

МАШИНОБУДУВАННЯ І ТРАНСПОРТ

УДК 621.365.5

Ю. В. Батигін¹
О. С. Сабокар¹
В. А. Стрельнікова¹**ІНДУКЦІЙНЕ НАГРІВАННЯ ТОНКОЇ ФЕРОМАГНІТНОЇ ПЛАСТИНИ В ПОЛІ ПЛОСКОГО КІЛЬЦЕВОГО СОЛЕНОЇДА**¹Харківський національний автомобільно-дорожній університет

Розв'язана фізико-математична задача, пов'язана з процесом проникнення магнітної поля в плоский екран, який є ділянкою листового металу. Проаналізовано отримані результати. Такий розв'язок є описом актуальної та сучасної технології обробки металів імпульсними магнітними полями з метою досягнення необхідних міцнісних або електрофізичних властивостей. Отримані аналітичні вирази можуть бути корисними як для інженерних, так і для дослідницьких розрахунків. Подані результати можуть бути використані також для оптимізації конструкцій інструментів індукційного нагрівання.

Ключові слова: система рівнянь Максвелла, проникнення поля, магнітна проникність, електропровідність, інтегральні перетворення.

Вступ

Індукційне нагрівання, це широко використовувана технологія, яка базується на виділенні тепла в металі об'єкта за рахунок протікання в ньому індукваного струму. Запропонована авторами [1] розробка є актуальною, унікальною і представляє собою використання системи індукційного нагрівання як допоміжного або основного обладнання для безконтактної обробки металевих об'єктів або їх ділянок. Запропоновану розробку можна однозначно віднести до існуючих технологій використання індукційного нагрівання. До номенклатури операцій розробки відносяться нагрівання листових металів або нагрівання різьбових з'єднань, які піддавалися впливу корозії з боку середовища. За безпосереднього застосування, цей спосіб нагрівання металів може бути використаний для виконання операції зняття лакофарбового покриття або клейових з'єднань, а також для виконання операції вирівнювання дрібних вм'ятин поверхні металу, що не зазнав значного пластичного розтягування. Також нагрівання листових поверхонь може бути використано як допоміжна операція для підвищення пластичності металу під час його магнітно-імпульсної обробки. Основною відмінністю запропонованої технології є обмеженість граничної температури нагрівання для виключення теплових структурних змін самого металу.

Мета роботи — отримання математичних виразів для визначення оптимальних параметрів індуктора і частотних характеристик струмів, що протікають в об'єкті, з метою підвищення якості виконуваних операцій нагрівання листових металів, а також для можливості моделювання процесів нагрівання з виконанням інженерних розрахунків.

В основі роботи поставлена задача розв'язання системи рівнянь Максвелла відповідно до прийнятої геометричної, електродинамічної моделі системи за відповідних допущень, які спрощують остаточний вид результату з точки зору громіздкості запису та розв'язку, але не вносять істотних числових спотворень у разі розгляду конкретної задачі з реальними геометричними формами і межами.

Актуальність роботи полягає в проведеному аналітичному аналізі конкретної системи «індуктор–об'єкт» для забезпечення оптимальних умов нагрівання шляхом отримання математичних рівнянь прийнятних для подальших інженерних і дослідницьких розрахунків.

Під час розв'язання можна скористатися аналітичними залежностями для індукваних струмів в тонкостінних листових феромагнетиках, отриманими авторами робіт [2, 3].

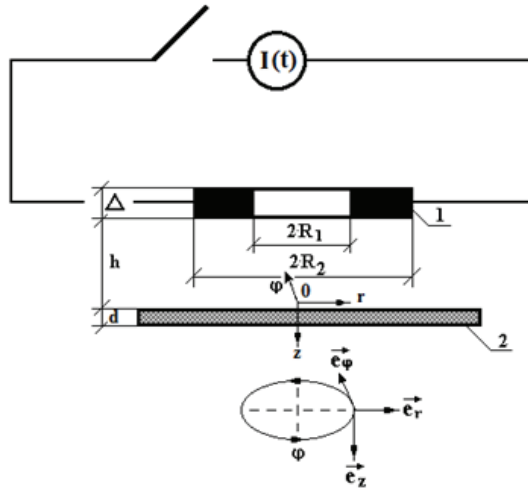


Рис. 1. Розрахункова модель системи «індуктор-заготовка»: $I(t)$ — джерело змінного струму; 1 — багатовитковий соленоїд; 2 — плоский листовий метал

го такі, що в розрахунках цілком прийнятна відома умова квазістаціонарності електромагнітних процесів, що відбуваються, так що $\frac{\omega}{c} \cdot l \ll 1$ (де ω — циклічна частота процесу, c — швидкість світла у вакуумі, l — характерний найбільший геометричний розмір системи).

– система має аксіальну симетрію, так що $\frac{\partial}{\partial \phi} = 0$ (ϕ — полярний кут).

– магнітна проникність металу листової заготовки постійна і дорівнює μ_1 , $\mu_1 = \mu_0 \mu_r$, μ_0 та μ_r — магнітна проникність вакууму та відносна магнітна проникність металу, відповідно.

Система що розглядається, в межах прийнятих припущень, може бути описана такою системою, складеною з рівнянь Максвелла:

$$\begin{cases} \frac{\partial H_r(p, r, z)}{\partial z} - \frac{\partial H_z(p, r, z)}{\partial r} = j_\phi(p, r, z); & (1) \\ \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot E_\phi(p, r, z)) = -\mu_0 \cdot p \cdot H_z(p, r, z); & (2) \\ \frac{\partial E_\phi(p, r, z)}{\partial z} = \mu_0 \cdot p \cdot H_r(p, r, z), & (3) \end{cases}$$

де p — параметр перетворення Лапласа;

$$E_\phi(p, r, z) = L\{E_\phi(t, r, z)\}; H_{r, z}(p, r, z) = L\{H_{r, z}(t, r, z)\}; j_\phi(p, r, z) = L\{j_\phi(t, r, z)\}.$$

У загальному випадку щільність струму в правій частині рівняння (1) записується у вигляді:

$$j_\phi(p, r, z) = (p \cdot \epsilon_0 + \gamma) \cdot E_\phi(p, r, z) + j_{\phi i}(p, r, z), \quad (4)$$

де $j_{\phi i}(t, r, z)$ — щільність стороннього струму в індукторі, $j_{\phi i}(p, r, z) = j(p) \cdot f_1(r) \cdot f_2(z)$; $j(p)$ — амплітудно-часова залежність; $f_1(r)$ — функція розподілу струму в індукторі за радіусом r ; $f_2(z)$ — функція розподілу струму в індукторі за змінною z ; γ — величина електропровідності середовища; ϵ_0 — діелектрична проникність вакууму (достатньо мала у порівнянні з параметром γ).

Результати цитованих робіт [2, 3], де досліджена система аналогічна тій, що розглядається, але з одновитковим індуктором, перепишемо у вигляді, зручному для проведення чисельних оцінок.

Остаточний вираз для азимутальної компоненти лінійної щільності індукованого струму як функції радіусу та фазового інтервалу часу у феромагнітному листі матиме вигляд

Для розуміння меж достовірності подальших обчислень наведемо основні положення фізико-математичної постановки задачі, хоча вони багато в чому ідентичні формулюванням для випадку збудження вихрових струмів в немагнітних металах. Розрахункова модель в циліндричній системі координат з напрямними ортами — $\vec{e}_r, \vec{e}_\phi, \vec{e}_z$ показана на рис. 1.

Прийняті припущення:

– листовая заготовка є достатньо тонкостінною, а її радіальна протяжність також достатньо велика, тобто $\frac{d}{R_{1,2}} \ll 1$, де d — питома електропровідність та товщина, $R_{1,2}$ — внутрішній та зовнішній радіуси індуктора.

– виток індуктора достатньо тонкий та «прозорий» для діючих полів ($\Delta \rightarrow 0$), такий що його метал ніяк не впливає на електромагнітні процеси.

– у індукторі тече струм $I(t)$, часові параметри якого такі, що в розрахунках цілком прийнятна відома умова квазістаціонарності електромагнітних процесів, що відбуваються, так що $\frac{\omega}{c} \cdot l \ll 1$ (де ω — циклічна частота процесу, c — швидкість світла у вакуумі, l — характерний найбільший геометричний розмір системи).

– система має аксіальну симетрію, так що $\frac{\partial}{\partial \phi} = 0$ (ϕ — полярний кут).

– магнітна проникність металу листової заготовки постійна і дорівнює μ_1 , $\mu_1 = \mu_0 \mu_r$, μ_0 та μ_r — магнітна проникність вакууму та відносна магнітна проникність металу, відповідно.

Система що розглядається, в межах прийнятих припущень, може бути описана такою системою, складеною з рівнянь Максвелла:

$$\begin{cases} \frac{\partial H_r(p, r, z)}{\partial z} - \frac{\partial H_z(p, r, z)}{\partial r} = j_\phi(p, r, z); & (1) \\ \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot E_\phi(p, r, z)) = -\mu_0 \cdot p \cdot H_z(p, r, z); & (2) \\ \frac{\partial E_\phi(p, r, z)}{\partial z} = \mu_0 \cdot p \cdot H_r(p, r, z), & (3) \end{cases}$$

де p — параметр перетворення Лапласа;

$$E_\phi(p, r, z) = L\{E_\phi(t, r, z)\}; H_{r, z}(p, r, z) = L\{H_{r, z}(t, r, z)\}; j_\phi(p, r, z) = L\{j_\phi(t, r, z)\}.$$

У загальному випадку щільність струму в правій частині рівняння (1) записується у вигляді:

$$j_\phi(p, r, z) = (p \cdot \epsilon_0 + \gamma) \cdot E_\phi(p, r, z) + j_{\phi i}(p, r, z), \quad (4)$$

де $j_{\phi i}(t, r, z)$ — щільність стороннього струму в індукторі, $j_{\phi i}(p, r, z) = j(p) \cdot f_1(r) \cdot f_2(z)$; $j(p)$ — амплітудно-часова залежність; $f_1(r)$ — функція розподілу струму в індукторі за радіусом r ; $f_2(z)$ — функція розподілу струму в індукторі за змінною z ; γ — величина електропровідності середовища; ϵ_0 — діелектрична проникність вакууму (достатньо мала у порівнянні з параметром γ).

Результати цитованих робіт [2, 3], де досліджена система аналогічна тій, що розглядається, але з одновитковим індуктором, перепишемо у вигляді, зручному для проведення чисельних оцінок.

Остаточний вираз для азимутальної компоненти лінійної щільності індукованого струму як функції радіусу та фазового інтервалу часу у феромагнітному листі матиме вигляд

$$J_{\varphi}(\varphi, r) = 4(\mu_r j_m) \int_0^{\infty} f(x) \cdot e^{-x \frac{h}{d} x^2} \cdot J_1\left(x \frac{r}{d}\right) \sum_{k=0}^{\infty} a(k) \cdot \frac{F_k(\beta_k)}{\Phi_k((\mu_r \cdot x), \beta_k)} \cdot \frac{dj(\varphi)}{d\varphi} e^{-\frac{\beta_k^2 + x^2}{\omega\tau} \varphi} \cdot dx, \quad (5)$$

де $j_m = \frac{I_m \cdot w}{(R_2 - R_1)}$, I_m — амплітуда струму в індукторі, w — число витків у обмотці;

$$f(x) = \frac{1}{x^2} \cdot \int_{x \frac{R_1}{d}}^{x \frac{R_2}{d}} y \cdot J_1(y) dy; \quad a(k) = \begin{cases} 0,5, & k=0; \\ 1,0, & k=1,2,\dots; \end{cases}$$

β_k — корені рівняння: $\operatorname{tg} \beta_k \left(\frac{\beta_k}{(\mu_r \cdot x)} - \frac{(\mu_r \cdot x)}{\beta_k} \right) = 2$; $F_k(\beta_k) = \left[(1 - \cos \beta_k) + \frac{\beta_k}{(\mu_r \cdot x)} \cdot \sin \beta_k \right]$;

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

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

Якщо збуджуючий струм в індукторі змінюється у часі за гармонічним законом, $j(t) = \sin(\varphi)$, тоді вираз (5) переписеться у вигляді:

$$J_{\varphi}(\varphi, r) = 4(\mu_r \cdot j_m) \int_0^{\infty} f(x) \cdot e^{-x \frac{h}{d} x^2} \cdot J_1\left(x \frac{r}{d}\right) \cdot \sum_{k=0}^{\infty} a(k) \cdot \frac{F_k(\beta_k)}{\Phi_k((\mu_r \cdot x), \beta_k)} \left(\cos \varphi^* e^{-\frac{\beta_k^2 + x^2}{\omega\tau} \varphi} \right) dx, \quad (6)$$

де згортка функцій відповідає гармонічній часовій залежності збуджуючого струму

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

Інтегруючи вираз (6) по $r \in [0; R]$, знаходимо величину струму, індукваного в металі листової заготовки в колі радіусом R .

$$I_{\varphi}(r \leq R, \varphi) = 4 \left(\mu_r d \frac{I_m w}{(R_2 - R_1)} \right) \int_0^{\infty} f(x) \cdot e^{-x \frac{h}{d} x^2} \cdot x \left(1 - J_0\left(x \frac{R}{d}\right) \right) \times \\ \times \sum_{k=0}^{\infty} a(k) \cdot \frac{F_k(\beta_k)}{\Phi_k((\mu_r x), \beta_k)} \left(\cos \varphi^* e^{-\frac{\beta_k^2 + x^2}{\omega\tau} \varphi} \right) dx. \quad (7)$$

Максимум коефіцієнта трансформації, як радіальної функції відношення струму наведеного та струму, що тече у індукторі, має місце у разі $R \rightarrow \infty$, що враховує розтікання вихрових струмів по всій площі листового металу.

$$K_{\max} = \frac{J_{\varphi \max}(R \rightarrow \infty)}{I_m} = \left(\mu_r \cdot \frac{4 \cdot d \cdot w}{(R_2 - R_1)} \right) \int_0^{\infty} f(x) x e^{-x \frac{h}{d} x^2} \times \\ \times \sum_{k=0}^{\infty} a(k) \cdot \frac{F_k(\beta_k)}{\Phi_k((\mu_r x), \beta_k)} \left(\cos \varphi^* e^{-\frac{\beta_k^2 + x^2}{\omega\tau} \varphi} \right) \cdot dx. \quad (8)$$

Температурні показники

Розрахунок температурних показників може бути виконаний, виходячи з відомих співвідношень для прирощення внутрішньої теплової енергії та виділеної енергії за протікання індукваних струмів.

$$dQ = \frac{1}{(\gamma \cdot d)} \cdot \left(J_{\varphi}(\varphi) \right)^2 \Big|_{\varphi=\omega \cdot t} dt. \quad (9)$$

Кількість теплоти, яка потрібна для вимірювання температури металеві пластина заданих розмірів на величини dT^0 , визначається з відомої формули термодинаміки [1]

$$dQ = M \cdot C \cdot dT^0, \quad (10)$$

де M — маса пластина, $M = \rho \cdot \pi \cdot R_2^2$; C — питома теплоємність металу пластина.

Інтегруючи вирази (9) і (10) та прирівнюючи отримані результати, знаходимо залежність для температури нагрівання кругової області листового металу що розглядається за час, який відповідає фазовому інтервалу $\Delta\varphi$:

$$\Delta T^0 = \frac{1}{(MC\gamma d\omega)} \cdot \int_0^{\Delta\varphi} (\overline{I_\varphi(\varphi)})^2 d\varphi. \quad (11)$$

В термінах «відносної температури нагріву» — $\Delta T_{rel}^0 = \frac{\Delta T^0}{(I_m \cdot w)^2}$ ця формула запишеться у вигляді

$$\Delta T_{rel}^0 = \frac{1}{(MC\gamma d\omega)} \cdot \int_0^{\Delta\varphi} (\overline{I_{\varphi-rel}(\varphi)})^2 d\varphi, \quad (10)$$

де $\overline{I_{\varphi-rel}(\varphi)} = \frac{\overline{I_\varphi(\varphi)}}{(I_m \cdot w)}$ — «відносна щільність усередненої величини струму що збуджується» (ма-

ється на увазі усереднене за радіальним та поперечним розмірами ділянки зразка, що нагрівається).

Варто зауважити, що формула (10) інтегральним чином враховує вплив особливостей скін-ефекту на температурні показники індукційного нагріву, тобто не тільки провідних, але й магнітних властивостей металу заготовки.

Для подальших оцінок співвідношення (10) необхідно доповнити виразом для величини струму, що збуджується, усередненої по товщині листа d та радіусу R_2 (область під індуктором), який можна отримати із залежності (7).

$$\begin{aligned} \overline{I_\varphi(r \leq R, \varphi)} = & 4 \left((I_m w) \cdot \frac{\mu_r d}{(R_2 - R_1)} \right) \int_0^\infty f(x) \cdot e^{-x \cdot \frac{h}{d}} \cdot x \left(1 - J_0 \left(x \cdot \frac{R_2}{d} \right) \right) \times \\ & \times \sum_{k=0}^\infty a(k) \frac{F_k(\beta_k)}{\Phi_k((\mu_r \cdot x), \beta_k)} \left(\cos \varphi^* e^{-\frac{\beta_k^2 + x^2}{\omega \tau} \cdot \varphi} \right) dx, \end{aligned} \quad (11)$$

де μ_r — відносна магнітна проникність листового металу; I_m — амплітуда струму в індукторі; w — число витків у обмотці;

$$f(x) = \frac{1}{x^2} \cdot \int_{x \cdot \frac{R_1}{d}}^{x \cdot \frac{R_2}{d}} y \cdot J_1(y) dy; \quad a(k) = \begin{cases} 0,5, & k=0; \\ 1,0, & k=1,2,\dots; \end{cases}$$

β_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 у провідний шар із питомою електропровідністю γ , відносною магнітною проникністю μ_r та товщиною d .

Реальна температура нагрівання кругової області листового феромагнетика із зовнішнім радіусом — R за часовий інтервал — Δt буде дорівнювати

$$\Delta T^0 = \Delta T_{rel}^0 \cdot (I_m w)^2. \quad (12)$$

Формули (10)—(12) є співвідношеннями, що дозволяють виконати всі необхідні чисельні оцінки характеристик процесів у досліджуваній системі «індуктор—листова заготовка» з урахуванням

всіх особливостей, зумовлених процесами проникнення поля уразі індукційного нагрівання тонкостінних ферромагнетиків.

Числова оцінка

Адекватність отриманих аналітичних залежностей перевіримо шляхом побудови двох основних графіків, що описують процес індукування вихрових струмів у листовому металі.

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, що відповідає розміру робочої зони $\varnothing 40$ мм), товщина листової заготовки $d = 0,001$ м, зазор між плоскістю індуктора та заготовки $h = 0,001$ м, питома електропровідність сталевих заготовки $\gamma_{St} \approx 0,4 \cdot 10^7$ 1/Ом·м. Відносна магнітна проникність набуває значення $\mu_r = 350$, що відповідає $H > 10^3 \dots 10^4$ А/м для багатьох сортів сталі [5, 6]. Як показують грубі оцінки за допомогою закону повного струму, даному діапазону значень напруженості відповідають, наприклад, струми ~ 5 А та вище у обмотці індуктора з проводу товщиною ~ 1 мм. Робоча частота гармонічного струму в індукторі ~ 25000 Гц.

Обчислення характеристик досліджуваних процесів проводились за допомогою стандартного програмного пакета «Mathematica 5.1».

Процес збудження індукваних струмів у листовій ферромагнітній сталі ілюструється графічними залежностями, показаними на рис. 2.

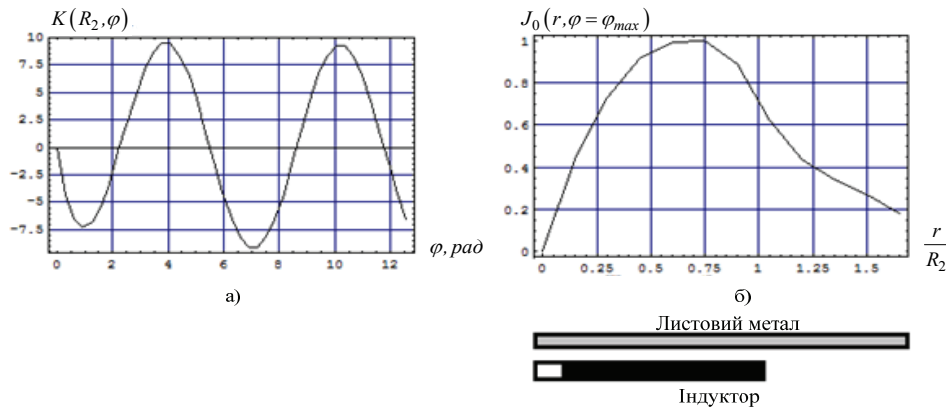


Рис. 2. Розподіл індукваних струмів ($\mu_r = 350$): а — фазова залежність коефіцієнта трансформації; б — радіальна залежність у відносних одиницях (нормування на максимум)

Висновки

Розглянуто аналіз процесу нагрівання металевої ферромагнітної пластини власними струмами, індукваними зовнішнім змінним електромагнітним полем робочого інструмента-індуктора.

Подана розрахункова модель, яка відповідає її принциповому технічному виконанню, була проаналізована шляхом розв'язання системи рівнянь Максвелла в рамках прийнятих припущень, спотворення розрахунків від якого є несуттєвим.

Отримані основні математичні залежності та приведені до вигляду придатному для виконання подальших інженерних розрахунків. Можливість варіації геометричних параметрів системи, а також електричних параметрів матеріалів свідчать про їхню універсальність для аналізу подібних систем, показники яких не суперечать прийнятим припущенням.

Правильність отриманих залежностей підтверджена графічною побудовою основних функцій системи, вигляд яких повністю відповідає класичному розумінню процесу індукційного нагрівання.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Патент України № 103494. Спосіб індукційного нагріву для ремонту металевих елементів автомобільних конструкцій / Ю. В. Батигін, А. В. Гнатов, С. О. Чаплигін. Опубл. 25.12.2015.
2. Батигін Ю. В. Магнитно-импульсное притяжение / отталкивание тонкостенных листовых ферромагнетиков / Ю. В. Батигін, А. В. Гнатов // Электричество. — 2012. — № 8. — С. 58—65.
3. Batygin Yuri V. Pulsed electromagnetic attraction of sheet metals — Fundamentals and perspective applications / Yuri V. Batygin, Sergey F. Golovashchenko, Andrey V. Gnatov // Journal of Materials Processing Technology. — Elsevier. — 2013. — № 213 (3). — P. 444—452.
4. Туровский Я. Техническая электродинамика / Туровский Я. — М.: Энергия, 1974. — 488 с.
5. Яворский Б. М. Справочник по физике / Б. М. Яворский, А. А. Детлаф. — М.: Наука, 1968. — 940 с.

6. Геллер Ю. А. Материаловедение / Ю. А. Геллер, А. Г. Рахтадт. — М.: Металлургия, 1989. — 456 с.

Рекомендована кафедрою технологія підвищення зносостійкості ВНТУ

Стаття надійшла до редакції 10.10.2017

Батигін Юрій Вікторович — д-р. техн. наук, професор, завідувач кафедри фізики, e-mail: yu.v.batygin@gmail.com ;

Сабокар Олег Сергійович — аспірант, асистент кафедри фізики, e-mail: o.s.sabokar@gmail.com ;

Стрельникова Вікторія Анатоліївна — аспірант кафедри фізики, e-mail: v.strelnikova91@gmail.com .

Харківський національний автомобільно-дорожній університет, Харків

Yu. V. Batyhin¹
O. S. Sabokar¹
V. A. Strelnikova¹

Induction Heating of Thin Ferromagnetic Plate by the Field of Plane Solenoid

¹Kharkiv National Automobile and Highway University

There have been solved the physical and mathematical problems associated with the process of penetrating a magnetic field into a flat screen which is a sheet metal zone followed by the analysis of the obtained results. This solution is a description of the contemporary and modern technology of metal processing by pulsed magnetic fields in order to achieve the strength or electro physical properties required. The analytical expressions obtained during the decision can be useful both for engineering, and for further research calculations. The results presented can be used to optimize the design of induction heating instruments during their technical execution.

Keywords: Maxwell's system equations, field penetration, magnetic permeability, electrical conductivity, integral transformations.

Batyhin Yuri V. — Dr. Sc. (Eng.), Professor, Head of the Chair of Physics, e-mail: yu.v.batygin@gmail.com ;

Sabokar Oleh S. — Assistant, Post-Graduate Student of the Chair of Physics, e-mail: o.s.sabokar@gmail.com ;

Strelnikova Viktoriia A. — Post-Graduate Student of the Chair of Physics, e-mail: v.strelnikova91@gmail.com

Ю. В. Батыгин¹
О. С. Сабокар¹
В. А. Стрельникова¹

Индукционный нагрев тонкой ферромагнитной пластины в поле плоского кольцевого соленоида

Харковский национальный автомобильно-дорожный университет

Решена физико-математическая задача, связанная с процессом проникновения магнитного поля в плоский экран, являющимся участком листового металла. Проанализированы полученные результаты. Такое решение является описанием актуальной и современной технологии обработки металлов импульсными магнитными полями с целью достижения необходимых прочностных или электрофизических свойств. Полученные аналитические выражения могут быть полезными как для инженерных, так и для исследовательских расчетов. Представленные результаты могут быть использованы также для оптимизации конструкций инструментов индукционного нагрева.

Ключевые слова: система уравнений Максвелла, проникновение поля, магнитная проницаемость, электропроводность, интегральные преобразования.

Батыгин Юрий Викторович — д-р. техн. наук, профессор, заведующий кафедрой физики, e-mail: yu.v.batygin@gmail.com ;

Сабокар Олег Сергеевич — аспирант, ассистент кафедры физики, e-mail: o.s.sabokar@gmail.com ;

Стрельникова Виктория Анатолієвна — аспірант кафедри фізики, e-mail: v.strelnikova91@gmail.com