

ЕЛЕКТРОМАГНІТНІ ПРОЦЕСИ В ІМПУЛЬСНИХ ІНДУКТОРАХ ПРИСКОРЮВАЧІВ ЕЛЕКТРОНІВ

Національний авіаційний університет
просп. Космонавта Комарова, 1, Київ, Україна, 03680
E-mails: ¹vchemer@voliacable.com; ²miko2010@ukr.net

Числовими методами досліджено процес установаження магнітного поля в разі його збудження в перерізі замкненого шихтованого осердя імпульсного індуктора. Аналіз поширення поля від меж перерізу виконано за допомогою двовимірної скінченно-елементної моделі хвильового рівняння, записаного в критеріальній формі з використанням еквівалентних значень магнітної μ та діелектричної проникності ϵ . Розглянуто дві ситуації: 1) середовище шихтованого пакета є анізотропним ідеальним магнітодіелектриком, тобто не має електропровідності; 2) середовище пакета має ізотропні електромагнітні параметри μ і ϵ , але має втрати енергії на вихрові струми через наявність електропровідності в шарах феромагнетика. Установлено характер хвильових явищ та умови їх істотного впливу на розподіл поля. Показано, що критерієм переходу до чисто дифузійної картини поширення поля за магнітних чисел Рейнольдса $Re_M = 1...6$ є відношення $K_w / Re_M \leq 0,01$. Оцінено ефективність використання перерізу осердя за умов, коли роль хвильових явищ є відносно малою із застосуванням швидкості дифузії поля замість швидкості поширення електромагнітних хвиль.

Ключові слова: анізотропія; багат шаровий пакет; дифузія поля; електромагнітна хвиля; електропровідність; імпульсне магнітне поле; індуктор; магнітне число Рейнольдса; математичне моделювання; хвильове рівняння.

Постановка проблеми

Сучасні потужні прискорювачі електронів мають широке коло комерційних застосувань, найбільш характерними з яких є:

- променева терапія і радіохірургія;
- стерилізація медичних матеріалів, препаратів та інструментарію;
- стерилізація та пастеризація харчових продуктів;
- дезінфекція сільської агропродукції;
- технології, пов'язані з об'ємною та поверхневою полімеризацією матеріалів без застосування спеціальних хімічних затверджувачів;
- утилізація та перероблення використаної технічної гуми включно з автомобільними шинами;
- дезінфекція, стерилізація та очищення великих об'ємів природних та стічних вод.

В індукційних прискорювачах електронів для створення поздовжнього електричного поля, що прискорює електронний пучок, застосовують індуктори. Саме вони є предметом цього дослідження. Індуктори виготовляють у вигляді феромагнітних кілець [9] з первинною одновитковою обмоткою, що має декілька (найчастіше три або чотири) паралельних сегментів і живиться від імпульсного джерела напруги, форма якої близька до прямокутної.

Електронний пучок відіграє роль вторинного кола індуктора. Істотною особливістю індуктора є мала тривалість імпульсу (від десятків до сотень наносекунд) і наявність зовнішнього екрануючого корпусу, що виготовлений з провідника. Електричні поля, що наводяться на внутрішній поверхні екрана, і струми, що ними викликані, визначають характеристики робочого процесу та енергетичні показники прискорювача. За час тривалості імпульсу струм намагнічування в індукторі зростає квазілінійно, що є типовим для імпульсних трансформаторів.

В імпульсних і високочастотних магнітних пристроях застосовують плівкові аморфні феромагнітні матеріали типу Metglas (виробництва компанії Honeywell, США), які виготовляються у вигляді тонкого шару феромагнетика (товщиною 12...22 мкм) на полімерній основі товщиною 4...6 мкм за ширини стрічки 25,4 мм і більше. Намотаний із такої стрічки пакет осердя являє собою багат шарову структуру з чергуванням магнітних і немагнітних шарів. Подібні матеріали виготовляються і в Росії під назвою Melta. Вартість аморфних феромагнітних матеріалів досить висока, тому питання ефективного використання об'єму осердь є актуальним для зниження собівартості прискорювачів електронів.

Аналіз досліджень і публікацій

Питання про особливості електромагнітних процесів у багатошарових феромагнітних середовищах за наявності немагнітних прошарків неодноразово розглядалося в науковій літературі, починаючи від класичних праць [1; 3], а також досліджувалося з погляду як визначення еквівалентних електромагнітних параметрів шихтованих пакетів, так і визначення їх частотних залежностей.

Зокрема, головні особливості хвильових процесів в однорідному магнітному середовищі з електропровідністю розглянуто в праці [2], частотні та імпульсні режими намагнічування магніто-діелектриків вивчалися в праці [4].

У монографії [12] розглянуто імпульсний процес поширення плоскої електромагнітної хвилі у слабкоелектропровідному середовищі (наприкладі морської води).

Серед більш пізніх праць слід згадати статтю [8], у якій досліджено частотні залежності еквівалентних проникностей шихтованих магнітопроводів силового електрообладнання; імпульсне збудження магнітного поля в дрібношихтованих пакетах як у дифузійному наближенні [9], так і на підставі розгляду хвильового рівняння, проте без урахування впливу електропровідності середовища [7].

Інформацію про наступні кроки цієї роботи (з урахуванням електропровідності) наведено в доповіді, зробленій на міжнародній конференції в Севастополі [6].

Мета роботи – висвітлити процеси дифузії поля в шихтований пакет, що розглядається як анізотропне середовище з відомими еквівалентними параметрами, та зіставити їх із хвильовими процесами, роль яких стає дедалі значущою зі збільшенням частоти перемагнічення або зменшенням тривалості імпульсів поля.

Основний інструмент дослідження – математичне моделювання процесу встановлення поля за заданими еквівалентними параметрами середовища: магнітною проникністю μ і діелектричною проникністю ε . На відміну від праці [7] враховано вплив електропровідності середовища σ і визначено комбіновані критерії, що характеризують цей вплив. Імпульсні поля розглядаються в перерізі кільцевих індукторів, що виконані із стрічки аморфного феромагнетика типу Metglas або Melta на полімерній електроізоляційній основі.

Постановка завдання

Найбільш повний аналіз проникнення магнітного поля в багатошарове осердя можна виконати на основі рівняння індукції, яке враховує струми провідності, струми зміщення і можливу вібрацію шарів феромагнетика, якщо їх швидкість $V \neq 0$. Це рівняння можна записати, використовуючи еквівалентні параметри середовища μ, σ, ε :

$$\Delta \vec{H} = \frac{\partial}{\partial t}(\mu \sigma \vec{H}) + \text{rot}[(\mu \sigma) \vec{V} \times \vec{H}] + \frac{\partial^2}{\partial t^2}(\mu \varepsilon \vec{H}). \quad (1)$$

Якщо не враховувати можливу вібрацію шарів ($V = 0$) і припустити, що еквівалентні параметри не залежать від часу і координат, то рівняння (1) для z-складової індукції матиме такий вигляд:

$$\frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} + \frac{\sigma}{\varepsilon} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = V_{EM}^2 \Delta \vec{H}; \quad (2)$$

$$V_{EM} = \frac{1}{\sqrt{\mu \varepsilon}},$$

де V_{EM} – швидкість поширення електромагнітної хвилі в еквівалентному середовищі.

Обираючи часовий та просторовий масштаби процесу (T і L відповідно), рівняння (2) можна записати у нормованих змінних:

$$\frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial \tilde{t}^2} + \frac{\sigma T}{\varepsilon} \frac{\partial \vec{B}}{\partial \tilde{t}} = \frac{V_{EM}^2 T^2}{L^2} \tilde{\Delta} \vec{B}; \quad (3)$$

$$\tilde{\Delta} = L^2 \Delta = \frac{\partial^2}{\partial \tilde{x}^2} + \frac{\partial^2}{\partial \tilde{y}^2} + \frac{\partial^2}{\partial \tilde{z}^2};$$

$$\tilde{t} = \frac{t}{T}, \quad \tilde{x} = \frac{x}{L}, \quad \tilde{y} = \frac{y}{L}, \quad \tilde{z} = \frac{z}{L},$$

де $\tilde{\Delta}$ – оператор Лапласа в нормованих координатах.

Як часовий масштаб процесу доцільно обирати тривалість T імпульсу струму, що живить індуктор, а просторовим масштабом процесу можна вважати шлях, який електромагнітна хвиля проходить за час тривалості імпульсу:

$$L = V_{EM} T.$$

Тоді рівняння поля (3) для одновимірної задачі зводиться до відомого рівняння [3] (у рівнянні (4) і далі позначення \sim для нормованих змінних випущено):

$$\frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial \tilde{t}^2} + k \frac{\partial \vec{B}}{\partial \tilde{t}} = a^2 \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial \tilde{x}^2}, \quad (4)$$

де в розгляданому випадку

$$k = \frac{\sigma T}{\varepsilon};$$

$$a^2 = \frac{V_{EM}^2 T^2}{L^2} = 1. \quad (5)$$

Відносна роль хвильового і дифузійного процесів при встановленні імпульсного поля в осерді визначається співвідношенням (5).

Якщо $k \gg 1$, то впливом хвильового процесу можна знехтувати і розглядати рівняння дифузії поля у формі [1]

$$\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} = D \Delta \bar{B};$$

$$D = \frac{1}{\mu \sigma},$$

де D – коефіцієнт дифузії поля в багат шарове середовище.

Якщо ж умова $k \gg 1$ не виконується, то необхідно розглядати хвильовий процес, урахувавши загасання хвилі в міру її поширення через втрати енергії на джоулеве тепло, зумовлені електропровідністю шарів феромагнетика.

Фундаментальний розв'язок рівняння (4) має вигляд рухомої функції Хевісайда θ , амплітуда якої змінюється у процесі переміщення відповідно до модифікованої функції Бесселя $I_0(\xi)$ і експоненціального закону загасання таким чином:

$$E(x, t) = \frac{1}{2} \theta(t - |x|) e^{-kt/2} I_0(\xi), \quad (6)$$

де

$$\xi = \frac{1}{2} k \sqrt{t^2 - x^2}.$$

Заміною

$$B(x, t) = \exp\left(-\frac{1}{2} k t\right) b(x, t)$$

можна вилучити першу похідну за часом. Для одновимірної задачі це приводить до однієї з простих форм рівняння Клейна – Гордона [5], яке добре вивчено в квантовій теорії поля та інших прикладних задачах:

$$\frac{\partial^2 b}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 b}{\partial x^2} + q b, \quad (7)$$

де

$$q = \frac{1}{4} k^2.$$

Рівняння (7) має фундаментальний розв'язок, який не відрізняється від попереднього (6).

У разі коротких імпульсів ($T < 100$ нс) не можна без належного обґрунтування нехтувати роллю хвильових явищ.

Електропровідність феромагнетика зумовлює загасання хвиль, що поширюються в осерді від меж його перерізу в середину осердя. Одночасно це підсилює роль явища дифузії у встановленні поля в перерізі осердя.

Детальний аналіз хвильових процесів відомий для змінних синусоїдальних полів [2], зокрема в багат шарових пакетах [8]. Поширення імпульсних електромагнітних хвиль в електропровідних середовищах вивчалось в літературі швидше якісно, ніж кількісно.

Для числового моделювання хвильового процесу поширення поля в електропровідному середовищі можуть бути використані останні версії програми Comsol [10] або доступна для всіх користувачів спеціалізована програма EMP-3 компанії Field Precision (США) [11].

Для моделювання рівняння (2) доцільно записати з нормованими незалежними змінними у вигляді

$$\Delta \bar{H} = \text{Re}_M \frac{\partial \bar{H}}{\partial t} + K_W \frac{\partial^2 \bar{H}}{\partial t^2}; \quad (8)$$

$$\text{Re}_M = \mu \sigma V_{\text{баз}} L_m X_m;$$

$$V_{\text{баз}} = \frac{L_m X_m}{T_m};$$

$$K_W = \left(\frac{V_{\text{баз}}}{V_{EM}} \right)^2,$$

де Re_M – магнітне число Рейнольдса;

K_W – квадрат відношення базової швидкості $V_{\text{баз}}$ до швидкості поширення електромагнітних хвиль у середовищі пакета V_{EM} ;

$V_{\text{баз}}$ – базова швидкість, що необхідна для проходження хвилею поперечного розміру пакета за час тривалості імпульсу;

L_m – базовий розмір моделі в безрозмірних координатах;

X_m – масштабний коефіцієнт для переведення безрозмірного базового розміру моделі в розмірний;

T_m – реальна тривалість процесу, с.

Рівняння (8) можна записати ще й так:

$$\Delta \vec{H} = \text{Re}_M \left(\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} + \beta \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \right); \quad (9)$$

$$\beta = \frac{K_W}{\text{Re}_M} = \frac{\varepsilon}{\sigma T_m},$$

де β – параметр, що визначає відносну роль хвильових процесів поширення поля на фоні дифузійних.

Моделювання хвильового процесу в ідеальному магнітодіелектрику

Для вивчення ролі хвильових процесів доцільно спочатку розглянути ідеальний магнітодіелектрик ($\sigma = 0$), тобто вважати, що досліджується осердя без втрат, для якого справедливе рівняння (8) при $\text{Re}_M = 0$.

Шихтований пакет осердя моделюється як суцільне середовище, що має анізотропні властивості за еквівалентними параметрами μ та ε внаслідок шаруватої структури пакета.

Анізотропні властивості пакета були задані за допомогою матричного коефіцієнта

$$D_W = \frac{1}{K_W} = \frac{1}{\mu \varepsilon V_{\text{баз}}^2} = \begin{bmatrix} D_W(x) & 0 \\ 0 & D_W(y) \end{bmatrix}.$$

Швидкість електромагнітних хвиль у середовищі можна визначити через відносні проникності:

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0};$$

$$\varepsilon_r = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0};$$

$$V_{\text{ЕМ}} = \frac{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}}{\sqrt{\mu_r \varepsilon_r}} = \frac{v_r}{c};$$

$$v_r = \frac{v}{c} = \frac{1}{\sqrt{\mu_r \varepsilon_r}};$$

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}},$$

де c – швидкість електромагнітних хвиль у вакуумі.

Це означає, що коефіцієнт

$$D_W = \frac{v_r^2}{(c V_{\text{баз}})^2}.$$

Розглядалося поширення поля в площині $A-A$ перерізу розрахункової моделі (рис. 1), тобто по нормалі до пластин феромагнетика.

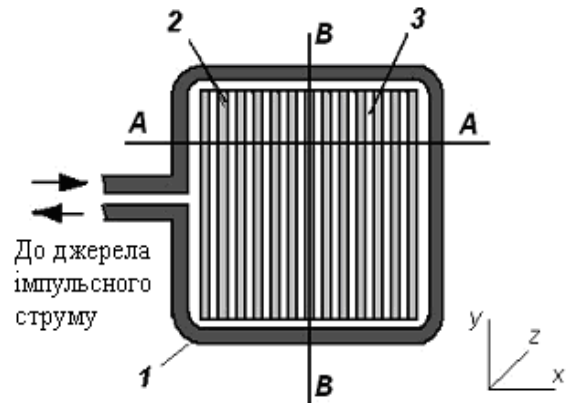


Рис. 1. Схематичне зображення перерізу осердя імпульсного індуктора:

- 1 – виток обмотки, що збуджує поле;
- 2 – шари феромагнетика;
- 3 – шари ізоляції

Гранична умова на зовнішній межі перерізу пакета становила $H_z(t_0) = 1$. Для фіксованих значень $V_{\text{баз}}$ під час моделювання в програмному пакеті Femlab поступово зменшували значення відносної швидкості поширення хвиль n_r . Зі зменшенням цього параметра процес устанавлення поля локалізується в приміжових ділянках.

Урахування анізотропії електромагнітних властивостей дозволило прослідкувати координатні залежності цього процесу [7].

За значень відносних проникностей, що незначно перевищують одиницю, сканування імпульсного поля при хвильовому процесі спостерігається лише у разі дуже швидких процесів (тривалістю менше 1 нс) в осердях великих розмірів, коли потрібна величина $V_{\text{баз}}$ перевищує швидкість поширення електромагнітних хвиль, тобто коефіцієнт K_W більший за одиницю.

Розподіл імпульсного магнітного поля з урахуванням електропровідності

Для того, щоб з'ясувати яким чином електропровідність, що властива феромагнітним шарам пакета, впливає на характер хвильового процесу в разі збудження імпульсного поля, досліджуємо розподіл поля за рівнянням (9).

Згідно з попереднім визначенням щодо $k = 1/\beta$ (5) вплив хвильових процесів незначний, якщо $\beta \ll 1$, але має бути істотним, якщо $\beta \geq 1$.

За допомогою пакета Comsol v.3.5 проведено двовимірне моделювання імпульсного поля в перерізі осердя розмірами $0,8 \times 0,8$ (у безрозмірних одиницях) за однорідних та ізотропних еквівалентних параметрів μ і ϵ для значень $Re_M = var$, якщо $\beta = 1$, та для значень $\beta = var$, якщо $Re_M = 5$.

Як граничну умову задано імпульсне ввімкнення індукції поля [6] за периметром перерізу осердя.

Якщо $Re_M = 1$, хвильовий процес виявляється незначно, якщо $\beta = 0,01 \dots 0,5$, але зі збільшенням параметра β до значень $0,5 \dots 1,0$ спостерігається рух ступінчастих хвиль індукції від меж осердя до центра, а при їх сходженні відбуваються коливання індукції в центральній зоні осердя, що можуть переважати граничні значення в 3–3,5 разу, поступово зменшуючись до граничних.

Миттєві картини розподілу індукції з інтервалом часу $0,1T_m$ для параметрів $Re_M = 1$, $\beta = 0,5$ показано на рис. 2, а.

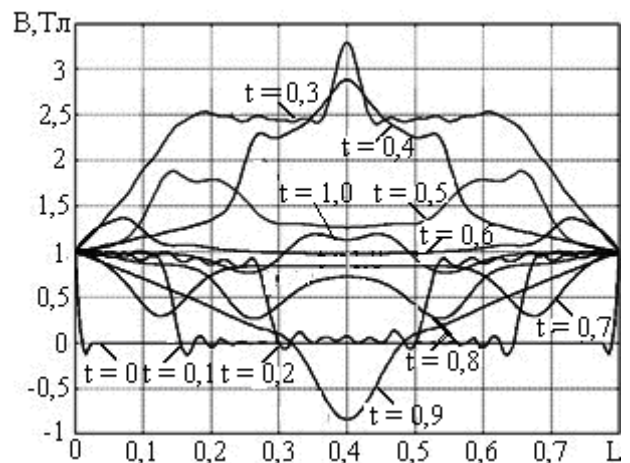
На рис. 3 на сірій шкалі зображено двовимірний розподіл поля в перерізі осердя наприкінці процесу ($t/T_m = 1$) для параметрів $Re_M = 1$, $\beta = 1$. За одиничних значень поля на зовнішніх межах (рис. 3) поле в центральній зоні дорівнює 0,7 від граничного, а на перехідних ділянках поле коливається в межах $0,3 \dots 0,7$.

Зі збільшенням параметра Re_M стає більшим загасання хвиль під час їх поширення від меж до центра і зменшується їх швидкість. За значень $Re_M = 3 \dots 5$ та $\beta = 1$ за час тривалості імпульсу не встигають завершитися коливання поля в середній частині пакета після надходження хвиль від меж осердя.

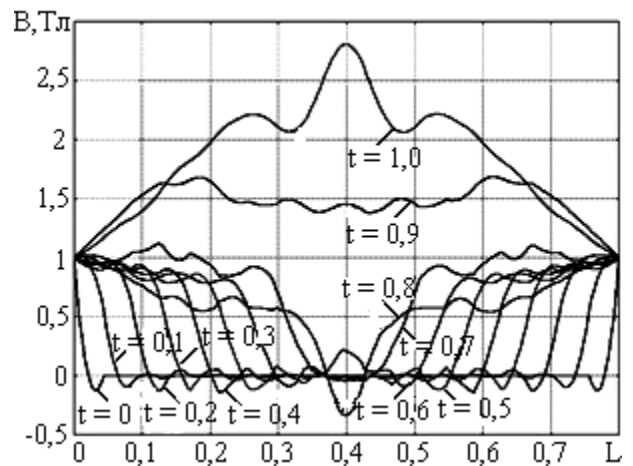
Процес установа поля в перерізі осердя в часі для $Re_M = 5$, $\beta = 1$ зображено на рис. 2, б.

Для досить великих чисел $Re_M = 3 \dots 5$ були досліджені умови переходу від хвильової картини поширення поля до дифузійної.

Для $Re_M = 5$ при $\beta \leq 0,01$ картина встановлення розподілу поля має суто дифузійний характер (рис. 4).



а



б

Рис. 2. Розподіл поля вздовж середньої лінії перерізу осердя:
а – $Re_M = 1$, $\beta = 0,5$;
б – $Re_M = 5$, $\beta = 1$

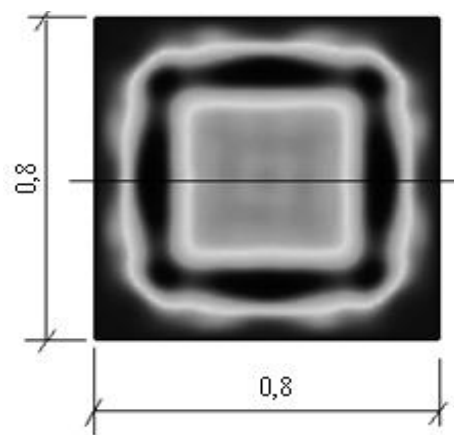


Рис. 3. Двовимірна картина поля в перерізі осердя для значень параметрів $Re_M = 1$, $\beta = 1$

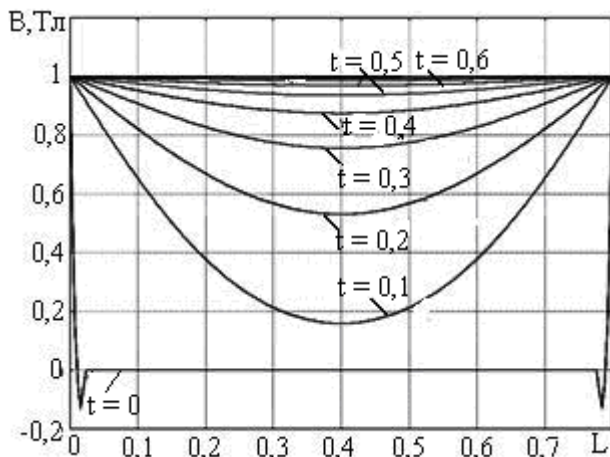


Рис. 4. Дифузійний процес установлення поля в перерізі осердя для $Re_M = 5$, $\beta = 0,01$

У цілому математичне моделювання за допомогою скінченно-елементних пакетів Femlab та Comsol дозволило в деталях скласти уявлення про особливості електромагнітних процесів у шихтованих пакетах, набраних з надзвичайно тонких пластин аморфного феромагнетика.

Висновки

Дослідження розв'язання хвильового рівняння для електромагнітного поля в анізотропному магнітодіелектрику без втрат (електропровідності немає) у широкому діапазоні значень електромагнітних параметрів μ , ε (починаючи від $\mu_0\varepsilon_0 = 1/c^2$ і до $\mu\varepsilon = 10^6\mu_0\varepsilon_0 = 10^6/c^2$) вказує на існування специфічних режимів формування поля на межах прямокутної ділянки перерізу осердя під час імпульсного збудження поля.

Характерним критерієм, що визначає специфіку цього процесу, є безрозмірна величина $D_w = 1/K_w$, що являє собою квадрат відношення швидкості електромагнітних хвиль V_{EM} у середовищі, яка є еквівалентом шихтованого пакета, до базової швидкості $V_{баз}$, яка необхідна для проходження хвилею поперечного перерізу пакета за час тривалості імпульсу.

За значень D_w , які зі зменшенням наближаються зверху до значення 0,01, чітко спостерігається локалізація хвильового процесу в приміжових ділянках з формуванням хвильового скін-ефекту [7].

Електропровідність феромагнетика при розгляді хвильових явищ у пакеті осердя, шихтованому пластинами мікронної товщини, було враховано за припущення ізотропності параметрів

μ та ε і дозволило визначити відносну роль хвильових і дифузійних процесів поширення поля залежно від магнітного числа Рейнольдса та параметра $\beta = \varepsilon/\sigma T_m = K_w/Re_M$. За результатами числового моделювання встановлено, що в діапазоні значень магнітного числа Рейнольдса $Re_M = 1...5$ при $\beta \leq 0,01$ картина поширення поля має суто дифузійний характер і впливом хвильових явищ можна знехтувати.

За результатами моделювання можна оцінювати ефективність використання об'єму аморфного феромагнітного матеріалу, який визначає високу вартість індуктора.

Література

1. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. / Л.М. Бреховских. – Москва: АН СССР. – 1957. – 503 с.
2. Матвеев А.Н. Электричество и магнетизм / А.Н. Матвеев – Москва: Высш. шк. – 1983. – 464 с.
3. Поливанов К.М. Магнитные спектры материала, обусловленные макроскопической структурой / К.М. Поливанов // Электродинамика вещественных сред: сб. статей. – Москва: Энергоатомиздат. – 1988. – С. 101–118.
4. Поливанов К.М. Намагничивание магнитодиэлектрических стержней прямоугольного сечения / К.М. Поливанов // Электродинамика вещественных сред: сб. статей. – Москва: Энергоатомиздат. – 1988. – С. 45–79.
5. Полянин А.Д. Справочник по линейным уравнениям математической физики / А.Д. Полянин. – Москва: Физматлит. – 2001. – 576 с.
6. Чемерис В.Т. Моделирование волновых процессов в индукторных системах с учетом потерь энергии на вихревые токи / В.Т. Чемерис, И.О. Бородий // Проблемы повышения эффективности электромеханических преобразователей в электроэнергетических системах. – Севастополь: СевГТУ, 2012. – С. 148–149.
7. Чемерис В.Т. Хвильовий скін-ефект в анізотропному магнітодіелектрику / В.Т. Чемерис, І.О. Бородій // Наукоємні технології. – 2011. – № 3–4. – С. 99–104.
8. Abeywickram, K.G.N.B.; Podoltsev, A.D.; Serdyuk, Yu.V.; Gubanski, S.W. 2007. Computations of Parameters of Power Transformer Windings for Use in Frequency Response Analysis. IEEE Trans. on Magnetics. Vol. 43, N 5: 1983–1990.
9. Chemerys, V.T.; Borodiy, I.O. 2008. Diffusion of Electromagnetic Field Into the Core of

Inductor at Induction Accelerator of Electrons. Proceedings of National Aviation University. N 2: 44–51.

10. *Comsol Multiphysics: Modeling guide, v.3.4*. – Available from internet: http://chemeng.gtua.gr/courses/comp_tp/modeling_guide.pdf.

11. *EMP-3 – 3D Electromagnetic Fields Software*. – Available from internet: <http://www.fieldp.com/emp3.html>.

12. Rothwell, E.J.; Cloud, M.J. 2001. *Electromagnetics*. Boca Raton – London – New York – Washington, D.C.: CRC Press. 540 p.

References

1. Brehovskikh, L.M. 1957. *Waves in the laminated medi*. Moscow, USSR Academy of Science Publ. 503 p. (in Russian).

2. Matveev, A.N. 1983. *Electricity and magnetism*. Moscow, High School Publ. 464 p. (in Russian).

3. Polivanov, K.M. 1988. *Magnetic spectra of material stipulated by its macroscopic structure*. Electrodynamics of substantial media. Moscow, Energoatomizdat: 101–118 (in Russian).

4. Polivanov, K.M. 1988. *Magnetization of magneto-dielectric cores at rectangular cross section*. Electrodynamics of substantial media. Moscow, Energoatomizdat: 45–79 (in Russian).

5. Polyanin, A.D. 2001. *Guidebook for linear equations of mathematical physics*. Moscow, PhysMatLit. 576 p. (in Russian).

6. Chemerys, V.T.; Borodiy, I.O. 2012. *Simulation of the wave processes in inductor systems taking into account the energy losses for eddy currents*. The problems of effectiveness enhance for electromechanical converters at electrical energetic systems. Sebastopol, Sebastopol State Techn. University: 148–149 (in Russian).

7. Chemerys, V.T.; Borodiy, I.O. 2011. *Wave skin-effect in anisotropic magneto-dielectrics*. Science-Based Technologies. N 3–4: 99–104 (in Ukrainian).

8. Abeywickram, K.G.N.B.; Podoltsev, A.D.; Serdyuk, Yu.V.; Gubanski, S.W. 2007. *Computations of Parameters of Power Transformer Windings for Use in Frequency Response Analysis*. IEEE Trans. on Magnetics. Vol.43, N 5: 1983–1990.

9. Chemerys, V.T.; Borodiy, I.O. 2008. *Diffusion of Electromagnetic Field Into the Core of Inductor at Induction Accelerator of Electrons*. Proceedings of National Aviation University. N 2: 44–51.

10. *Comsol Multiphysics: Modeling guide, v.3.4*. – Available from internet: http://www.chemeng.gtua.gr/courses/comp_tp/modeling_guide.pdf.

11. *EMP-3 – 3D Electromagnetic Fields Software*. – Available from internet: <http://www.fieldp.com/emp3.html>.

12. Rothwell, E.J.; Cloud, M.J. 2001. *Electromagnetics*. Boca Raton – London – New York – Washington, D.C.: CRC Press. 540 p.

Стаття надійшла до редакції 11.04.2013.

Чемерис Володимир Терентійович. Кандидат технічних наук. Старший науковий співробітник. Доцент. Кафедра теоретичної та прикладної фізики, Національний авіаційний університет, Київ, Україна. Освіта: Національний технічний університет «Київський політехнічний інститут», Київ, Україна (1962). Напрям наукової діяльності: імпульсні електродинамічні системи. Кількість публікацій: 108. E-mail: vchemer@voliacable.com

Бородій Ірина Олексіївна. Асистент. Кафедра теоретичної та прикладної фізики, Національний авіаційний університет, Київ, Україна. Освіта: Національний педагогічний університет ім. М.П. Драгоманова, Київ, Україна (2001). Напрям наукової діяльності: електромагнітні процеси в силових елементах імпульсної техніки. Кількість публікацій: 12. E-mail: miko2010@ukr.net

V. Chemerys¹, I. Borodiy². Electromagnetic processes in the pulsed inductors of electron accelerators

National Aviation University, Kosmonavta Komarova avenue, 1, Kyiv, Ukraine, 03680
E-mails: ¹vchemer@voliacable.com; ²miko2010@ukr.net

The process of magnetic field setting up at its excitation in the cross section of the closed laminated core of the pulsed inductor has been investigated by numerical methods. Analysis of the field expansion from the boundaries of cross section to its center was realized due to using of two-dimensional numerical model of the wave equation written in non-dimensional form with application of equivalent magnetic μ and dielectric ϵ parameters. Two situations had been taken into consideration: 1) the medium of laminated package has anisotropic ideal magneto-dielectric properties (no electrical conductivity); 2) the medium of package is isotropic, but has the losses of energy due to electrical conductivity of ferromagnetic layers. The ratio K_W of the basic velocity (which defines via

basic dimension of the package cross section and duration of the pulsed field) to the speed of electromagnetic wave propagation in this medium serves as characteristic parameter of similarity for the processes in models with different scale of time and/or dimensions. The magnetic Reynolds' number Re_m must be used additionally as the measure of the field diffusion. The character of wave processes in the core has been studied and the conditions of their essential influence on the field distribution have been established. That is shown that main criterion for estimation of the core filling up by the magnetic flux (i.e. for estimation of package using effectiveness) is the correlation between the dimension of cross section and the path of the wave run during the pulse duration. The criterion for observation only diffusion picture of the field propagation at the magnetic Reynolds' number $Re_M = 1...6$ is the ratio $K_W / Re_M \leq 0,01$. Under conditions when the wave phenomena play relatively small role the speed of the field diffusion instead of the velocity of the wave propagation must be used at the estimation of the package cross section effective usage.

Keywords: anisotropy; electrical conductivity; electromagnetic wave; field diffusion; inductor; magnetic Reynolds' number; mathematical simulation; multi-layer package; pulsed magnetic field; wave equation.

Chemerys Volodymyr. Candidate of Engineering. Senior Reseacher. Associate Professor.
Theoretical and Applied Physics Department, National Aviation University, Kyiv, Ukraine.
Education: National Technical University of Ukraine "KPI", Kyiv, Ukraine (1962).
Research area: pulsed electrodynamic systems.
Publications: 108.
E-mail: vchemer@voliacable.com

Borodiy Irina. Assistant.
Theoretical and Applied Physics Department, National Aviation University, Kyiv, Ukraine.
Education: National Pedagogical Dragomanov University, Kyiv, Ukraine (2001).
Research area: electromagnetic processes in the power elements of pulsed technical devices. Publications: 12.
E-mail: miko2010@ukr.net

В.Т. Чемерис¹, И.А. Бородий². Электромагнитные процессы в импульсных индукторах ускорителей электронов

Национальный авиационный университет, пр. Космонавта Комарова, 1, Киев, Украина, 03058
E-mails: ¹vchemer@voliacable.com; ²miko2010@ukr.net

Численными методами исследован процесс установления магнитного поля при его возбуждении в поперечном сечении замкнутого шихтованного сердечника импульсного индуктора. Анализ распространения поля от границ сечения к центральной зоне выполнен с помощью двухмерной конечно-элементной модели волнового уравнения, записанного в критериальной форме с использованием эквивалентных значений магнитной μ и диэлектрической ϵ проницаемости. Рассмотрены две ситуации: 1) среда шихтованного пакета представляет собой анизотропный идеальный магнитодиэлектрик (не имеет электропроводности), характерным критерием подобия процессов в различных по временным и пространственным масштабам моделях служит отношение K_W базовой скорости, определяемой базовым размером пакета и длительностью импульса поля, к скорости электромагнитных волн в данной среде; 2) среда пакета имеет изотропные электромагнитные параметры μ и ϵ , но имеет потери энергии на вихревые токи из-за наличия электропроводности в слоях ферромагнетика, дополнительно используется магнитное число Рейнольдса Re_M , которое является мерой проявления диффузии поля. Установлен характер волновых явлений и условия их существенного влияния на распределение поля. Показано, что основным критерием для оценки заполнения сердечника магнитным потоком, а именно, мерой эффективности использования сечения сердечника, является соотношение между поперечным размером сердечника и длиной пробега волны за время длительности импульса. Описан критерий перехода к чисто диффузионной картине распространения поля при магнитных числах Рейнольдса $Re_M = 1...6$ как отношение $K_W / Re_M \leq 0,01$. Выполнена оценка эффективности использования поперечного сечения сердечника, когда роль волновых явлений относительно мала, с применением скорости диффузии поля вместо скорости распространения электромагнитных волн.

Ключевые слова: анизотропия; волновое уравнения; диффузия поля; электромагнитная волна; электропроводность; импульсное магнитное поле; индуктор; магнитное число Рейнольдса; математическое моделирование; многослойный пакет.

Чемерис Владимир Терентиевич. Кандидат технических наук. Старший научный сотрудник. Доцент.
Кафедра теоретической и прикладной физики, Национальный авиационный университет, Киев, Украина.
Образование: Национальный технический университет «Киевский политехнический институт», Киев, Украина (1962).
Направление научной деятельности: импульсные электродинамические системы.
Количество публикаций: 108.
E-mail: vchemer @voliacable.com

Бородий Ирина Алексеевна. Ассистент.
Кафедра теоретической и прикладной физики, Национальный авиационный университет, Киев, Украина.
Образование: Национальный педагогический университет им. М.П. Драгоманова, Киев, Украина (2001).
Направление научной деятельности: электромагнитные процессы в силовых элементах импульсной техники.
Количество публикаций: 12.
E-mail: miko2010@ukr.net