

УДК 621.365.5  
DOI: 10.20535/1810-0546.2017.6.110395

О.С. Сабокар\*

Харківський національний автомобільно-дорожній університет, Харків, Україна

## ВПЛИВ ГЕОМЕТРИЧНИХ ПАРАМЕТРІВ І МАГНІТНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ТОНКОСТІННИХ МЕТАЛІВ НА ПРОЦЕСИ ІНДУКЦІЙНОГО НАГРІВУ

**Background.** The use of induction heating in the technologies of contactless processing of sheet metals is an actual solution, which allows increasing the effectiveness of performed operations. The most of the induction heating systems applied, due to the high level of power used, operate in the modes of deep saturation of the metal. The issue of the electrodynamic processes occurred in the region of the non-constant index of the magnetic permeability of the metal is relevant.

**Objective.** The aim of the paper is conducting analysis of the peculiarities of electromagnetic processes in a ferromagnetic sheet metal located in the alternating magnetic field of the external inductor to determine the optimal characteristics of the system.

**Methods.** The adaptation for Maxwell's equations solution in accordance with accepted assumptions of the physical-mathematical model for obtaining numerical estimates.

**Results.** The analytical dependences obtained, which are the solution of the physical and mathematical problem within the framework of the adopted model, were analyzed with the corresponding numerical estimates.

**Conclusions.** Numerical estimates have shown that the variation of the metal permeability parameter of the object, as well as the degree of its saturation in the course of vortex currents, has a significant effect on the heating time of the metal. The saturation state avoiding will increase the efficiency of the heating process.

**Keywords:** induction heating; electrical conductivity; metal magnetic permeability; current density; Maxwell equation.

### Вступ

Інтеграція технологій промисловості в операції сервісу й ремонту існуючого устаткування є невід'ємною частиною появи сучасних систем обслуговування. Так, альтернативним використанням систем індукційного нагріву є їх застосування як допоміжного обладнання для ремонту транспортних засобів [1]. До номенклатури запропонованих операцій належать нагрівання поверхонь листових металів для їх подальшої обробки та розігрів різьбових з'єднань, які були піддані корозії та демонтаж яких неможливий без їх руйнування. У нашій роботі буде виконано аналіз процесу нагрівання листових металів, який відповідно до пропозиції може бути використаний у технологіях силової обробки листових металів імпульсними магнітними полями.

Фізично індукційний нагрів електропровідного середовища зумовлений процесами проникнення електромагнітних полів, унаслідок чого визначальну роль тут відіграє така характеристика цих процесів, як ефективна глибина їх проникнення (величина скін-шару). Остання є функцією електропровідності й магнітної проникності середовища й, у загальному випадку, визначається співвідношенням [2]

$$\Delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \cdot \mu_0 \cdot \mu_r \cdot \gamma}}, \quad (1)$$

де  $\omega$  – циклічна частота,  $\mu_0$  – магнітна стала,  $\mu_r$  – відносна магнітна проникність,  $\gamma$  – питома електропровідність середовища.

Як слідує із залежності (1), вплив магнітних властивостей на глибину проникнення поля можна визначити введенням умовної еквівалентної електропровідності середовища, рівної добутку  $\gamma_e = \mu_r \gamma$ . Вочевидь, збільшення магнітної проникності веде до росту  $\gamma_e$  і посилення скін-ефекту. З урахуванням реальних значень  $\mu_r$  для феромагнетиків це повинно означати, що в діапазоні напруженостей збуджуючого поля, відповідному максимуму магнітної проникності, індукований струм різко витісняється до поверхні середовища [3]. Очевидно, що процеси збудження вихрових струмів та індукційного нагріву у феромагнетиках будуть відмінні від аналогічних процесів у немагнітних металах з усіма наслідками, що випливають.

Створення реальних систем вимагає кількісної оцінки впливу магнітних властивостей металу на характеристики індукційного нагріву.

Серед останніх наукових публікацій на цю тему можна відзначити працю [4], де критерієм

\* corresponding author: o.s.sabokar@gmail.com

ефективності є щільність активної потужності, яка виділяється на поверхні металу за період діючого поля, що змінюється в часі за гармонійним законом. У рамках прийнятої ідеалізованої моделі авторами отримано, що глибоке насичення дає змогу збільшувати окремі показники індукційного нагріву для достатньо масивного феромагнетика.

### Постановка задачі

Мета роботи полягає в підвищенні ефективності виконання операції індукційного нагріву одержанням аналітичних і числових оцінок впливу феромагнітних властивостей металів на електро- і термодинамічні процеси, що перебігають. Задачою роботи є числовий аналіз фізичного процесу проникнення магнітного поля в метал досліджуваного об'єкта й індукування в ньому вихрових струмів.

### Аналітичний розрахунок

Наведені нижче розрахунки і їх аналіз є актуальними, тому що передбачувана номінальна потужність розроблювальної системи нагрівання значно менша, ніж у промислових аналогів, які використовуються при гартуванні, плавці або високотемпературній безконтактній пайці металів. Цей факт вимагає детального аналізу, тому що знижений рівень збуджуваних та індукваних струмів, що протікають, не приводить до глибокого насичення феромагнітного металу об'єкта нагрівання, що своєю чергою є нестандартним режимом роботи систем індукційного нагріву.

Розрахункова модель у циліндричній системі координат зображена на рис. 1.

Покладались такі допущення:

– листовая заготовка є досить тонкостінною, а її радіальна довжина також досить великою, тобто  $\frac{d}{R_{1,2}} \ll 1$ , де  $d$  – товщина заготовки,  $R_{1,2}$  –

внутрішній і зовнішній радіуси індуктора;

– виток індуктора “прозорий” для діючих полів ( $\Delta \rightarrow 0$ ), так що його метал не впливає на електромагнітні процеси, що перебігають;

– електромагнітні процеси квазістаціонарні,

так що  $\frac{\omega}{c} \cdot \ell \ll 1$  ( $\omega$  – циклічна частота процесу,  $c$  – швидкість світла у вакуумі,  $\ell$  – характерний найбільший геометричний розмір системи);

– система має аксіальну симетрію, так що

$$\frac{\partial}{\partial \varphi} = 0 \quad (\varphi - \text{полярний кут});$$

– метал має відмінні від нуля параметри електропровідності та магнітної проникності металу  $\mu_r$ .

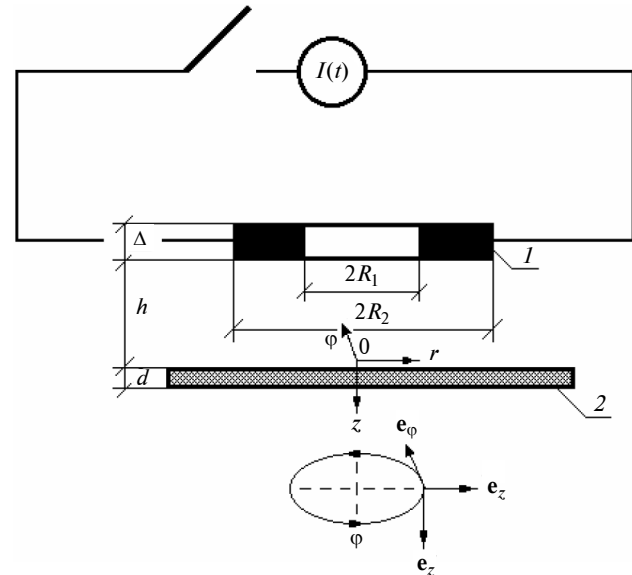


Рис. 1. Розрахункова модель системи “індуктор–заготовка”: джерело змінного струму: 1 – багатовитковий соленоїд; 2 – плоский листовий феромагнетик

Природно, що вірогідність обчислень визначається рівнем варіації значення відносної магнітної проникності  $\mu_r$  протягом розглянутого процесу. Безумовно і те, що реально ця характеристика феромагнетика буде змінюватися в інтервалі від одиниці до свого максимального значення, набагато більшого за одиницю. Але якщо подивитися на типові залежності магнітної проникності різних сталей як функції від напруженості поля з фундаментальної монографії Я. Туровського [3], то можна вказати, що для  $H_m > 10^4$  А/м зміна цієї характеристики металу, обумовленої величиною похідної  $\frac{d\mu_r(H)}{dH} \rightarrow 0$ , буде досить малою. Можна стверджувати, що в цьому діапазоні амплітуд діючого поля  $\mu_r = \text{const}$ .

Слід зазначити, що припущення про сталість магнітної проникності феромагнетиків не є новим, різними авторами в різний час воно неодноразово використовувалося в теоретичних дослідженнях електромагнітних процесів, наприклад [3, 5, 6].

Використовуючи стандартну методику інтегрування рівнянь Максвелла, докладно описану в [5, 7], не зупиняючись на математичних подробицях розв'язку, покажемо кінцевий вигляд тимчасової функції радіального розподілу індукто-

ваного струму у випадку, коли збуджуючий струм в індукторі змінюється в часі за гармонійним законом:  $j(t) = \sin(\varphi(t))$ .

Інтегруючи функцію щільності індукованого струму на проміжку  $r \in [0; R]$ , знаходимо величину струму в металі листової заготовки в колі радіусом  $R$ :

$$I_{\varphi}(r \leq R, \varphi) = 4 \left( \mu_r \cdot d \cdot \frac{I_m \cdot w}{(R_2 - R_1)} \right) \int_0^{\infty} f(x) \cdot e^{-x \frac{h}{d}} \cdot x \cdot \left( 1 - J_0 \left( x \cdot \frac{R}{d} \right) \right) \times \sum_{k=0}^{\infty} a(k) \cdot \frac{F_k(\beta_k)}{\Phi_k((\mu_r \cdot x), \beta_k)} \cdot \left( \cos \varphi \cdot e^{-\frac{\beta_k^2 + x^2}{\omega \tau} \varphi} \right) \cdot dx, \quad (2)$$

де  $\left( \cos \varphi \cdot e^{-\frac{\beta_k^2 + x^2}{\omega \tau} \varphi} \right) = \int_0^{\varphi} \cos(\eta) \cdot e^{-\frac{\beta_k^2 + x^2}{\omega \tau} (\varphi - \eta)} d\eta$  –

згортка функцій, яка відповідає гармонійній часовій залежності збуджуючого струму;  $j_m =$

$\frac{I_m \cdot w}{(R_2 - R_1)}$ ,  $I_m$  – амплітуда струму в індукторі,

$w$  – число витків у обмотці,

$$f(x) = \frac{1}{x^2} \cdot \int_{x \frac{R_1}{d}}^{x \frac{R_2}{d}} y \cdot J_1(y) dy,$$

$$a(k) = \begin{cases} 0, 5, & k = 0, \\ 1, 0, & k = 1, 2, \dots, \end{cases}$$

$\beta_k$  – корені рівняння:

$$\operatorname{tg} \beta_k \left( \frac{\beta_k}{(\mu_r \cdot x)} - \frac{(\mu_r \cdot x)}{\beta_k} \right) = 2, \\ F_k(\beta_k) = \left[ (1 - \cos \beta_k) + \frac{\beta_k}{(\mu_r \cdot x)} \cdot \sin \beta_k \right], \\ \Phi_k((\mu_r \cdot x), \beta_k) = \cos \beta_k \cdot [(\mu_r \cdot x)^2 + 2(\mu_r \cdot x) - \beta_k^2] - 2\beta_k \sin \beta_k \cdot [1 + (\mu_r \cdot x)],$$

$\varphi = \omega \cdot t$  – фаза сигналу,  $\tau = (\mu_0 \cdot \mu_r) \gamma d^2$  – характерний час проникнення поля в провідний шар з питомою електропровідністю  $\gamma$ , відносною магнітною проникністю  $\mu_r$  і товщиною  $d$ .

Коефіцієнт трансформації визначається як відношення амплітуд збуджуючого струму й струму, індукованого в заготовці, в колі радіусом  $R$  (область  $[r \leq R]$ ):

$$K(R, \varphi) = \frac{J_{\varphi \max}(R)}{I_m} = \left( \frac{4 \cdot d \cdot w}{(R_2 - R_1)} \right) \int_0^{\infty} f(x) \cdot x \cdot e^{-x \frac{h}{d}} \cdot \left( 1 - J_0 \left( x \cdot \frac{R}{d} \right) \right) \times \sum_{k=0}^{\infty} a(k) \cdot \frac{F_k(x, \beta_k)}{\Phi_k(x)} \cdot \left( \cos \varphi \cdot e^{-\frac{\beta_k^2 + x^2}{\omega \tau} \varphi} \right) \Bigg|_{\max} \cdot dx. \quad (3)$$

Максимум коефіцієнта трансформації має місце при  $R \rightarrow \infty$ , що враховує розтікання вихрових струмів по всій площині листового металу.

З виразу (3) одержуємо

$$K_{\max} = \frac{J_{\varphi \max}(R \rightarrow \infty)}{I_m} = \left( \mu_r \cdot \frac{4 \cdot d \cdot w}{(R_2 - R_1)} \right) \int_0^{\infty} f(x) \cdot x \cdot e^{-x \frac{h}{d}} \times \sum_{k=0}^{\infty} a(k) \cdot \frac{F_k(\beta_k)}{\Phi_k((\mu_r \cdot x), \beta_k)} \cdot \left( \cos \varphi \cdot e^{-\frac{\beta_k^2 + x^2}{\omega \tau} \varphi} \right) \cdot dx. \quad (4)$$

Для проведення числових оцінок співвідношення (2) необхідно доповнити залежністю для величини струму, що збуджується, усередненої по товщині листа  $d$  і радіусу  $R_2$  (область під індуктором), яку можна одержати із залежності (2):

$$\overline{I_{\varphi}(r \leq R, \varphi)} = 4 \left( (I_m \cdot w) \cdot \frac{\mu_r \cdot d}{(R_2 - R_1)} \right) \int_0^{\infty} f(x) \cdot e^{-x \frac{h}{d}} \times x \cdot \left( 1 - J_0 \left( x \cdot \frac{R_2}{d} \right) \right) \times \sum_{k=0}^{\infty} a(k) \cdot \frac{F_k(\beta_k)}{\Phi_k((\mu_r \cdot x), \beta_k)} \cdot \left( \cos \varphi \cdot e^{-\frac{\beta_k^2 + x^2}{\omega \tau} \varphi} \right) \cdot dx, \quad (5)$$

де  $\mu_r$  – відносна магнітна проникність листового металу,  $I_m$  – амплітуда струму в індукторі,  $w$  – число витків у обмотці,

$$f(x) = \frac{1}{x^2} \cdot \int_{x \frac{R_1}{d}}^{x \frac{R_2}{d}} y \cdot J_1(y) dy,$$

$$a(k) = \begin{cases} 0, 5, & k = 0, \\ 1, 0, & k = 1, 2, \dots, \end{cases}$$

$\beta_k$  – корені рівняння:

$$\operatorname{tg} \beta_k \left( \frac{\beta_k}{(\mu_r \cdot x)} - \frac{(\mu_r \cdot x)}{\beta_k} \right) = 2,$$

$$F_k(\beta_k) = \left[ (1 - \cos \beta_k) + \frac{\beta_k}{(\mu_r \cdot x)} \cdot \sin \beta_k \right],$$

$$\Phi_k((\mu_r \cdot x), \beta_k) = \cos \beta_k \cdot [(\mu_r \cdot x)^2 + 2(\mu_r \cdot x) - \beta_k^2] - 2\beta_k \sin \beta_k \cdot [1 + (\mu_r \cdot x)],$$

$\varphi = \omega \cdot t$  – фаза сигналу,  $\tau = (\mu_0 \cdot \mu_r) \gamma d^2$  – характерний час проникнення поля в провідний шар з питомою електропровідністю  $\gamma$ , відносною магнітною проникністю  $\mu_r$  і товщиною  $d$ .

Слід зазначити, що функція (2) при  $\mu_r \rightarrow 1$  з точністю до позначень переходить у залежність для струму в немагнітному зразку [5].

У термінах “відносної температури нагрівання” –  $\Delta T_{\text{відн}}^{\circ} = \frac{\Delta T^{\circ}}{(I_m \cdot w)^2}$  ця формула матиме вигляд

$$\Delta T_{\text{відн}}^{\circ} = \frac{1}{(M \cdot C \cdot \gamma \cdot d \cdot \omega)} \cdot \int_0^{\Delta \varphi} \overline{(I_{\varphi\text{-відн}}(\varphi))^2} \cdot d\varphi, \quad (6)$$

де  $\overline{(I_{\varphi\text{-відн}}(\varphi))} = \frac{\overline{I_{\varphi}(\varphi)}}{(I_m \cdot w)}$  – “відносна щільність усередненої величини індукованого струму” (через усереднення по радіальному та поперечному розміру ділянки зразка, що нагрівається).

Реальна температура нагрівання кругової області листового феромагнетика із зовнішнім радіусом  $R$  за часовий інтервал  $\Delta t$  становитиме

$$\Delta T^{\circ} = \Delta T_{\text{відн}}^{\circ} \cdot (I_m \cdot w)^2. \quad (7)$$

Формули (4)–(7) є співвідношеннями, що дають змогу виконати всі необхідні числові оцінки характеристик процесів у досліджуваній системі “індуктор–листова заготовка” з урахуванням усіх особливостей, обумовлених процесами проникнення поля при індукційному нагріванні тонкостінних феромагнетиків.

### Обчислення, результати

Обчислення проведемо для таких вихідних даних: число витків у обмотці індуктора –  $w = 20$ , його радіальні розміри –  $R_1 = 0,0025$  м і  $R_2 = 0,0225$  м (поперечний розмір обмотки, відповідної розміру робочої зони –  $\varnothing 40$  мм), товщина листової заготовки –  $d = 0,001$  м, зазор між площиною індуктора та заготовки –  $h = 0,001$  м,

питома електропровідність сталевій заготовки –  $\gamma_{\text{St}} \approx 0,4 \cdot 10^7$  1/Ом·м. Відносна магнітна проникність дорівнює  $\mu_r = 350$ , що відповідає  $H > 10^3 - 10^4$  А/м для багатьох сортів сталі [3]. Як показують грубі оцінки за допомогою закону повного струму, цьому діапазону значень напруженості відповідають, наприклад, струми  $\sim 5$  А і вище в обмотці індуктора із проводу товщиною  $\sim 1$  мм. Робоча частота гармонійного струму в індукторі  $\sim 25000$  Гц.

Обчислення характеристик досліджуваних процесів проводилися за допомогою стандартного програмного пакета Mathematica 5.1 відповідно до наведеного нижче алгоритму. Так, кінцеві функції для визначення показників ефективності, які записані в інтегральному вигляді, в символному вигляді заносяться в розрахункову програму, програмно виконується дискретизація зображення, тобто підінтегрального виразу, та виконується оператор числового інтегрування. Рівень дискретизації вибирається так, щоб подальше його збільшення не призводило до зміни кінцевого числового результату. Такий підхід дає змогу зменшити навантаження на апаратний ресурс і загальний час проведення розрахунку.

Як показали числові оцінки, для прийнятої геометрії індуктора при  $(\mu_r \cdot x) \gg 1$  корені рівняння у формулі (5) –  $\beta_k$  – цілком задовільно можна апроксимувати залежністю

$$\beta_k \approx \pi \left( k + \left( 1 - \frac{2}{(\mu_r \cdot x)} \right) \right).$$

Основні результати обчислень для прийнятих параметрів розглянутої системи індукційного нагріву листових феромагнетиків зведені в таблицю.

**Таблиця.** Показники моделювання нагріву металевій пластини

$\mu_r$	$\frac{\Delta}{d}$	$K(r \leq R_2, \varphi_{\text{max}})$	$\Delta t_{100^{\circ}}$ , хв
200	0,12	15,0	4,6
350	0,085	9,57	11,5
500	0,071	7,53	18,08

*Примітки.*  $\frac{\Delta}{d}$  – відношення величини скін-шару до товщини заготовки;  $K(r \leq R_2, \varphi_{\text{max}})$  – коефіцієнт трансформації для кругової ділянки під обмоткою індуктора в максимумі по фазі;  $\Delta t_{100^{\circ}}$  – час нагрівання до  $100^{\circ}$  С за струму індуктора  $\sim 10$  А.

З даних таблиці випливає, що з відхиленням від насичення металу, тобто зі збільшенням відносної магнітної проникності  $\mu_r = 200-500$ , знижується ефективність передачі енергії.

### Висновки

Основні результати теоретичного аналізу електромагнітних і теплових процесів у тонкостінних листових металах із різними електрофізичними характеристиками в полі плоского багатovitкового індуктора зводяться до таких положень.

1. Зі збільшенням відносної магнітної проникності, тобто при відході від стану насичення ферромагнетика, знижується величина коефіцієнта трансформації струму й збільшується час його нагрівання до заданого рівня температур.

2. Перехід до стану насичення за рахунок збільшення струму в індукторі або зниження його робочої частоти дає змогу поліпшити показники процесу індукційного нагріву в цілому.

3. Найбільш прийнятним і ефективним режимом індукційного нагріву тонкостінного листового ферромагнетика вважаємо режим, у якому величина скін-шару наближається до товщини листа, тобто  $\frac{\Delta}{d} \rightarrow 1$ .

У подальшому передбачається проведення поглибленого аналізу електро- і термодинамічних процесів з метою створення і апробацій найбільш оптимальних конструкцій індукторів для виконання операцій обробки нагрівом металевих елементів, що можуть бути використані в технологіях ремонту різного виду техніки, включаючи транспортні засоби.

### Список літератури

1. *Спосіб індукційного нагріву для ремонту металевих елементів автомобільних конструкцій*: Патент № 103494 Україна / О.С. Сабокар, Ю.В. Батигін, А.В. Гнатов, Є.О. Чаплигін. – Опубл. 25.12.2015, Бюл. № 24.
2. *Яворский Б.М., Детлаф А.А.* Справочник по физике. – М.: Наука, 1968. – 940 с.
3. *Туровский Я.* Техническая электродинамика. – М.: Энергия, 1974. – 488 с.
4. *Сысун В.И., Подопригора В.А.* Индукционный нагрев в режиме насыщения // *Фундаментальные исследования*. – 2004. – № 3. – С. 132–134.
5. *Батыгин Ю.В., Гнатов А.В.* Магнитно-импульсное притяжение/отталкивание тонкостенных листовых ферромагнетиков // *Электричество*. – 2012. – № 8. – С. 58–65.
6. *Кувалдин А.Б.* Индукционный нагрев ферромагнитной стали. – М.: Энергоатомиздат, 1988. – 200 с.
7. *Batygin Y.V., Golovashchenko S.F., Gnatov A.V.* Pulsed electromagnetic attraction of sheet metals – Fundamentals and perspective applications // *J. Mater. Proces. Technol.* – 2013. – **213**, № 3. – P. 444–452.

### References

- [1] Yu.V. Batygin *et al.*, “Method of induction heating for repair of the metal automobile construction elements”, Ukraine Patent 103494, 2015 (in Ukrainian).
- [2] B.M. Yavorsky and A.A. Detlauf, *Reference Book on Physics*. Moscow, SU: Nauka, 1968 (in Russian).
- [3] Ya. Turovsky, *Technical Electrodynamics*. Moscow, SU: Energiya, 1974 (in Russian).
- [4] V.I. Sysun and V.A. Podoprigora, “Induction heating in saturation mode”, *Fundamental'nyye Issledovaniya*, no. 3, pp. 132–134, 2004 (in Russian).
- [5] Yu.V. Batygin and A.V. Gnatov, “Magnetic-pulse attraction/repulsion of thin-walled sheet ferromagnets”, *Elektrichestvo*, no. 8, pp. 58–65, 2012 (in Russian).
- [6] A.B. Kuvaldin, *Induction Heating of Ferromagnetic Steel*. Moscow, SU: Energoatomizdat, 1988 (in Russian).
- [7] Y.V. Batygin *et al.*, “Pulsed electromagnetic attraction of sheet metals – Fundamentals and perspective applications”, *J. Mater. Proces. Technol.*, vol. 213, no. 3, pp. 444–452, 2013.

О.С. Сабокар

ВПЛИВ ГЕОМЕТРИЧНИХ ПАРАМЕТРІВ І МАГНІТНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ТОНКОСТІННИХ МЕТАЛІВ НА ПРОЦЕСИ ІНДУКЦІЙНОГО НАГРІВУ

**Проблематика.** Використання індукційного нагріву в технологіях безконтактної обробки листових металів є актуальною пропозицією, що дає змогу підвищити ефективні показники виконуваних операцій. Більшість застосовуваних систем індукційного нагріву, через високий рівень використовуваної потужності, працюють у режимах глибокого насичення металу. Актуальним є питання перебігу електродинамічних процесів для показника магнітної проникності в області неглибокого насичення металу.

**Мета дослідження.** Метою роботи є аналіз особливостей перебігу електромагнітних процесів у феромагнітному листовому металі, що перебуває в змінному магнітному полі зовнішнього індуктора, для визначення оптимальних характеристик системи.

**Методика реалізації.** Зведення системи рівнянь Максвелла відповідно до прийнятих допущень фізико-математичної моделі для одержання числових оцінок.

**Результати дослідження.** Отримані аналітичні залежності, що є розв'язком фізико-математичної задачі в рамках прийнятої моделі, було проаналізовано з урахуванням відповідних числових оцінок.

**Висновки.** Числові оцінки показали, що варіація параметра магнітної проникності металу об'єкта, як і ступінь його насичення при протіканні вихрових струмів, істотно впливає на час нагрівання металу. Відхід від стану насичення зменшує ефективність процесу нагріву.

**Ключові слова:** індукційний нагрів; електропровідність; магнітна проникність металу; щільність струму; рівняння Максвелла.

О.С. Сабокарь

#### ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ И МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ТОНКОСТЕННЫХ МЕТАЛЛОВ НА ПРОЦЕССЫ ИНДУКЦИОННОГО НАГРЕВА

**Проблематика.** Использование индукционного нагрева в технологиях бесконтактной обработки листовых металлов является актуальным предложением, позволяющим повысить эффективные показатели выполняемых операций. Большинство применяемых систем индукционного нагрева, ввиду высокого уровня используемой мощности, работают в режимах глубокого насыщения металла. Актуальным является вопрос протекания электродинамических процессов в области непостоянного показателя магнитной проницаемости металла.

**Цель исследования.** Целью работы является анализ особенностей протекания электромагнитных процессов в ферромагнитном листовом металле, находящемся в переменном магнитном поле внешнего индуктора, для определения оптимальных характеристик системы.

**Методика реализации.** Приведение системы уравнений Максвелла в соответствии с принятыми допущениями физико-математической модели для получения численных оценок.

**Результаты исследования.** Полученные аналитические зависимости, являющиеся решением физико-математической задачи в рамках принятой модели, были проанализированы с соответствующими численными оценками.

**Выводы.** Численные оценки показали, что вариация параметра магнитной проницаемости металла объекта, как и степень его насыщения при протекании вихревых токов, существенно влияет на время нагрева металла. Уход от состояния насыщения повышает эффективность процесса нагрева.

**Ключевые слова:** индукционный нагрев; электропроводность; магнитная проницаемость металла; плотность тока; уравнение Максвелла.

Рекомендована Радою  
інженерно-фізичного факультету  
КПІ ім. Ігоря Сікорського

Надійшла до редакції  
19 вересня 2017 року