

11. *Гринчик Н.Н.* Тепло – и массоперенос в капиллярно-пористых средах при интенсивном парообразовании с учетом движения фронта испарения //Теория и техника сушки влажных материалов, Минск: Наука, 1979.- С. 30-49.
12. *Гайвась Б.І.* Урахування впливу дисперсії розмірів пор на процес осушення пористого шару. //Прикл. проблеми мех. і мат. - 2007. - Вип.5. - т.1, С. 103 - 112.
13. *Гайвась Б.І.* Вплив дисперсії розмірів пор на напружено – деформований стан пористого шару при симетричному та несиметричному осушенні. //Математичні проблеми механіки неоднорідних структур. - 2006, - т.1, - С. 67-69.
14. *Гайвась Б.І.* Вплив дисперсії розмірів пор на напружено – деформований стан при несиметричному осушенні. //Фізико-математичне моделювання та інформаційні технології. -2007. - Вип.5. - С. 19-28.
15. *Вукалович М.П.* Теплофизические свойства воды и водяного пара.- М.: Машиностроение, 1967. - 365 с.
16. *Соколовський Я.І.* Моделювання напружено-деформованого стану деревини в процесі сушіння. // Комп'ютерні технології друкарства. Збірник наук. праць УАД.-Львів: УАД.- 1998. - С. 48-57.
17. *Шубин Г.С.* Физические основы и расчет процесса сушки древесины, - М: Лесная промышленность, 1973, - 248 с.

Поступила 18.01.2010р.

УДК 621.3.018.1

Ю.М. Романишин¹⁾, д.т.н., Ю.Р. Кохалевич²⁾, С.Р. Пукіш¹⁾

¹⁾Національний Університет “Львівська Політехніка”

²⁾Львівський державний інститут новітніх технологій та управління
ім. В. Чорновола

РЯД ВОЛЬТЕРРА ДЛЯ МОДЕЛІ ХОДЖКІНА-ХАКСЛІ НЕЙРОНА

The features of calculation of Volterra kernels for Hodgkin-Huxley neuron model are considered. The systems of four linear equations for spectra of three first Volterra kernels are obtained. Symbolic Math Toolbox of MATLAB system for obtaining first and second derivatives of Hodgkin-Huxley equations functions, for solving the systems of linear equations and for inverse Fourier transforms is used.

Вступ. Модель Ходжкіна-Хакслі [1] представляє собою систему чотирьох звичайних нелінійних диференціальних рівнянь першого порядку, у зв'язку з чим математичний аналіз біонейронних структур при використанні цих рівнянь є достатньо складною задачею, особливо при великій кількості нейронів, навіть при кількох десятках чи сотнях нейронів. При побудові математичних моделей багатьох систем доцільним є їх представлення у вигляді співвідношень, які виражають вихідний сигнал через вхідний. Одним з таких представлень є ряди Вольтерра, ядра яких можна вважати

узагальненням імпульсної характеристики лінійних систем на нелінійні. Приклади побудови математичних моделей (в першу чергу електричних схем) у вигляді рядів Вольтерра та особливості визначення ядер цих рядів розглянуто, наприклад, в [2]. Розглядалися особливості побудови рядів Вольтерра і для деяких моделей нейронів, в тому числі для моделі Ходжкіна-Хакслі [3-6]. Вибір певної кількості складових ряду Вольтерра дає змогу враховувати нелінійні особливості різних порядків. Однак, незважаючи на доцільність такого представлення моделі Ходжкіна-Хакслі нейрона, а також його зв'язок з нейромережевими підходами, цей напрям моделювання нейрона досліджений недостатньо, що обумовлює актуальність статті.

Метою роботи є аналіз особливостей представлення моделі Ходжкіна-Хакслі нейрона у вигляді ряду Вольтерра, обчислення ядер ряду, можливостей спрощення моделі на основі такого представлення та обчислення ядра першого порядку в спектральному та часовому вигляді.

Постановка задачі представлення моделі Ходжкіна-Хакслі нейрона у вигляді ряду Вольтерра. Система рівнянь моделі Ходжкіна-Хакслі нейрона представимо у вигляді [1, 3]:

$$\begin{aligned} \frac{dy_1}{dt} - f_1(y_1, y_2, y_3, y_4) &= x_1(t); & \frac{dy_2}{dt} - f_2(y_1, y_2) &= x_2(t); \\ \frac{dy_3}{dt} - f_3(y_1, y_3) &= x_3(t); & \frac{dy_4}{dt} - f_4(y_1, y_4) &= x_4(t), \end{aligned} \quad (1)$$

де $x_1(t) = \frac{1}{c}x(t)$; $x(t)$ - густина зовнішнього струму збудження нейрона; c - питома поверхнева ємність мембрани; $x_2(t) = x_3(t) = x_4(t) = 0$; t - час; $y_1(t)$ - напруга на мембрані нейрона; $y_2(t)$, $y_3(t)$, $y_4(t)$ - внутрішні функції часу t та напруги на мембрані, які визначають часову залежність густин струмів та нелінійні властивості провідностей і пов'язані з $y_1(t)$ співвідношеннями (модифіковані диференціальні рівняння дифузії (релаксації)):

$$\begin{aligned} f_1(y_1, y_2, y_3, y_4) &= -g_1 y_2^3 y_3 (y_1 - v_1) - g_2 y_4^4 (y_1 - v_2) - g_3 (y_1 - v_3); \\ f_k(y_1, y_k) &= \alpha_{y_k} (1 - y_k) - \beta_{y_k} y_k; \quad k = \overline{2, 4}; \\ \alpha_{y_2} &= \frac{2,5 - 0,1y_1}{\exp(2,5 - 0,1y_1) - 1}; \quad \alpha_{y_3} = 0,07 \exp(-y_1 / 20); \quad \alpha_{y_4} = \frac{0,1 - 0,01y_1}{\exp(1 - 0,1y_1) - 1}; \\ \beta_{y_2} &= 4 \exp(-y_1 / 18); \quad \beta_{y_3} = \frac{1}{\exp(3 - 0,1y_1) + 1}; \quad \beta_{y_4} = 0,125 \exp(-y_1 / 80), \end{aligned} \quad (2)$$

де v_1 , v_2 , v_3 - опорні джерела напруги для іонів Na^+ , K^+ та решти іонів L відповідно; g_1 , g_2 , g_3 - сталі складові провідностей іонних каналів; значення y_k задається в mB , а значення α_{y_k} та β_{y_k} в $mсек^{-1}$.

Полярність та значення напруг v_1, v_2, v_3 є різними для різних типів іонів. Часто використовують зміщене на -65 мВ значення мембранної напруги для того, щоб в рівноважному стані вона дорівнювала 0. При цьому отримуються наступні значення для опорних напруг: $v_1 = 115 \cdot 10^{-3} B$; $v_2 = -12 \cdot 10^{-3} B$; $v_3 = 10.6 \cdot 10^{-3} B$. Значення параметрів класичної моделі Ходжкіна-Хакслі [1]: $g_1 = 120 \cdot 10^{-3} Ом^{-1} \cdot см^{-2}$; $g_2 = 36 \cdot 10^{-3} Ом^{-1} \cdot см^{-2}$; $g_L = 0,3 \cdot 10^{-3} Ом^{-1} \cdot см^{-2}$; $c = 1 мкФ \cdot см^{-2}$.

Шукається представлення сигналів $y_k(t)$ через вхідні сигнали $x_k(t)$ у вигляді наступних рядів Вольєрра:

$$y_k(t) = \int_{-\infty}^{\infty} g_{k1}(\tau) x_k(t-\tau) d\tau + \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g_{k2}(\tau_1, \tau_2) x_k(t-\tau_1) x_k(t-\tau_2) d\tau_1 d\tau_2 + \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g_{k3}(\tau_1, \tau_2, \tau_3) x_k(t-\tau_1) x_k(t-\tau_2) x_k(t-\tau_3) d\tau_1 d\tau_2 d\tau_3 + \dots, \quad (3)$$

де $g_{k1}(\tau)$; $g_{k2}(\tau_1, \tau_2)$; $g_{k3}(\tau_1, \tau_2, \tau_3)$ - ядра ряду Вольєрра для k -ї змінної відповідного порядку.

Визначення ядер ряду Вольєрра. Визначення ядер Вольєрра зручніше проводити в частотній області [3]. Визначимо інтегральне перетворення Фур'є ряду Вольєрра:

$$Y_k(\omega) = G_{k1}(\omega) S(\omega) + \int_{-\infty}^{\infty} e^{-j\omega t} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g_{k2}(\tau_1, \tau_2) x(t-\tau_1) x(t-\tau_2) d\tau_1 d\tau_2 dt + \int_{-\infty}^{\infty} e^{-j\omega t} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g_k(\tau_1, \tau_2) x(t-\tau_1) x(t-\tau_2) d\tau_1 d\tau_2 dt + \dots, \quad (4)$$

де $Y_k(\omega)$ - спектри функцій $y_k(t)$; $G_{ki}(\omega)$ - спектри ядер g_{ki} ; $S(\omega)$ - спектр функції $x_1(t)$.

Можна показати (зміною порядку інтегрування, за формулою спектру добутку двох сигналів та спектру сигналу, зміщеного в часі), що це перетворення приводиться до вигляду:

$$Y_k(\omega) = G_{k1}(\omega) S(\omega) + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega - \omega_1) S(\omega_1) G_{k2}(\omega - \omega_1, \omega_1) d\omega_1 + \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega - \omega_1) S(\omega_1 - \omega_2) S(\omega_2) G_{k3}(\omega - \omega_1, \omega_1 - \omega_2, \omega_2) d\omega_2 d\omega_1 + \dots \quad (5)$$

Для розкладів в кратні ряди Маклорена модифікуємо модель Ходжкіна-Хакслі таким чином, щоб значення функцій f_2, f_3 і f_4 дорівнювали 0 в

точці рівноваги системи (для функції f_1 ця умова вже забезпечена відповідним вибором значень опорних напруг). Для цього розрахуємо значення $y_2(t)$, $y_3(t)$ та $y_4(t)$ в точці рівноваги і модифікуємо систему рівнянь Ходжкіна-Хакслі відповідними зміщеннями цих величин:

$$\begin{aligned} f_1(y_1, y_2, y_3, y_4) &= -g_1(y_2 + 0.0529)^3(y_3 + 0.5961)(y_1 - v_1) - \\ &\quad -g_2(y_4 + 0.3177)^4(y_1 - v_2) - g_3(y_1 - v_3); \\ f_2(y_1, y_2) &= -(\alpha_{y_2} + \beta_{y_2})(y_2 + 0.0529) + \alpha_{y_2}; \\ f_3(y_1, y_3) &= -(\alpha_{y_3} + \beta_{y_3})(y_3 + 0.5961) + \alpha_{y_3}; \\ f_4(y_1, y_4) &= -(\alpha_{y_4} + \beta_{y_4})(y_4 + 0.3177) + \alpha_{y_4}. \end{aligned} \quad (6)$$

Розкладемо функції f_i в кратні ряди Маклорена в околиці точки $(0;0;0;0)$.

$$\begin{aligned} f_k(y_1, y_2, y_3, y_4) &= \sum_{i=1}^4 \frac{\partial f_k}{\partial y_i} \Big|_{(0,0,0,0)} y_i + \frac{1}{2!} \sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^4 \frac{\partial^2 f_k}{\partial y_i \partial y_j} \Big|_{(0,0,0,0)} y_i y_j + \\ &\quad + \frac{1}{3!} \sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^4 \sum_{p=1}^4 \frac{\partial^3 f_k}{\partial y_i \partial y_j \partial y_p} \Big|_{(0,0,0,0)} y_i y_j y_p + \dots \end{aligned} \quad (7)$$

Після підставляння розкладів в систему рівнянь (1) отримаємо:

$$\begin{aligned} \frac{dy_k}{dt} - \sum_{i=1}^4 \frac{\partial f_1}{\partial y_i} y_i - \frac{1}{2!} \sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^4 \frac{\partial^2 f_1}{\partial y_i \partial y_j} y_i y_j - \\ - \frac{1}{3!} \sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^4 \sum_{p=1}^4 \frac{\partial^3 f_1}{\partial y_i \partial y_j \partial y_p} y_i y_j y_p - \dots = x_k(t). \end{aligned} \quad (8)$$

Для отримання виразів похідних та обчислення їх числових значень використаний пакет прикладних програм символічної математики Symbolic Math Toolbox системи MATLAB.

Значення перших похідних в точці $(0;0;0;0)$ наведені в табл. 1

Таблиця 1

Значення перших похідних функцій f_i

-0.677	69.1	2.04	-55.4
0.0264	-4.22	0	0
-0.00411	0	-0.117	0
0.00281	0	0	-0.183

Здійснимо перетворення Фур'є системи рівнянь (8):

$$j\omega Y_k = \sum_{i=1}^4 \frac{\partial f_k}{\partial y_i} Y_i(\omega) + \frac{1}{2!} \frac{1}{2\pi} \sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^4 \frac{\partial^2 f_k}{\partial y_i \partial y_j} \int_{-\infty}^{\infty} Y_i(\omega - \omega_1) Y_j(\omega_1) d\omega_1 +$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{3!} \frac{1}{(2\pi)^2} \sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^4 \sum_{p=1}^4 \frac{\partial^3 f_k}{\partial y_i \partial y_j \partial y_p} \times \\
& \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} Y_i(\omega - \omega_1) Y_j(\omega_1 - \omega_2) Y_p(\omega_2) d\omega_2 d\omega_1 + \dots + \delta_{k1} S(\omega), \quad (9)
\end{aligned}$$

де δ_{k1} - символ Кронекера.

Після підставлення виразу (5) в вираз (9) отримуємо:

$$\begin{aligned}
& j\omega \left[G_{k1}(\omega) S(\omega) + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega - \omega_1) S(\omega_1) G_{k2}(\omega - \omega_1, \omega_1) d\omega_1 + \right. \\
& \left. + \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega - \omega_1) S(\omega_1 - \omega_2) S(\omega_2) G_{k3}(\omega - \omega_1, \omega_1 - \omega_2, \omega_2) d\omega_2 d\omega_1 + \dots \right] = \\
& = \sum_{i=1}^4 \frac{\partial f_k}{\partial y_i} \left[G_{i1}(\omega) S(\omega) + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega - \omega_1) S(\omega_1) G_{i2}(\omega - \omega_1, \omega_1) d\omega_1 + \right. \\
& \left. + \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega - \omega_1) S(\omega_1 - \omega_2) S(\omega_2) G_{i3}(\omega - \omega_1, \omega_1 - \omega_2, \omega_2) d\omega_2 d\omega_1 + \dots \right] + \\
& + \frac{1}{2!} \frac{1}{2\pi} \sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^4 \frac{\partial^2 f_k}{\partial y_i \partial y_j} \int_{-\infty}^{\infty} [G_{i1}(\omega - \omega_1) S(\omega - \omega_1) + \\
& + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega - \omega_1 - \omega_{11}) S(\omega_{11}) G_{i2}(\omega - \omega_1 - \omega_{11}, \omega_{11}) d\omega_{11} + \\
& + \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega - \omega_1 - \omega_{11}) S(\omega_{11} - \omega_{22}) S(\omega_{22}) \times \\
& \times G_{i3}(\omega - \omega_1 - \omega_{11}, \omega_{11} - \omega_{22}, \omega_{22}) d\omega_{22} d\omega_{11} + \dots] \times \\
& \times \left[G_{j1}(\omega_1) S(\omega_1) + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega_1 - \omega_{11}) S(\omega_{11}) G_{j2}(\omega_1 - \omega_{11}, \omega_{11}) d\omega_{11} + \right. \\
& \left. + \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega_1 - \omega_{11}) S(\omega_{11} - \omega_{22}) S(\omega_{22}) \times \right. \\
& \left. \times G_{j3}(\omega_1 - \omega_{11}, \omega_{11} - \omega_{22}, \omega_{22}) d\omega_{22} d\omega_{11} + \dots \right] d\omega_1 + \dots + \delta_{k1} S(\omega). \quad (10)
\end{aligned}$$

Оскільки це рівняння повинно бути справедливим для будь-яких функцій $S(\omega)$, рівняння для визначення спектрів ядер $G_{ki}(\omega)$ можуть бути отримані прирівнюванням відповідних виразів в (10) до 0.

З порівнювання коефіцієнтів при $S(\omega)$ до 0 отримаємо:

$$j\omega G_{k1}(\omega) = \sum_{i=1}^4 \frac{\partial f_k}{\partial y_i} G_{i1}(\omega) + \delta_{k1}; \quad k = \overline{1;4}. \quad (11)$$

Це система чотирьох лінійних рівнянь з чотирма невідомими ядрами першого порядку. Процедура її розв'язання реалізується в символьному вигляді за допомогою пакету прикладних програм символьної математики Symbolic Math Toolbox системи MATLAB. В результаті величини G_{k1} представляються дробово-раціональними виразами відносно $j\omega$, знаменники виразів є поліномом четвертого степеня, чисельник G_{11} - поліномом третього степеня, а чисельники G_{21} , G_{31} та G_{41} - поліномами другого степеня. Модуль G_{11} (спектр ядра першого порядку g_{11}) зображений на рис. 1,а).

Обернене перетворення Фур'є спектрів також реалізується в символьному вигляді з попереднім обчисленням коренів полінома знаменників. На рис. 1,б) зображено графік ядра першого порядку g_{11} , обчисленого на основі отриманих виразів.

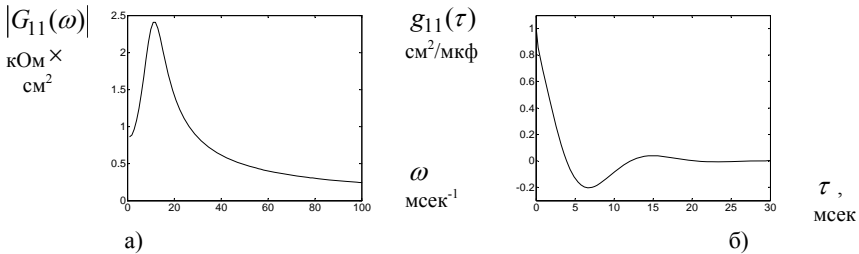


Рис. 1. Модуль спектру та ядро першого порядку ряду Вольтерра

Отримані графіки на рис. 1 для модуля спектра ядра першого порядку та самого ядра близькі за характером до частотної та імпульсної характеристик енергетичної моделі нейрона, отриманих в [7].

З порівнювання коефіцієнтів при $S(\omega - \omega_1)S(\omega_1)$ в інтегралах

$$\int_{-\infty}^{\infty} S(\omega - \omega_1)S(\omega_1) \dots d\omega_1 \text{ до } 0 \text{ отримаємо:}$$

$$j\omega G_{k2}(\omega - \omega_1, \omega_1) = \sum_{i=1}^4 \frac{\partial f_k}{\partial y_i} G_{i2}(\omega - \omega_1, \omega_1) + \frac{1}{2!} \sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^4 \frac{\partial^2 f_k}{\partial y_i \partial y_j} G_{i1}(\omega - \omega_1) G_{j1}(\omega_1), \quad k = \overline{1;4}.$$

Ця система рівнянь може бути приведена до вигляду:

$$j(\omega_1 + \omega_2) G_{k2}(\omega_1, \omega_2) = \sum_{i=1}^4 \frac{\partial f_k}{\partial y_i} G_{i2}(\omega_1, \omega_2) + \frac{1}{2!} \sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^4 \frac{\partial^2 f_k}{\partial y_i \partial y_j} G_{i1}(\omega_1) G_{j1}(\omega_2).$$

Аналогічно попередньому, для спектрів ядер другого порядку отримаємо систему лінійних алгебраїчних рівнянь першого порядку з матрицею такої самої структури, що й для ядер першого порядку.

З пріврівнювання подвійних інтегралів та справедливості цієї рівності при довільній функції $S(\omega)$ отримаємо умову:

$$\begin{aligned}
 j(\omega_1 + \omega_2 + \omega_3)G_{k3}(\omega_1, \omega_2, \omega_3) &= \sum_{i=1}^4 \frac{\partial f_k}{\partial y_i} G_{i3}(\omega_1, \omega_2, \omega_3) + \\
 &+ \frac{1}{2!} \sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^4 \frac{\partial^2 f_k}{\partial y_i \partial y_j} G_{i1}(\omega_1) G_{j2}(\omega_2, \omega_3) + \\
 &+ \frac{1}{2!} \sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^4 \frac{\partial^2 f_k}{\partial y_i \partial y_j} G_{j1}(\omega_3) G_{i2}(\omega_1, \omega_2) + \\
 &+ \frac{1}{3!} \sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^4 \sum_{p=1}^4 \frac{\partial^3 f_k}{\partial y_i \partial y_j \partial y_p} G_{i1}(\omega_1) G_{j1}(\omega_2) G_{p1}(\omega_3). \quad (12)
 \end{aligned}$$

Як і в попередніх випадках ядер першого та другого порядку, це система чотирьох лінійних алгебраїчних рівнянь з чотирма невідомими $G_{k3}(\omega_1, \omega_2, \omega_3)$, а вільні члени виражаються через ядра першого та другого порядку.

Аналогічним чином, хоча й зі значно складнішими перетвореннями, можна отримати системи алгебраїчних рівнянь для ядер Вольтерра вищих порядків.

Висновки. Класична модель Ходжкіна-Хакслі представляється системою чотирьох нелінійних диференціальних рівнянь першого порядку, які пов'язують вхідний сигнал (густина струму), вихідний сигнал (напруга на мембрані), три внутрішні змінні та параметри моделі. Для усунення внутрішніх змінних може бути використане зведення моделі до представлення у вигляді ряду Вольтерра, ядра якого є узагальненням імпульсної характеристики лінійної системи для нелінійних систем. Використання цієї моделі, незважаючи на складність рядів Вольтерра, дає змогу розглядати різні наближення моделі нейрона – лінійну, нелінійні моделі різних порядків. Обчислення спектрів ядер Вольтерра зводиться до розв'язування однотипних систем чотирьох лінійних алгебраїчних рівнянь з чотирма невідомими.

1. Gerstner W., Kistler W.M. Spiking Neuron Models. Single Neurons, Populations, Plasticity. - Cambridge University Press, 2002. - 5,26 MB. - <http://diwww.epfl.ch/~gerstner/SPNM/SPNM.html>.
2. Федосов Б.Т. О детализации структуры модели нелинейной инерционной системы. - 12 с. - http://model.exponenta.ru/bt/bt_0007.html.
3. Kistler W., Gerstner W., Leo van Hemmen J. Reduction of the Hodgkin-Huxley Equations to a Single-Variable Threshold Model // Neural Computation 9(5). – 1015-1045.

– 10.1.1.27.3235.pdf.

4. Poggio T., Torre V. A Volterra Representation for Some Neuron Models // Biol. Cybernetics. – 1977. – No. 27. – P. 113-124.

5. Yu Y., Lee T.S. Nonlinear dynamical mechanism underlying neuronal adaptation / Carnegie Mellon University, Pittsburgh, USA. – 2002. – 26 p. – http://www.cnb.cmu.edu/~tai/readings/cns-vision/yu_lee_Aug2.pdf.

6. Friston K.J. Volterra kernels and effective connectivity / University College London, UK. – 2001. – 26 p. – <http://www.fil.ion.ucl.ac.uk/spm/doc/books/hbf2/pdfs/Ch21.pdf>.

7. Смердов А.А., Романишин Ю.М. Электрическая модель нейрона при одиночном возбуждении // Вопросы кибернетики: Биомедицинформатика и ее приложения. - М.: Изд-во АН СССР. - 1988. – С. 168-174.

Поступила 28.01.2010р.

УДК 621.3

Л.С.Сікора, д.т.н., професор, Н.Р.Друк, Р.М.Владика,
Львів, НВЦ стратегічних досліджень еко-біо-технічних систем

МОДЕЛІ ЛАЗЕРНОГО ЗОНДУВАННЯ ДИНАМІЧНИХ ЗМІЩЕНЬ І ВІБРАЦІЙ КОРПУСІВ ЕНЕРГОБЛОКІВ І МЕХАНІЗМІВ

Анотація. Розглянуто підходи до побудови систем лазерного дистанційного вимірювання динамічних зміщень, критичних точок механізмів.

Ключові слова: Базис, лазер, фотоприймач, сила, конструкція, зміщення, вібрація.

Актуальність. Проблема вимірювання вібраційних зміщень в динаміці і статичних зміщень під дією зовнішніх факторів і динамічних сил є актуальною. З точки зору діагностики стану енергоблоків, двигунів приводу, турбін і механізмів, та визначення допустимих навантажень на конструкції будівель і корпусів, складних механізмів на які діють температурні фактори і навантаження, важливою задачею є визначення геометричних зміщень в $\{(R_x, xR_y, xR_z)\} xT$ - на тривимірному просторі (координати – час), а не їх обчислення за моделями динаміки прискорення точок вимірювання прискорення.

Аналіз структури агрегатів і механізмів. Розглянемо види моделей просторові структури конструкцій об'єктів діагностування та способи розміщення компонент лазерної системи на основі виділення типових інформаційних схем відбору даних про величезну зміщення конструкції в точці зондування. (1)

M1. Модель зондування зміщення на основі дзеркального відбиття лазерного сигналу описується наступною інформаційною структурою:

© Л.С.Сікора, Н.Р.Друк, Р.М.Владика

163