. Отримані результати використовуються при організації імітаційних лабораторних робіт з курсу «Математичне забезпечення магістерських програм».

Ключові слова: моделювання, функціональний ряд Фур'є, імітаційні комп'ютерні моделі.

In the article the authors propose on the basis of the computer program MathCad the algorithm for representation even and odd periodic functions using functional Fourier series: animation graphics of partial sums and its convergence to the appropriate function. The results are used in the simulation laboratory works of the course "Math provision of the Master's programs."

Keywords: modeling, functional Fourier series, computer simulation models.

Імітаційне комп'ютерне моделювання має вже достатньо широке застосування в різних галузях науки і техніки, у тому числі й у математиці [1, 2, 3]. Однак, досліджень у напрямку

розробок алгоритмів моделювання на базі математичного пакету MathCad на сьогодні не достатньо. Тому візуалізація розкладання періодичних функцій в ряд Фур'є засобами імітаційної комп'ютерної моделі є актуальним.

Основні матеріали дослідження. Для представлення періодичних парних та непарних функцій функціональним рядом Фур'є, що використовується у гармонічному аналізі (дослідження спектрів різноманітних сигналів). Використовується спеціалізоване середовище програмування MathCad [4], яке реалізує три основних редактора: текстовий, редактор формул та графічний для математичного, комп'ютерного моделювання.

Розглянемо представлення непарної періодичної функції $y(x)$ рядом Фур'є [5,с.328-342]:

$$\begin{cases} y = -1 & \text{при} & -\pi < x < 0 \\ y = 1 & \text{при} & 0 \leq x \leq \pi \end{cases} \quad (1)$$

Визначено коефіцієнти ряду Фур'є:

$$a_o = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \varphi(x) dx = \frac{1}{\pi} \left[\int_{-\pi}^0 (-1) dx + \int_0^{\pi} dx \right] = 0, \quad (2)$$

$$a_n = \frac{1}{\pi} \left[\int_{-\pi}^0 (-1) \cos nx \cdot dx + \int_0^{\pi} \cos nx \cdot dx \right] = -1 \cdot \frac{\sin nx}{n\pi} \Big|_{-\pi}^0 + \frac{\sin nx}{n\pi} \Big|_0^{\pi} = 0, \quad (3)$$

$$b_n = \frac{1}{\pi} \left[\int_{-\pi}^0 (-1) \sin nx \cdot dx + \int_0^{\pi} \sin nx \cdot dx \right] = \frac{1}{\pi} \cdot \left[\frac{\cos nx}{n} \Big|_{-\pi}^0 - \frac{\cos nx}{n} \Big|_0^{\pi} \right] =$$

$$\frac{2}{\pi n} (1 - \cos \pi n) = \begin{cases} 0 & \text{при } n \text{ парне} \\ \frac{4}{\pi n} & \text{при } n \text{ непарне} \end{cases} \quad (4)$$

$$n = 2p + 1, p = 0, 1, 2, \dots$$

Тоді ряд Фур'є для цієї функції має вигляд:

$$y(x) = \frac{4}{\pi} \left[\sin x + \frac{\sin 3x}{3} + \frac{\sin 5x}{5} + \dots + \frac{\sin(2p+1)x}{2p+1} + \dots \right], \quad (5)$$

Програмний пакет MathCad забезпечує математичне моделювання процесу представлення періодичної функції в ряд Фур'є:

$$y(x) = \sum_{n=1}^{\infty} b_n \sin nx, \quad (6)$$

$$\text{де } b_n = b_{2p+1} = \frac{4}{\pi(2p+1)} \rightarrow 0, \quad (7)$$

$$p = 0, 1, 2, 3, \dots 10, n \rightarrow \infty$$

Визначимо часткові суми при $p = 0, 1 \dots 10 \dots$:

$$S1(x) = \sum_{p=0}^q \frac{4}{\pi} \left[\frac{\sin(2p+1)x}{2p+1} \right], \quad (8)$$

Графіки часткових сум $S_{1_3}(x)$, $S_{1_5}(x)$, $S_{1_8}(x)$ та функції $y(x)$ представлені на рис.1

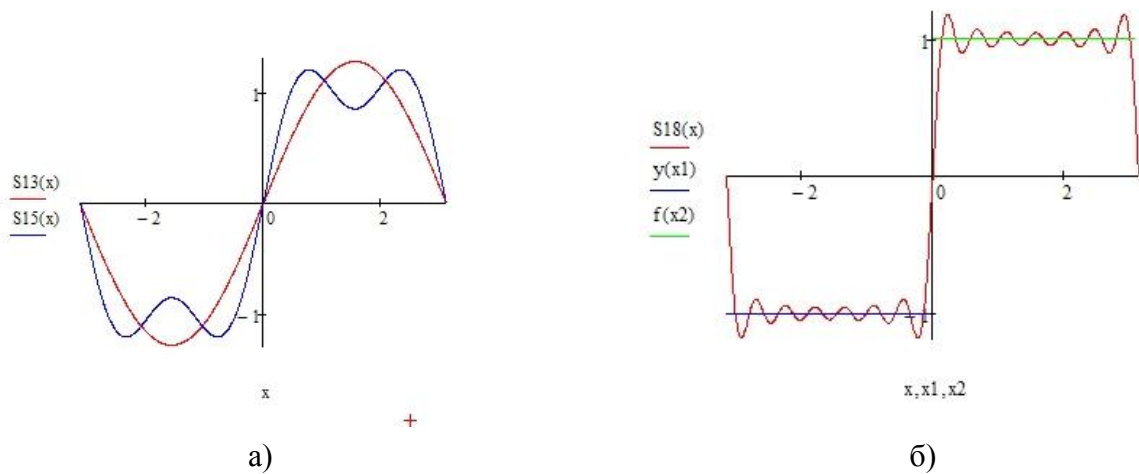


Рис.1. Графіки часткових сум а) $S_{1_3}(x)$, $S_{1_5}(x)$; б) $S_{1_8}(x)$ та функції $y(x)$

Застосування MathCad дозволяє наочно продемонструвати збіг часткової суми S_1 ряду Фур'є до $y(x)$, якщо $n \rightarrow \infty$. Для цього використовується анімація графіка $S_1(x)$ за допомогою команди «Animation» та відповідної змінної FRAME ($q:=FRAME$) на панелі інструментів MathCad.

Розглянемо приклад представлення парної періодичної функції $\varphi(x) = |x|$ рядом Фур'є, якщо $-1 \leq x \leq 1$. Тоді ряд Фур'є має вигляд:

$$\varphi(x) = \frac{1}{2} - \frac{4}{\pi^2} \sum_{p=0}^{\infty} \left[\frac{\cos(2p+1)\pi \cdot x}{(2p+1)^2} \right] \quad (9)$$

Коефіцієнти ряду Фур'є: $b_n = 0, a_0 = 1$ та $a_n = a_{2p+1} = -\frac{4}{\pi^2(2p+1)^2}$.

Визначаємо часткові суми при $p = 0, 1, 2 \dots 8$:

$$S_{2p+1}(x) = \frac{1}{2} - \frac{4}{\pi^2} \sum_{p=0}^N \left[\frac{\cos(2p+1)\pi \cdot x}{(2p+1)^2} \right] \quad (10)$$

Графіки часткових сум $S_{2_3}, S_{2_5}, S_{2_8}$ та функції $\varphi(x)$ представлені на рис.2.

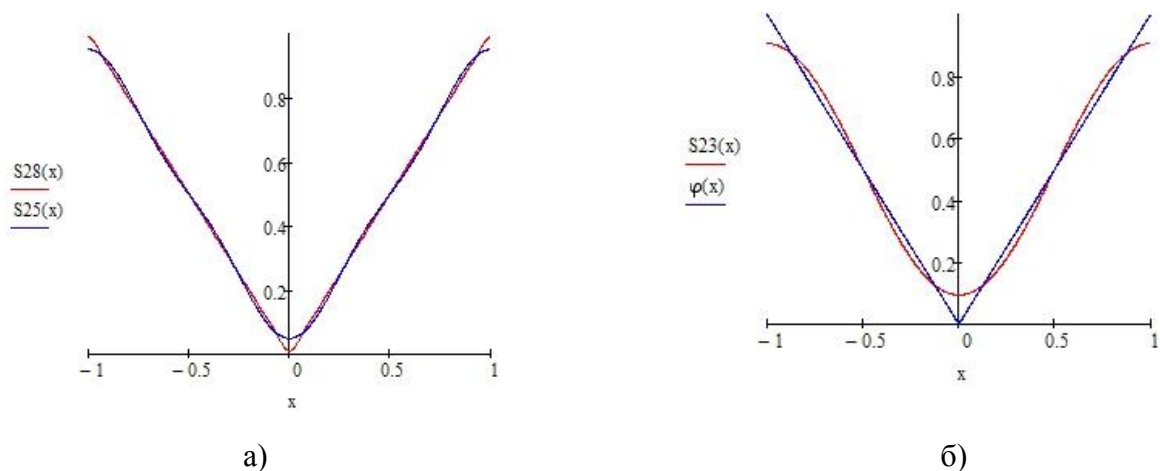


Рис.2. Графіки часткових сум а) S_{2_3}, S_{2_5} ; б) S_{2_8} та функції $\varphi(x)$

Для анімації відповідного графіка $S_2(x)$ також використовуємо команду «Animation», відповідну змінну FRAME (N:=FRAME) та наочно спостерігаємо збіг часткової суми $S_2(x)$ до $\varphi(x)$ при $n \rightarrow \infty$.

Висновки. Розглянуто розкладення періодичних функцій в ряд Фур'є та моделювання цього процесу за допомогою MathCad. Результати імітаційного комп'ютерного моделювання відповідних рядів Фур'є використовуються для організації та проведення віртуальних лабораторних робіт з курсу «Математичне забезпечення магістерських програм» для спеціальності «Електроенергетика, електротехніка і електромеханіка», що активізує навчальний процес та підвищення ролі самостійної роботи магістрантів.

ДЖЕРЕЛА ТА ЛІТЕРАТУРА

1. Усанов Д.А. Компьютерное моделирование микро- и наноструктур: учебное пособие для студентов / Д.А. Усанов и др. – Саратов, 2008. – 100 с.
2. Дьоміна Н.А., Морозов М.В. Моделювання кванторозмірних гетероструктур при організації імітаційних лабораторних робіт. – Збірник науково-методичних праць «Удосконалення навчально-виховного процесу в вищому навчальному закладі», В.18, ТДАТУ, м. Мелітополь, 2015. – С. 67-74.
3. Ивановский Р.И. Компьютерные технологии в науке и образовании. Практика применения систем MathCad: Учебное пособие / Р.И. Ивановский. – М.: Высш. шк., 2003. – 431 с.
4. MathCad 2001: Энциклопедия / Дьяконов В.П. – СПб.: Питер, 2004. – 832 с.
5. Пискунов Н.С. Дифференциальное и интегральное исчисление для ВТУЗов. – М.: Наука, 1972. – Т.2. – 576 с.

УДК 539.4

*Роман Мусій, Наталія Мельник, Оксана Орищин
(Львів, Україна)*

ПЛОСКА ОСЕСИМЕТРИЧНА ДИНАМІЧНА ЗАДАЧА ТЕРМОМЕХАНІКИ ДЛЯ ПОРОЖНИСТОГО БІМЕТАЛЕВОГО ЦИЛІНДРА ЗА ІМПУЛЬСНОЇ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОЇ ДІЇ

Сформульовано плоску осесиметричну динамічну задачу термомеханіки для порожнистого біметалевого циліндра за однорідної нестационарної електромагнітної дії. Чисельно проаналізовано розв'язок даної задачі за дії електромагнітного імпульсу. Наведено графіки зміни в часі температури та компонент тензора динамічних напружень у складових шарах циліндра, виготовлених з нержавної сталі і міді.

Ключові слова: *задача термомеханіки, біметалевий циліндр, електромагнітний імпульс.*

Flat axisymmetric dynamic problem of thermomechanics is formulated for bimetallic hollow cylinder under homogeneous non-stationary electromagnetic action. The solution to this problem under the action of electromagnetic impulse is umerically analyzed. Shown is a graph of dependance of temperature and the dynamic stress tensor components from time in component layers cylinder made of steel and-copper.

Key words: *problem of thermomechanics, bimetallic cylinder, electromagnetic impulse.*

1. Вступ. У сучасних машинах, механізмах і конструкціях широко використовують композити і кусково-однорідні електропровідні структурні елементи, зокрема двошарові електропровідні тіла (ДЕТ) різної геометричної конфігурації. Такі елементи конструкцій перебувають в умовах багатofакторних навантажень, зокрема, електромагнітних

імпульсного характеру. За дії імпульсних електромагнітних полів (ЕМП) в них виникають нестационарні температурні поля і напруження, які за відповідних параметрів ЕМП досягають критичних значень, за яких ДЕТ, як елемент конструкції, втрачає роботоздатність.

У літературі [1-5, 7, 8] відомі дослідження термонапруженого стану однорідних електропровідних тіл канонічної форми за дії імпульсних ЕМП. Однак недостатньо висвітлено поведінку ДЕТ за дії імпульсних ЕМП.

Дана робота присвячена дослідженню термомеханічної поведінки біметалевого порожнистого циліндра за дії електромагнітного імпульсу (ЕМІ). В роботі сформульовано плоску осесиметричну динамічну задачу термомеханіки для розглядуваного циліндра за однорідної нестационарної електромагнітної дії. Чисельно проаналізовано температуру та компоненти тензора динамічних напружень за дії ЕМІ у біметалевому циліндрі з матеріалами складових шарів «нержавна сталь-мідь».

2. Формулювання задачі. Розглянемо довгий пружний порожнистий біметалевий циліндр з внутрішньою $r = r_0$ і зовнішньою $r = r_2$ поверхнями, віднесений до циліндричної системи координат (r, φ, z) , вісь Oz якої співпадає з віссю циліндра. Матеріали складових шарів циліндра однорідні ізотропні неферромагнітні, а їх фізико-механічні характеристики постійні. На циліндр діє нестационарне ЕМП, задане значеннями осьової компоненти $H_z^{(n)}(r, t)$ вектора напруженості магнітного поля $\vec{H}^{(n)}$ на внутрішній $r = r_0$ і зовнішній $r = r_2$ поверхнях циліндра.

Зовнішні поверхні циліндра теплоізовані від довкілля і вільні від силового навантаження. На поверхні $r = r_1$ з'єднання складових шарів виконуються умови ідеального електромагнітного, теплового і механічного контактів. Циліндр знаходиться в умовах плоскої деформації. Відповідно до цього всі визначальні функції задачі, якими є осьова компонента $H_z^{(n)}(r, t)$ вектора напруженості магнітного поля, температура $T^{(n)}(r, t)$ та відмінна від нуля радіальна компонента $u_r^{(n)}(r, t)$ вектора переміщень $\vec{u}^{(n)}(r, t)$ є функціями радіальної координати r та часу t .

Розрахункова модель розглядуваної задачі термомеханіки для порожнистого біметалевого циліндра полягає в послідовному визначенні ЕМП, температурного поля та термонапруженого стану.

2.1. Визначення ЕМП. Відмінну від нуля осьову компоненту $H_z^{(n)}(r, t)$ вектора напруженості магнітного поля в кожному n -му складовому шарі циліндра визначаємо з рівняння

$$\frac{\partial^2 H_z^{(n)}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_z^{(n)}}{\partial r} - \sigma_n \mu_n \frac{\partial H_z^{(n)}}{\partial t} = 0 \quad (1)$$

за крайових умов

$$H_z^{(1)}(r_0, t) = H_z^-(t), \quad H_z^{(2)}(r_2, t) = H_z^+(t) \quad (2)$$

на внутрішній $r = r_0$ і зовнішній $r = r_2$ поверхнях циліндра, умов ідеального електромагнітного контакту

$$H_z^{(1)}(r_1, t) = H_z^{(2)}(r_1, t), \quad \frac{\partial H_z^{(1)}(r_1, t)}{\partial r} = k_\sigma \frac{\partial H_z^{(2)}(r_1, t)}{\partial r} \quad (3)$$

на поверхні $r = r_1$ з'єднання складових шарів, а також початкових умов

$$H_z^{(n)}(r, 0) = 0. \quad (4)$$

За знайденою функцією $H_z^{(n)}(r, t)$ питомі густини джоулевих тепловиділень $Q^{(n)}(r, t)$ та пондеромоторної сили $\vec{F}^{(n)} = \{F_r^{(n)}(r, t); 0; 0\}$ визначаємо за формулами

$$Q^{(n)} = \frac{1}{\sigma_n} \left(\frac{\partial H_z^{(n)}}{\partial r} \right)^2, \quad F_r^{(n)} = -\mu_n H_z^{(n)} \frac{\partial H_z^{(n)}}{\partial r}. \quad (5)$$

2.2. Визначення температурного поля. На другому етапі за знайденими питомими густинами джоулевих тепловиділень $Q^{(n)}(r, t)$ визначаємо розподіл температурного поля $T^{(n)}(r, t)$ в кожному n -му складовому шарі циліндра з рівняння теплопровідності, яке має вигляд

$$\frac{\partial^2 T^{(n)}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T^{(n)}}{\partial r} - \frac{1}{\kappa_n} \frac{\partial T^{(n)}}{\partial t} = -\frac{Q^{(n)}}{\lambda_n}. \quad (6)$$

Рівняння (6) розв'язуємо із врахуванням крайових умов теплоізоляції

$$\frac{\partial T^{(1)}(r_0, t)}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial T^{(2)}(r_2, t)}{\partial r} = 0 \quad (7)$$

на внутрішній $r = r_0$ і зовнішній $r = r_2$ поверхнях циліндра, умов ідеального теплового контакту

$$T^{(1)}(r_1, t) = T^{(2)}(r_1, t), \quad \frac{\partial T^{(1)}(r_1, t)}{\partial r} = k_\lambda \frac{\partial T^{(2)}(r_1, t)}{\partial r} \quad (8)$$

на поверхні $r = r_1$ з'єднання складових шарів циліндра та початкових умов

$$T^{(n)}(r, 0) = 0. \quad (9)$$

2.3. Визначення термонапруженого стану. Для визначення відмінних від нуля радіальної $\sigma_{rr}^{(n)}$, колової $\sigma_{\phi\phi}^{(n)}$ та осьової $\sigma_{zz}^{(n)}$ компонент тензора динамічних напружень $\hat{\sigma}^{(n)}(r, t)$ в кожному n -му складовому шарі циліндра за вихідну вибираємо систему рівнянь плоскої осесиметричної динамічної задачі термопружності для циліндрів у переміщеннях.

Радіальну компоненту $u_r^{(n)}(r, t)$ вектора переміщень $\vec{u}^{(n)}(r, t) = \{u_r^{(n)}(r, t); 0; 0\}$ в кожному n -му складовому шарі циліндра визначаємо з рівняння

$$\frac{\partial^2 u_r^{(n)}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r^{(n)}}{\partial r} - \frac{u_r^{(n)}}{r^2} - \frac{1}{c_n^2} \frac{\partial^2 u_r^{(n)}}{\partial t^2} = \alpha_n \frac{1 + \nu_n}{1 - \nu_n} \frac{\partial T^{(n)}}{\partial r} - \frac{(1 + \nu_n)(1 - 2\nu_n)}{E_n(1 - \nu_n)} F_r^{(n)} \quad (10)$$

за крайових умов

$$\frac{\partial u_r^{(1)}(r_0, t)}{\partial r} + \frac{\nu_1}{1 - \nu_1} \frac{u_r^{(1)}(r_0, t)}{r_0} = \alpha_1 \frac{1 + \nu_1}{1 - \nu_1} T^{(1)}(r_0, t), \quad (11)$$

$$\frac{\partial u_r^{(2)}(r_2, t)}{\partial r} + \frac{\nu_2}{1 - \nu_2} \frac{u_r^{(2)}(r_2, t)}{r_2} = \alpha_2 \frac{1 + \nu_2}{1 - \nu_2} T^{(2)}(r_2, t)$$

на вільних від силового навантаження внутрішній $r = r_0$ і зовнішній $r = r_2$ поверхнях циліндра, умов ідеального механічного контакту

$$u_r^{(1)}(r_1, t) = u_r^{(2)}(r_1, t), \quad (12)$$

$$(1 - \nu_1) \frac{\partial u_r^{(1)}(r_1, t)}{\partial r} + \nu_1 \frac{u_r^{(1)}(r_1, t)}{r_1} - \alpha_1 (1 + \nu_1) T^{(1)}(r_1, t) =$$

$$= k_E \left[(1 - \nu_2) \frac{\partial u_r^{(2)}(r_1, t)}{\partial r} + \nu_2 \frac{u_r^{(2)}(r_1, t)}{r_1} - \alpha_2 (1 + \nu_2) T^{(2)}(r_1, t) \right]$$

на поверхні $r = r_1$ з'єднання складових шарів циліндра та початкових умов

$$u_r^{(n)}(r, 0) = 0, \quad \frac{\partial u_r^{(n)}(r, 0)}{\partial r} = 0. \quad (13)$$

За знайденою радіальною компонентою $u_r^{(n)}(r, t)$ вектора переміщень визначаємо відмінні від нуля компоненти $\sigma_{jj}^{(n)}$ ($j = r, \varphi, z$) тензора динамічних напружень в n -му складовому шарі циліндра за формулами

$$\sigma_{rr}^{(n)} = \frac{E_n}{(1 + \nu_n)(1 - 2\nu_n)} \left[(1 - \nu_n) \frac{\partial u_r^{(n)}}{\partial r} + \nu_n \frac{u_r^{(n)}}{r} - \alpha_n (1 + \nu_n) T^{(n)} \right], \quad (14)$$

$$\sigma_{\varphi\varphi}^{(n)} = \frac{E_n}{(1 + \nu_n)(1 - 2\nu_n)} \left[(1 - \nu_n) \frac{u_r^{(n)}}{r} + \nu_n \frac{\partial u_r^{(n)}}{\partial r} - \alpha_n (1 + \nu_n) T^{(n)} \right], \quad (15)$$

$$\sigma_{zz}^{(n)} = \nu_n (\sigma_{rr}^{(n)} + \sigma_{\varphi\varphi}^{(n)}) - \alpha_n E_n T^{(n)}. \quad (16)$$

Відповідно до двох фізичних чинників $Q^{(n)}(r, t)$ та $\vec{F}^{(n)}(r, t)$, що зумовлюють термонапружений стан циліндра, переміщення $u_r^{(n)}$ та компоненти тензора напружень $\sigma_{jj}^{(n)}$, ($j = r, \varphi, z$) подаємо у вигляді суми двох складників

$$u_r^{(n)} = u_r^{(n)Q} + u_r^{(n)F}, \quad \sigma_{jj}^{(n)} = \sigma_{jj}^{(n)Q} + \sigma_{jj}^{(n)F}. \quad (17)$$

Складники $u_r^{(n)Q}$, $\sigma_{jj}^{(n)Q}$ визначаються із співвідношень (10)-(16), покладаючи $F_r^{(n)} = 0$, а складники $u_r^{(n)F}$, $\sigma_{jj}^{(n)F}$, покладаючи $T^{(n)} = 0$.

3. Чисельний аналіз задачі за однорідної дії ЕМІ. На основі сформульованих вихідних співвідношень (1)–(16) задачі термомеханіки для порожнистого біметалевого циліндра з використанням квадратичної апроксимації розподілів усіх ключових функцій по товщині складових шарів циліндра та інтегрального перетворення Лапласа за часом отримано загальний розв'язок цієї задачі за однорідної нестационарної електромагнітної дії. Використовуючи загальний розв'язок, знайдено розв'язок задачі за дії ЕМІ і проведено його числовий аналіз.

Зміну в часі дії ЕМІ математично описуємо функцією:

$$H_0(t) = kH_0(e^{-\beta_1 t} - e^{-\beta_2 t}). \quad (18)$$

Тут H_0 - максимальне значення напруженості магнітного поля в імпульсі, k - нормувальний множник, β_1 і β_2 - параметри, що характеризують відповідно часи фронтів наростання і спадання імпульсу. Тривалість t_i імпульсу вибиралась рівною $t_i = 10^{-3} c$ (Таке t_i використовується в пристроях для магнітно-імпульсної обробки матеріалів).

Складові шари біметалевого циліндра виготовлені з неферомагнітних матеріалів - сталі X18N9T та міді [6]. Радіуси поверхонь циліндра вибирались рівними $r_0 = 8 \text{ мм}$, $r_1 = 9 \text{ мм}$, $r_2 = 10 \text{ мм}$.

Результати числових досліджень температури і компонент тензора динамічних напружень у складових шарах циліндра за зазначених часових параметрів ЕМІ та геометричних параметрів циліндра і вибраних матеріалів складових шарів подано на рис. 1–4.

На рис. 1 зображено зміну в часі t температури $T^{(n)}$, на рис. 2 - складників $\sigma_{rr}^{(n)F}$, $\sigma_{rr}^{(n)Q}$ радіальних напружень $\sigma_{rr}^{(n)}$, на рис. 3 - складників $\sigma_{\varphi\varphi}^{(n)F}$, $\sigma_{\varphi\varphi}^{(n)Q}$ колових напружень $\sigma_{\varphi\varphi}^{(n)}$, на рис. 4 - складників $\sigma_{zz}^{(n)F}$, $\sigma_{zz}^{(n)Q}$ осьових $\sigma_{zz}^{(n)}$ напружень на поверхні з'єднання складових шарів.

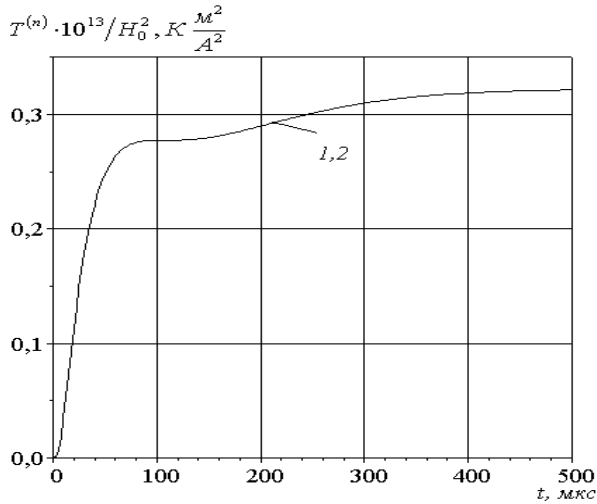


Рис. 1

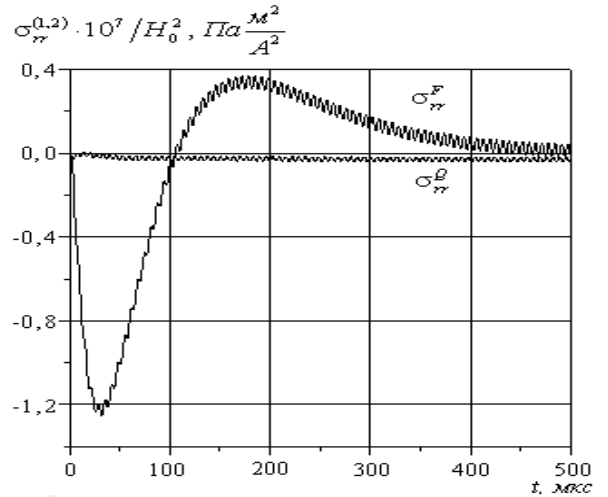


Рис. 2

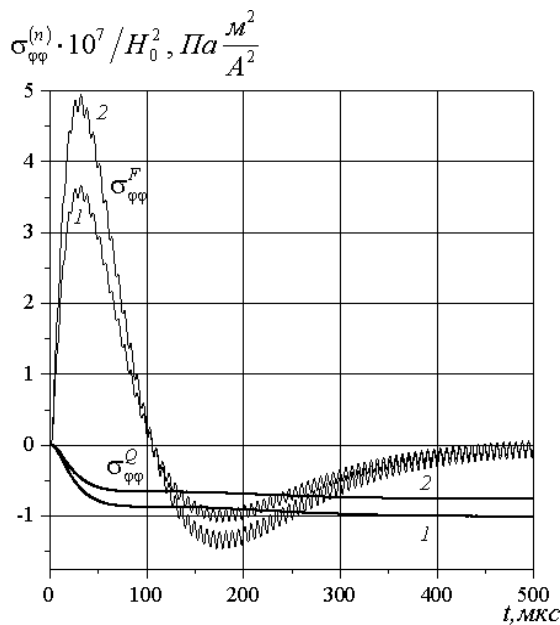


Рис. 3

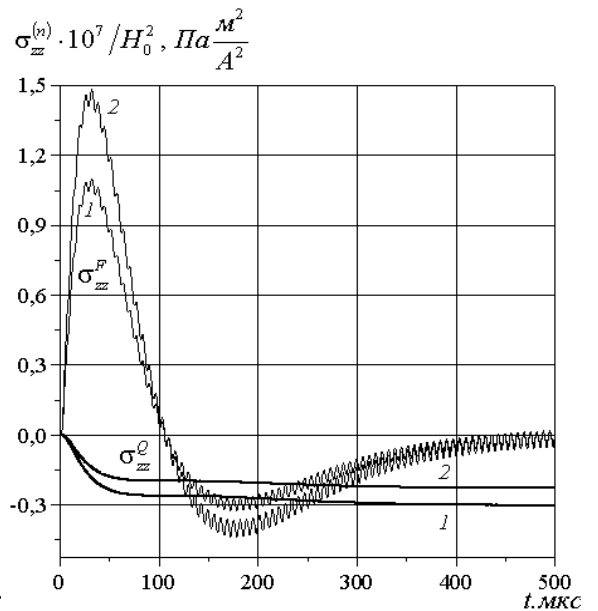


Рис. 4

Лінії 1, 2 на рис. 1, 3, 4 відповідають значенням розглядуваних величин в першому – сталевому і другому – мідному шарах циліндра.

Висновки. З проведених числових досліджень отримано, що складники всіх компонент тензора напружень, зумовлених дією пондеромоторної сили, є визначальними в початкові

моменти часу дії ЕМІ і за величини $H_0 \geq 3 \cdot 10^7 \text{ А/м}$ можуть досягати межі пружної деформації матеріалів складових шарів циліндра і перевищувати її.

ДЖЕРЕЛА ТА ЛІТЕРАТУРА

1. Гачкевич А.Р. Температурные поля и напряженное состояние электропроводного слоя при магнитном ударе на поверхностях / А.Р. Гачкевич, Р.С. Мусий // Физ.-мех. поля в деформируемых средах. – К.: Наук. думка, 1978. – С. 28–33.
2. Гачкевич А.Р. Температурные поля и термоупругое состояние электропроводных пластин при магнитном ударе / А.Р. Гачкевич, Р.С. Мусий // Мат. методы и физ.-мех. поля. – 1978. – Вып 7. – С. 115–118.
3. Гачкевич О.Р. Термомеханічна поведінка порожнистого електро-провідного циліндра при імпульсній електромагнітній дії / О.Р. Гачкевич, Р.С. Мусій, Н.Б. Мельник // Мат. методи і фіз.-мех. поля. – 2001. – 44, № 1. – С. 146–154.
4. Мусій Р.С. Дослідження термомеханічної поведінки електропровідної пластини при імпульсних електромагнітних діях / Р.С. Мусій, Н.Б. Мельник, Г.Б. Стасюк // Прикл. проблеми мех. і математики. – 2004. – Вип. 2. – С. 153–160.
5. Мусій Р.С. Термопружний стан електропровідної пластини під електромагнетними імпульсами / Р.С. Мусій // Фіз.-хім. механіка матеріалів. – 2001. – № 6. – С. 7–14.
6. Мэттьюз Ф. Композитные материалы. Механика и технология / Ф. Мэттьюз, Р. Ролингс. – М.: Техносфера, 2004. – 408 с.
7. Burak Ja. Zagadnienia termomechaniki nieferromagnetycznych przewodników doskonałych przy elektromagnetycznym oddziaływaniu impulsowym / Ja. Burak, A. Haczkiwicz, R. Musij // Zeszyty Naukowe Politechniki Opolskiej, № 297/2002. Matematyka, z. 18. – S. 5–19.
8. Moon F.C. Magnetosolid mechanics / F.C. Moon. – New York: J.Wiley, 1984. – 436 p.

УДК 371.3

*Лариса Роман
(Бережани, Україна)*

ВИВЧЕННЯ ФУНКЦІЙ ТА ЇХНІХ ГРАФІКІВ У КУРСІ ШКІЛЬНОЇ МАТЕМАТИКИ

Розглянуто форми та методи вивчення функцій в курсі шкільної математики, з метою підвищення рівня знань учнів

Ключові слова: *функція, графік, обернена функція, властивості, означення.*

Consider the form and methods of studying the functions in school mathematics course, to raise the awareness of students

Key words: *function, graph, inverse functions, properties, definitions.*

Шкільна математика – це предмет, основна мета якого – вивчення реальних ситуацій за допомогою математичних моделей. Математика вивчає реальні ситуації, а первинна математична модель – функція, тому функції, їх властивості та графіки, як у явній, так і в неявній формі складають основу шкільного курсу математики.

Поняття функції є одним з найважливіших математичних понять. Деякі види функцій розглядалися ще в далекій давнині (астрономічні таблиці вавилонян, стародавніх греків тощо). Однак загального поняття функції ще не було.

Поняття функції виникло в XIV ст., але в той час воно не набрало ще досить чіткої форми. Введення в 1637 році Р. Декартом поняття змінної величини істотно вплинуло на формування й розвиток поняття функції.