

франц. – М.: Мир, 1964, - 456 с. **11.** Лыков А. В. Теория теплопроводности. – М.: Высш. шк., 1967. – 599 с. **12.** Мак-Адамс В. Х. Теплопередача. Пер с англ.- М.: Metallurgizdat, 1961. – 669 с. **13.** Таганов И. Н. Моделирование процессов массо- и энергопереноса. – Л.: Химия, 1979. - 203 с. **14.** Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. Пер. с нем. – М.: Наука, 1960. – 742 с. **15.** Зевеке Г. В., Ионкин П. А. и др. Основы теории цепей. М.: Энергия, 1975. – 468 с. **16.** Стенцель Й. I. Математичне моделювання технологічних об'єктів керування: Навч. посібник. – К.: ІСДО, 1993. – 328 с.

Bibliography (transliterated): 1. Shlihting G. *Teorija pograničnogo sloja*. Per. s nem. – М.: Nauka, 1960. – 742. 2. *Prepedevitka vnutremih boleznej* /Pod red. V. H. Vasilenko, A. L. Grebeneva end N. D. Mihajlovoj. – Moscow: Medicina, 1974. – 528. 3. Stencil' J. I., Zlepko S. M. end Pavlov S. V. "Fizy'čne ta matematy'čne modelyuvannya termody'namičny'x metodiv diagnosty'ky' stanu zdorov'ya lyudy'ny'". *Opty'ko-elektronni informacijno-energety'čni tehnologiyi. Mizhnarodny'j naukoivo-texničny'j zhurnal*. #1 (25). – 2013. 66-73. Print. 4. Remizov A. Ja. *Medicinskaja i biologičeskaja fizika*.- Moscow: «Vysshaja shkola». – 1987. 638. 5. Hobler T. *Teploperedacha i teploobminni*. Per. s pol's. – L.: Goshimizdat, 1961. – 820. 6. Kutateladze S. S. *Osnovy teorii teploobmena*. – Moscow.: Mashgiz, 1962. – 368. 7. Lykov A. V. end Mihajlov Ju. A. *Teorija teplo-i massoperenosa*. – Moscow.: Gosjenergoizdat, 1963. – 389. 8. Jekkert Je. R. end Drejk R. M. *Teorija teplo-i massoobmena*. - М.: Gosjenergoizdat, 1962. – 562. 9. Mak-Adams V. H. *Teploperedacha*. Per s angl.- Moscow: Metallurgizdat, 1961. – 669. 10. De Groot S. end Mazur P. *Neravnovesnaja termodinamika*. Per. S franc. – Moscow.: Mir, 1964, - 456 s. 11. Lykov A. V. *Teorija teploprovodnosti*. – Moscow.: Vyssh. shk., 1967. – 599. 12. Mak-Adams V. H. *Teploperedacha*. Per s angl.- Moscow.: Metallurgizdat, 1961. – 669. 13. Taganov I. N. *Modelirovanie processov masso- i jenergooperenosa*. – L.: Himija, 1979. - 203. 14. Shlihting G. *Teorija pograničnogo sloja*. Per. s nem. – Moscow.: Nauka, 1960. – 742. 15. Zevеke G. V. end Ionkin P. A. i dr. *Osnovy teorii cepej*. Moscow.: Jenergija, 1975. – 468. 16. Stencil' J. I. *Matematy'čne modelyuvannya tehnologičny'x ob'yektiv keruvannya*: Navch. posibny'k. – Kiev.: ISDO, 1993. – 328.

Поступила (received) 30.05.2014

УДК 681.586.773

О. І. ШАПОВАЛОВ, аспірант ТІ СНУ ім. В.Даля, Сєвєродонецьк

ФІЗИЧНІ МОДЕЛІ ПЕРЕТВОРЕНЬ ЕЛЕКТРИЧНОГО ІМПУЛЬСУ В МАГНІТОСТРИКЦІЙНОМУ ПЕРЕТВОРЮВАЧІ⁵

Показано, що вимірювання рівня рідин магнітострикційним методом засновано на реологічних переходах збуджуючого імпульсу хвилеводу в ультразвуковій коливання. Досліджено процеси перетворення струмового імпульсу в енергію електромагнітного поля та вплив на магнітне поле перетворювача. Показано, що зміна електромагнітного поля за довжиною хвилеводу є нелінійною, що впливає на діапазон вимірювального контролю рівня таким методом.

© О. І. Шаповалов, 2014

Ключові слова: вимірювання, перетворення, магнітострикція, метод, струм, імпульс, хвилевід, ультразвук, магнітне, поле.

Вступ. Як відомо [1-4], принцип роботи магнітострикційних перетворювачів (МСП) контролю рівня рідинних середовищ (РРС) заснований на тому, що при подачі на вхід хвилеводу (виготовленого з магнітострикційного матеріалу) електричного (струмового) імпульсу в ньому збуджується електромагнітне поле (ЕМП), котре у формі імпульсу рухається вздовж хвилеводу і при досягненні цим полем іншого магнітного поля вступає з ним у взаємодію, що призводить до виникнення імпульсу електрорушійної сили (ЕРС) з частотою ультразвукових коливань (УЗК). ЕРС має направленість протилежну до напрямку руху ЕМП хвилеводу, тому імпульс УЗК повертається до початку хвилеводу, де розташований вимірювальний перетворювач трансформаторного типу, котрий сприймає ці коливання та направляє їх у блок обробки вимірювальної інформації.

Мета статті і постановка досліджень. Метою статті є теоретичні дослідження принципу перетворення імпульсу магнітної енергії хвилеводу в ЕРС на основі теорії реологічних переходів і методу нульового градієнта. Приймемо, що активний опір R_0 , індуктивність L_0 та ємність C_0 хвилеводу розподіленими рівномірно вздовж його довжини. На вхід хвилеводу подається електричний збуджуючий імпульс (ЕЗІ) прямокутної форми амплітудою I_0 і тривалістю ϑ . Якщо довжину хвилеводу розділити на окремі ділянки довжиною Δx , яку проходить ЕЗІ зі швидкістю v , то на кожній такій ділянці виникає агнітне поле. Нехай на кожній такій ділянці створюється у формі, аналогічній ЕЗІ. Для кожного конкретного хвилеводу активна складова струмового вхідного сигналу, який має прямокутну форму, визначатиметься найменшим активним опором одного із всіх ділянок хвилеводу, тобто $I_{0a} = U / R_{\min}$. За елементарний елемент (ЕЕ) хвилеводу прийматимемо його довжину, яка накривається ЕЗІ тривалістю ϑ . Кожний елементарний елемент являє собою чотириполюсник, як показано на рис. 1.

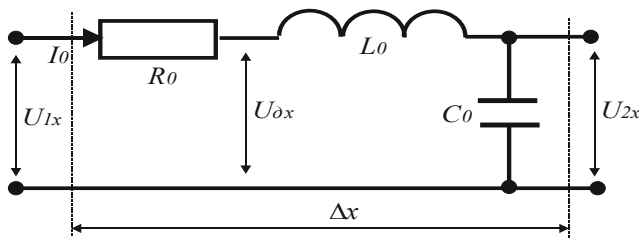


Рис. 1 - Структура елементарного елемента хвилеводу

Реактивна складова струму на кожній ділянці довжиною Δx , яка характеризується індуктивністю L_0 та ємністю C_0 , дорівнює

$$\Delta I_{0p} = \frac{U_{\Delta x}}{\sqrt{X_L^2 + X_C^2}} = \frac{U_{\Delta x}}{\sqrt{(\omega L_0)^2 + (1/\omega C_0)^2}} = \frac{\omega_0 C_0 U_{\Delta x}}{\sqrt{(\omega_0^2 L_0 C_0)^2 + 1}}. \quad (1)$$

де X_L, X_C - відповідно індуктивний та ємнісний опір;

ω_0 - кутова частота власних коливань елемента хвилеводу.

Запишемо рівняння (1) дещо в іншій формі, враховуючи, що вздовж хвилеводу проходить електромагнітна хвиля з кутовою частотою ω_0 , коефіцієнт розповсюдження якої $\beta = \omega_0 \sqrt{L_0 C_0}$, а коефіцієнт фази $\gamma_\Phi = j\omega_0 \sqrt{L_0 C_0}$. Тоді маємо

$$\Delta I_{0p} = \frac{\omega_0 C_0 U_{\Delta x}}{\sqrt{\omega_0^2 \beta^4 + 1}} \quad (2)$$

Якщо $1 \ll \omega_0^2 \beta^4$, то отримуємо $\Delta I_{0p} = C_0 U_{\Delta x} / \beta^2$. З останнього видно, що реактивна складова струму, яка визначає величину електромагнітного поля (ЕМП) хвилеводу, суттєво залежить від коефіцієнта розповсюдження ЕМП, а значить від швидкості проходження ЕЗІ по довжині хвилеводу.

Фізичні моделі перетворень. У хвилеводі протікають електромагнітні процеси, які супроводжуються перетвореннями електричної енергії. Нехай у деякій розглядуваній області хвилеводу існує неоднорідне фізичне тіло (імпульс електричної енергії). Неоднорідність розподілення потенціалу перенесення $\phi(\vec{x}, \theta)$ електричної енергії $W(\vec{x}, \theta)$ приводить до відхилення від стану рівноваги ЕМП і є причиною виникнення потоків перенесення. У цій області має місце рух

ЕМЕ, який характеризується полем швидкостей $v(\bar{x}, \theta)$, де \bar{r} - вектор направленості руху перенесення; θ - час перенесення. Джерела або стоки потенціалу перенесення $\gamma(t)$ за час t характеризуються об'ємною напруженістю електромагнітного поля $H(\bar{x}, \theta)$. Перенесення потенціалу φ через поверхню розглядуваного об'єму складається з перенесення за рахунок руху та потоку перенесення ЕМЕ, який позначимо через q . Таким чином, вираз для сумарного електромагнітного потоку Q можна подати у вигляді

$$\bar{Q} = \bar{\varphi} \cdot \bar{v} + \bar{q}. \quad (3)$$

В інтегральній формі умова зберігання електромагнітного потенціалу для даного об'єму V має наступну форму

$$\int_V \frac{\partial \varphi}{\partial \theta} dV = \oint_S Q d\bar{f} + \int_V \gamma dV, \quad (4)$$

де S - поверхня об'єму;

$d\bar{f} = \bar{n} d\zeta$ - елемент поверхні;

\bar{n} - одиничний вектор елемента $d\zeta$.

Для довільного об'єму рівняння (4) буде наступним

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \theta} + \text{div} Q - \gamma(t) = 0. \quad (5)$$

З врахуванням співвідношення (3) рівняння (5) приймає вигляд

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \theta} + \text{div}(\varphi, \bar{v}) = -\text{div} \bar{q} + \gamma(t). \quad (6)$$

Якщо в розглядуваному об'ємі має місце електромагнітне перетворення, яке є наслідком взаємодії ЕЗІ з хвилеводом, то, позначивши $W(\bar{x}, \theta)$ - зміну електричної енергії, $v_i(\bar{x}, \theta)$ - швидкість її зміни і $\gamma(t)$ - інтенсивність стоку електричної енергії в одиницю об'єму, рівняння перенесення електричної енергії приймає наступну форму

$$\frac{\partial W}{\partial \theta} + \text{div}(W, \bar{v}) = \text{div}(k^2 \nabla W) + \gamma(t). \quad (7)$$

Нехай рух ЕМП незначний у порівнянні зі зміною електромагнітного поля, тобто швидкість $\vec{v}(\vec{x}, \theta) \rightarrow 0$. Тоді рівняння перенесення електричної енергії в хвилеводі приймає наступну форму

$$\frac{\partial W}{\partial \theta} = \text{div}(\Psi \nabla W) + \gamma(t). \quad (8)$$

де Ψ - коефіцієнт перенесення.

Якщо Ψ мало залежить від процесу перенесення, то рівняння (7) спрощується й приймає вигляд

$$\frac{\partial W}{\partial \theta} = \Psi \nabla^2 W + \gamma(t). \quad (9)$$

Припустимо, що в деякому елементарному об'ємі хвилеводу знаходиться ЕЗІ та його електричні параметри, котрі в деякий момент часу $t > 0$ пов'язуються електромагнітним полем. При $t \rightarrow \infty$ перехідний процес перенесення електричної енергії ЕЗІ в елементарному елементі закінчується. Електрична енергія ЕЗІ, який має певну амплітуду та тривалість, на вході в хвилеводі дорівнює $W_{E1} = U_0 I_0 \mathcal{G}$. Проходячи через умовний перший елементарний елемент хвилеводу (ЕЕХ), частина цієї енергії витрачається в активному та реактивному опорах. Згідно з теорією перенесення енергії приймаючи до уваги, що процес є одностороннім, рівняння (9) приймає форму

$$\frac{\partial W_i(\theta, x)}{\partial \theta} = \Psi \frac{\partial^2 W_i(\theta, x)}{\partial x^2} - \gamma_i(t), \quad (10)$$

де $W_i(\theta, x)$ - зміна електричної енергії ЕЗІ за час її перенесення θ на довжині відрізка x_i ;

Ψ - коефіцієнт перенесення енергії;

$\gamma_i(t)$ - стік електричної енергії ЕЗІ на елементарному елементі.

Енергія електричного збуджуючого імпульсу в елементарному елементі перетворюється в інші види енергії, як правило, в теплову на активному опорі та електромагнітну на індуктивності та ємності. Перехід електричної енергії ЕЗІ в інші форми енергії є перехідним процесом для елементарного елемента, швидкість якого можна описати наступним диференціальним рівнянням

$$\gamma_i(t) = \tau_2^2 \frac{d^3 W_i(t)}{dt^3} + \tau_1 \frac{d^2 W_i(t)}{dt^2} + \frac{dW_i(t)}{dt}, \quad (11)$$

де $\tau_1 = L_{0i} / R_{0i}$, $\tau_2 = L_{0i} C_{0i}$ - сталі часу перетворення електричної енергії ЕЗІ;

R_{0i} , L_{0i} , C_{0i} - відповідно активний опір, індуктивність та ємність елементарного елемента.

Підставивши (10) у рівняння (9), отримуємо нелінійну математичну модель перенесення електричної енергії ЕЗІ у хвилеводі в такій формі

$$\frac{\partial W_i(\theta, x)}{\partial \theta} + \Psi \frac{\partial^2 W_i(\theta, x)}{\partial x^2} = \tau_2^2 \frac{d^3 W_i(t)}{dt^3} + \tau_1 \frac{d^2 W_i(t)}{dt^2} + \frac{dW_i(t)}{dt}. \quad (12)$$

Інтегральна імпульсна дельта-функція Дірака є асиметричною і описується рівнянням

$$\int_{t_1+0_1}^{t_2} f_1(\xi) \delta(\xi - t_{10}) d\xi = \begin{cases} 0 & t_{10} < t_{11}, \quad t_{10} \geq t_{12} \\ f_1(t_{10} + 0) & t_{11} < t_{10} < t_{12} \end{cases}, \quad (13)$$

де ξ - деяка змінна;

$\delta(\xi - t_{10})$ - ядро лінійного інтегрального перетворення;

t_{10} - середнє значення часу фазового переходу.

Ядром інтегральної імпульсної дельта-функція Дірака є нелінійне диференціальне рівняння (12), яке згідно з методом нульового градієнта розділяється на систему з двох наступних диференціальних рівнянь:

$$\frac{\partial W_i(\theta, x)}{\partial \theta} + \Psi \frac{\partial^2 W_i(\theta, x)}{\partial x^2} = 0; \quad (14)$$

$$\tau_2^2 \frac{d^2 W_i(t)}{dt^2} + \tau_1 \frac{dW_i(t)}{dt} + W_i(t) = W_i(\theta, x). \quad (15)$$

При граничних умовах: $x = 0$ $W_i(0, \theta) = W_{0i}$, а при $x = \infty$ $\frac{\partial W_i(x, \infty)}{\partial \theta} = 0$ рішенням рівняння (14) буде

$$W_i(x, \theta) = W_{0i} \operatorname{erf} \left(\frac{x}{2\sqrt{\Psi \theta}} \right). \quad (16)$$

З рівняння (16) видно, що розподілення електромагнітної енергії (ЕМЕ) за довжиною x хвилеводу є нелінійним і залежить від коефіцієнта перенесення Ψ цієї енергії та часу θ . Так як тривалість ЕЗІ є обмеженою, то час θ не може бути більшим тривалості ЕЗІ \mathcal{G} . Якщо коефіцієнт Ψ не залежить від процесу перенесення електромагнітної енергії, то, прийнявши $\theta = \mathcal{G}$ і $\Psi = const$, маємо

$$W_i(x, \theta) = W_{0i} \operatorname{erf} \left(\frac{x}{2\sqrt{\Psi \mathcal{G}}} \right). \quad (17)$$

З останнього рівняння випливає важливий висновок, котрий полягає в тому, що для збільшення ефективної робочої довжини хвилеводу необхідно збільшувати тривалість збуджуючого імпульсу. Процес реологічного перетворення електричної енергії ЕЗІ в ЕМП Φ_M хвилеводу пояснюється рис. 2. Інтегральна імпульсна дельта-функція Дірака описується рівнянням (13), ядром котрої є нелінійне диференціальне рівняння перенесення електричної енергії (12). Враховуючи, що енергія $W_i(t)$ перетворюється в ЕМП і то що $\Phi_M = \mu_a I_0 S / 2\pi a$, де μ_a - абсолютна магнітна проникливість; I_0 - сила струму ЕЗІ; S - поперечний перетин хвилеводу; a - відстань розповсюдження магнітних силових ліній, а також приймаючи до уваги, що енергія $W_i(t) = \Phi_M(t) I / 2$, рівняння (12) приймає наступну форму

$$\frac{\partial W_i(\theta, x)}{\partial \theta} + \Psi \frac{\partial^2 W_i(\theta, x)}{\partial x^2} = 0,5 I_0 \left[\tau_2^2 \frac{d^3 \Phi_M(t)}{dt^3} + \tau_1 \frac{d^2 \Phi_M(t)}{dt^2} + \frac{d\Phi_M(t)}{dt} \right] \quad (18)$$

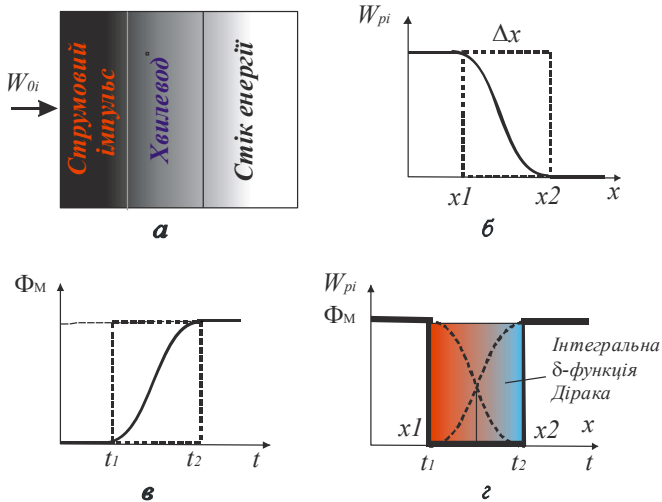


Рис. 2 – Фізична модель: *a* – схема незворотних реологічних перетворень; *б* – зміни електричної енергії ЕЗІ в елементарному елементі; *в* – зміна електромагнітного поля; *г* – інтегральна імпульсна дельта-функція Дірака.

При невеликих довжинах хвильоводу від місця подачі ЕЗІ перехідні процеси є коливально-загасаючими для основної гармоніки, а при великих – вони є практично аперіодичними з коливальним накладанням на них гармонік вищого порядку (рис. 3). Для довжин хвильоводу можна прийняти, що перехідні процеси, котрі характеризують стік електромагнітної енергії, є слабо коливальними. Таким чином можна стверджувати, що відношення сталих часу у рівнянні (15) $\tau_1/\tau_2 < 2$. Тоді при початкових умовах: $t = 0 \quad W(0) = W(x, \theta)$, а при $t = \infty$

$$\frac{dW(\infty)}{dt} = 0 \text{ маємо}$$

$$W_i(t) = W_i(x, \theta) \left\{ \exp(-t\alpha) \left[\cos(\omega_0 t) + \frac{\alpha}{\omega_0} \sin(\omega_0 t) \right] \right\}, \quad (19)$$

де $\alpha = \frac{\tau_{1K}}{2\tau_{2K}^2}$ - ступінь загасання перехідного процесу;

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{\tau_{2K}^2} - \left(\frac{\tau_{1K}}{2\tau_{2K}^2}\right)^2} - \text{власна частота коливань ЕЕ.}$$

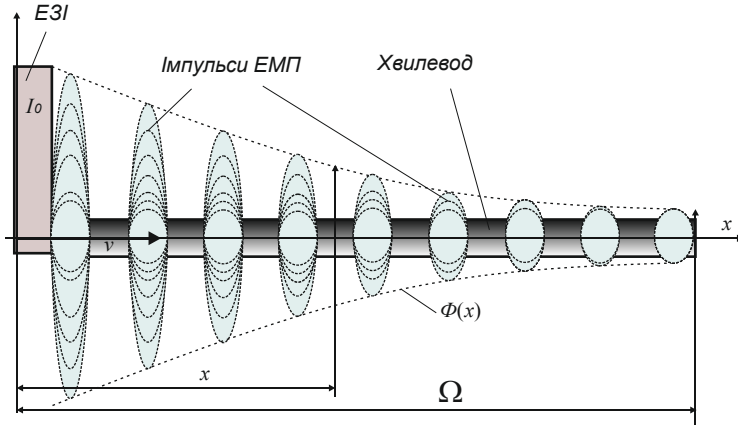


Рис. 3 – Фізична модель руху імпульсу ЕМП по хвилеводу

Підставивши (17) у рівняння (19), отримуємо

$$W_i(t) = W_{E1} \operatorname{erf}\left(\frac{x}{2\sqrt{D_E g}}\right) \left\{ \exp(-t\alpha) \left[\cos(\omega_0 t) + \frac{\alpha}{\omega_0} \sin(\omega_0 t) \right] \right\}. \quad (20)$$

Електромагнітна індукція, яка виникає в провіднику, по котрому проходить ЕЗІ, [5-7] $B = \mu_a I / 2\pi a$, де I – струм провідника; μ_a – магнітна стала; a – відстань від поверхні провідника. Якщо прийняти, що площа, через яку проходять лінії магнітної індукції, розташована до них перпендикулярно, то електромагнітний потік $\Phi_i = BS = \mu_a IS / 2\pi a$. Тоді рівняння (20) приймає вигляд

$$\Phi_i(t) = I_0 \frac{\mu_a S}{2\pi a} \operatorname{erf}\left(\frac{x}{2\sqrt{D_E g}}\right) \left\{ \exp(-t\alpha) \left[\cos(\omega_0 t) + \frac{\alpha}{\omega_0} \sin(\omega_0 t) \right] \right\} \quad (21)$$

Рівняння (21) є аналітичною математичною моделлю первинного вимірювального перетворювача магнітострикційного засобу контролю РРС. Магнітний потік $\Phi_i(t)$, який створюється навколо хвилеводу, в

основному визначається вхідним струмовим імпульсом і магнітною проникливістю матеріалу хвилеводу, а також від геометричних його параметрів. З достатньою для практики точністю час t перехідного процесу в кожному ЕЕ, як правило, обмежується тривалістю \mathcal{G} ЕЗІ. Враховуючи сказане, рівняння (21) спрощується і приймає вигляд

$$\Phi_i(t) = I_0 K_g \frac{\mu_a S}{2\pi a} \operatorname{erf} \left(\frac{x}{2\sqrt{D_E \mathcal{G}}} \right), \quad (22)$$

де $K_g = \exp(-\mathcal{G}\alpha) \left[\cos(\omega_0 \mathcal{G}) + \frac{\alpha}{\omega_0} \sin(\omega_0 \mathcal{G}) \right]$.

Висновки. Теоретичні та експериментальні дослідження магніто-стрикційних засобів контролю рівня рідинних середовищ показують, що магнітний потік, який створюється на елементарному елементі хвилеводу визначається амплітудою струмового імпульсу I_0 і магнітною проникливістю магнітострикційного матеріалу μ_a , а також поперечним його перетином. Так як у більшості випадків хвилевод являє собою провідник круглої форми, то $S = \pi r^2$, то r - його радіус. Параметр « a » - це відстань від центру хвилеводу, тому можна записати, що $a = r + \mathfrak{R}$, де \mathfrak{R} - відстань від поверхні хвилеводу. Подальша задача полягає в тому, щоби визначити, яким чином електромагнітне поле змінюється при взаємодії з магнітним полем постійного магніту, в результаті чого створюється електричний сигнал. Відстань \mathfrak{R} повинна бути такою, щоби між магнітними полями створювалося зусилля для достатнього відхилення доменів хвилеводу від усталеного значення та створення електрорушійної сили.

Список літератури: 1. Измерение в промышленности. Справочное пособие (Под ред. проф. докт. Профоса. Пер. с нем. – М.: Металлургия, 1980. – 648 с. 2. Каталог компании Emerson Process Management и Промышленной группы «Метран». Выпуск 10 «Уровнемеры» - М.: Изд-во каталогов, 2011. - 206 с. 3. Каталог F1 01 фирмы Siemens. Контрольно-измерительные приборы. Уровень. 2007. - 188 с. 4. *Стенцель Й.І., Томсон А.В., Шаповалов О.І.* Аналіз магнітострикційних засобів контролю рівня рідинних середовищ. Східно-Європейський журнал передових технологій. Харків, № 3/5 (45) 2010. – с. 53- 56. 5. *Зевеке Г.В., Ионкин П.А.* и др. Основы теории цепей. – М.: Высш. школа, 1975. – 664 с. 6. *Бессонов Л.А.* Теоретические основы электротехники. – М.: Высш. школа, 1978. – 528 с. 7. *Евдокимов Ф.Е.* Теоретические основы электротехники. – М.: Высш. школа, 1981. -488 с. 8. *Стенцель Й.І., Томсон А.В.* Математичні моделі ультразвукових п'єзоелектричних перетворювачів рівня речовин // Вопросы химии и химической технологии. - 2007. - №4. – С. 182-185.

Bibliography (transliterated): 1. *Izmerenie v promyshlennosti. Spravochnoe posobie* (Pod red. prof. dokt. Profosa. Per. s nem. – Moscow.: Metallurgija, 1980. 2. *Katalog kompanii Emerson Process Management i Promyshlennoj grupy "Metran"* Vypusk 10 "Urovnemery" - Moscow.: Izd-vo katalogov, 2011.. 3. *Katalog Fl 01 firmy Siemens. Kontrol'no-izmeritel'nye pribory. Uroven'*. 2007. 4. Stencil' J. I., Tomson A. V. end Shapovalov O. I. "Analiz magnitostroy'kcijny'x zasobiv kontrolyu rivnya ridy'nyy'x seredovy'shh." *Sxidno-Yevropejs'ky'j zhurnal peredovy'x tehnologij*. Kharkov, # 3/5 (45) 2010. Print. 5. Zeveke G. V. end Y'onky'n P. A. y' dr. *Osnovy teorii cepej*. – Moscow.: Vyssh. shkola, 1975. 6. Bessonov L. A. *Teoreticheskie osnovy jelektronehniky*. – M.: Vyssh. Shkola, 1978. 7. Evdokimov F. E. *Teoreticheskie osnovy jelektronehniky*. – M.: Vyssh. Shkola, 1981. 8. Stencil' J. I. end Tomson A. V. "Matematy'chni modeli ul' trazvukovy'x p'yezoelektry'chny'x peretvoryuvachiv rivnya rechovy'n" // *Voprosy xy'my'y' y' xy'my'cheskoj tehnology'y'*. - 2007. - #4. Print.

Поступила (received) 30.05.2014

УДК 539.124.18.08

Д. В. ТИТОВ, студент, НТУ «ХПИ», лаб.ННЦ «ХФТИ», Харьков;
Е. Л. НОЗДРАЧЁВА, канд. техн. наук, доцент НТУ «ХПИ»;
В. А. ШЕВЧЕНКО, вед. инж.-исл., ННЦ «ХФТИ», Харьков

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ПОГЛОЩЕННОЙ ДОЗЫ ПРИ ОБРАБОТКЕ ПРОДУКЦИИ НА ЛИНЕЙНОМ УСКОРИТЕЛЕ ЭЛЕКТРОНОВ

Рассмотрена схема проведения облучения продукции медицинского и иного назначения с целью стерилизации, а также контроля стерилизационной дозы на ускорителе электронов ЛУ-10 ННЦ «ХФТИ» с энергией 10МэВ. Приведен пример дозиметрического сопровождения технологии с использованием дозиметров Harwell RedPerspek 4034 и дозиметрической плёнки RISO В-3. Показан пример эффективности работы данного метода дозиметрии и его приборного обеспечения.

Ключевые слова: Технологическая дозиметрия, поглощенная доза, линейный ускоритель электронов, дозиметр, дозиметрическая пленка

Из всех областей, связанных с радиационной обработкой, стерилизация медицинских изделий претерпела наибольшие качественные изменения. Прежде всего, это связано с широким внедрением в мировую медицинскую практику средств одноразового использования – перевязочных материалов, медицинской одежды, покрытий и белья, шприцов, хирургических нитей, катетеров, систем переливания крови и др. Также стерилизуются такие изделия медицинского назначения, как иглы для инъекции, скарификаторы, перчатки, различные имплантаты и т.д. В последнее время к медицинским изделиям, стерилизуемым

© Д. В. Титов, Е. Л. Ноздрачёва, В. А. Шевченко, 2014