

ПОЛЯ И ТОКИ В «ИНДУКТОРНОЙ СИСТЕМЕ С ПРИТЯГИВАЮЩИМ ЭКРАНОМ», ВОЗБУЖДАЕМОЙ ВНЕШНИМ КРУГОВЫМ СОЛЕНОИДОМ

Ю.В. Батыгин проф., д.т.н., Е.А. Чаплыгин доц., к.т.н.,
С.А. Шиндерук аспирант ХНАДУ

Аннотация. В статье приведены аналитические выражения для индуцированных токов и сил притяжения при достаточно низких частотах электромагнитных полей в «индукторной системе с притягивающим экраном», возбуждаемой внешним круговым соленоидом. Полученные выражения позволяют анализировать ход электродинамических процессов и действенность «индукторной системы с притягивающим экраном», как инструмента магнитно-импульсного притяжения.

Ключевые слова: магнитно-импульсная обработка, притягивание металлов, индукторная система, круговой соленоид, притягивающий экран.

ПОЛЯ ТА СТРУМИ В «ИНДУКТОРНІЙ СИСТЕМІ З ПРИТЯГУЮЧИМ ЕКРАНОМ», ЩО ЗБУДЖУЄТЬСЯ ЗОВНІШНІМ КРУГОВИМ СОЛЕНОЇДОМ

Ю.В. Батигін проф., д.т.н., Е.О. Чаплигін доц., к.т.н.,
С.О. Шиндерук аспірант ХНАДУ

Анотація. У статті наведено аналітичні вирази для індукованих струмів і сил притягання при досить низьких частотах електромагнітних полів в «індукторній системі з притягуючим екраном», що збуджується зовнішнім круговим соленоїдом. Отримані вирази дозволяють аналізувати хід електродинамічних процесів і дієвість «індукторної системи з притягуючим екраном», як інструменту магнітно-імпульсного притягання.

Ключові слова: магнітно-імпульсна обробка, притягання металів, індукторна система, круговий соленоїд, притягуючий екран.

FIELDS AND CURRENTS IN 'INDUCTOR SYSTEM WITH AN ATTRACTING SCREEN' EXCITED BY THE EXTERNAL CIRCULAR SOLENOID

Yu.V. Batygin, professor, dr. eng. sc., E.A. Ghaplygin, assistant professor, cand. eng. sc.,
S.A. Shinderuk, post graduate student, KhNAHU

Abstract. The analytical expressions for the induced currents and the attraction forces at low frequencies of an electromagnetic fields in the "inductor system with an attracting screen" excited by the external circular solenoid have been reduced. This allows to analyze the course of electrodynamic processes and effectiveness of the system as a tool of pulsed magnetic attraction.

Key words: Magnetic pulse treatment, pulling of metals, inductor system, the circular solenoid, attractive screen.

Введение

Магнитно-импульсная обработка металлов (МИОМ), как перспективная технология

производственных и ремонтных процессов, приобретает все большее значение в свете современных экологических и энергетических требований [1]. Разработками в данной

области науки и техники занимаются зарубежные и отечественные научные и производственные коллективы. Среди которых особый интерес вызывают решения связанные с магнитно-импульсным притяжением листовых металлов [2, 3]. Основным недостатком данных технологий является низкая эффективность рабочих инструментов-индукторов.

Анализ основных достижений и публикации

Коллективом авторов предлагается в качестве инструмента магнитно-импульсного притяжения использовать «индукторную систему с притягивающим экраном» (ИСПЭ) [4]. Эффективность системы следует оценить. Для чего необходимо провести аналитические и численные оценки.

Во избежание громоздкости изложения, ссылки на конкретные литературные источники опущены, так как решение поставленной задачи осуществляется аналогично в более ранних авторских работах, где можно найти подробное обоснование физических аспектов проводимого рассмотрения и описание использованного математического аппарата [5 – 8].

Цель и постановка задачи

Цель работы – вывод основных пространственно-временных зависимостей для индуцированных токов и сил электродинамического притяжения тонкостенных листовых металлов при низких частотах действующих магнитных полей в «индукторной системе с притягивающим экраном», возбуждаемой внешним круговым соленоидом.

Расчетная модель, общие интегралы уравнений Максвелла. Принятая модель исследуемой ИСПЭ – индукторной системы в цилиндрических координатах представлена на рис.1.

Основные допущения:

- Толщина возбуждающего кругового индуктора пренебрежимо мала, так что его металл не оказывает никакого влияния на протекающие электромагнитные процессы;
- Имеет место аксиальная симметрия ($\partial/\partial\varphi=0$, φ – азимутальный угол);
- Вспомогательный экран и заготовка – оди-

наковые листовые металлы с довольно большими поперечными размерами, достаточно малой толщиной – d , электропроводностью – γ , абсолютной магнитной проницаемостью – μ_0 (μ_0 – магнитная проницаемость вакуума), расстояние между ними – $2h$, расстояние между экраном и круговым индуктором – h ;

- Амплитудно-временные параметры тока в витках индуктора таковы, что справедливо известно квазистационарное приближение

по Ландау: $\frac{\omega}{c} \cdot l \ll 1$, где ω – циклическая частота, c – скорость света в вакууме, l – характерный размер системы;

- Исследуемая «индукторная система с притягивающим экраном» работает в низкочастотном режиме, когда $\omega \cdot \tau \ll 1$, где $\tau = \mu_0 \gamma d^2$ – характерное время проникновения действующих полей в листовые металлы.

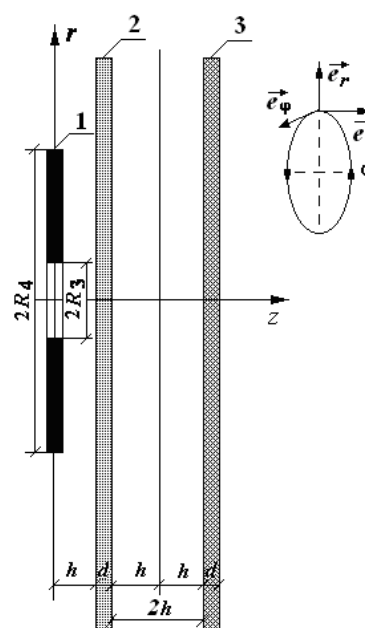


Рис.1. Расчётная модель в цилиндрической системе координат ($\vec{e}_r, \vec{e}_\varphi, \vec{e}_z$ – направляющие орты), 1 – круговой индуктор (R_3, R_4 – внутренний и внешний радиусы); 2 – вспомогательный экран (d – толщина); 3 – заготовка (d – толщина); h – расстояние от индуктора до экрана, $2h$ – расстояние между экраном и листовой заготовкой

Уравнения Максвелла для возбуждаемых составляющих вектора электромагнитного поля ($E_\varphi \neq 0, H_r, z \neq 0$), преобразованных по Лапласу с учётом нулевых начальных усло-

вий, имеют вид:

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

где p – параметр интегрального преобразования Лапласа;

$$E_\varphi(p, r, z) = L\{E_\varphi(t, r, z)\};$$

$$H_{r, z}(p, r, z) = L\{H_{r, z}(t, r, z)\};$$

$$j_\varphi(p, r, z) = L\{j_\varphi(t, r, z)\}.$$

В общем случае плотность тока в правой части уравнения (1) записывается в виде:

$$j_\varphi(p, r, z) = (p\varepsilon_0 + \gamma)E_\varphi(p, r, z) + j_{\varphi 1, 2}^{(i)}(p, r, z), \quad (4)$$

где $j_{\varphi 1, 2}^{(i)}(p, r, z)$ – плотности сторонних токов в витках индуктора;

$$j_{\varphi 1}^{(i)}(p, r, z) = j_1(p) \cdot f(r) \cdot \delta(z);$$

$$j_{\varphi 2}^{(i)}(p, r, z) = j_2(p) \cdot f(r) \cdot \delta(z - (2h + d));$$

$f(r)$ и $j(p)$ – функция радиального распределения и L-изображение плотности тока в круговом индукторе;

$\delta(z)$ – дельта-функция Дирака;

ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума.

При решении поставленной задачи в принятой модели следует выделить области с однородными электрофизическими характеристиками:

а) свободное полупространство с внешней стороны вспомогательного экрана, $z \in (-\infty; h]$;

б) область металла вспомогательного экрана, $z \in [h; (h + d)]$;

в) пространство между экраном и заготовкой, $z \in [(h + d); (3h + d)]$;

г) область металла заготовки, $z \in [(3h + d); (3h + 2d)]$;

д) свободное полупространство с внешней стороны заготовки, $z \in [(3h + 2d); \infty)$.

Из дифференциальных уравнений (1-3) с учётом выражения (4) в рамках принятых допущений (пренебрегая токами смещения) получим уравнения для азимутальной ком-

поненты напряжённости электрического поля $E_\varphi(p, r, z)$ в выделенных областях.

В свободном полупространстве с внешней стороны вспомогательного экрана, $z \in (-\infty; h]$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 E_\varphi^{(1)}(p, r, z)}{\partial z^2} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot E_\varphi^{(1)}(p, r, z)) \right) = \\ = \mu_0 \cdot p \cdot j_{\varphi 1}^{(i)}(p, r, z). \end{aligned} \quad (5)$$

В металле вспомогательного экрана, $z \in [h; (h + d)]$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 E_\varphi^{(2)}(p, r, z)}{\partial z^2} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r E_\varphi^{(2)}(p, r, z)) \right) - \\ - (p \cdot \gamma \cdot \mu) \cdot E_\varphi^{(2)}(p, r, z) = 0. \end{aligned} \quad (6)$$

В пространстве между металлическими листами, $z \in [(h + d); (3h + d)]$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 E_\varphi^{(3)}(p, r, z)}{\partial z^2} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r E_\varphi^{(3)}(p, r, z)) \right) = \\ = \mu_0 \cdot p \cdot j_{\varphi 1}^{(i)}(p, r, z). \end{aligned} \quad (7)$$

В металле листовой заготовки, $z \in [(3h + d); (3h + 2d)]$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 E_\varphi^{(4)}(p, r, z)}{\partial z^2} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r E_\varphi^{(4)}(p, r, z)) \right) - \\ - (p \cdot \gamma \cdot \mu) \cdot E_\varphi^{(4)}(p, r, z) = 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Вне системы, $z \in [(3h + 2d); \infty)$:

$$\frac{\partial^2 E_\varphi^{(5)}(p, r, z)}{\partial z^2} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r E_\varphi^{(5)}(p, r, z)) \right) = 0. \quad (9)$$

Условию ограниченности радиального распределения $E_\varphi(p, r, z)$ из уравнений (5-9) при $r = 0$ и $r = \infty$ удовлетворяет интегральное преобразование Фурье-Бесселя:

$$E_\varphi(p, r, z) = \int_0^\infty E_\varphi(p, \lambda, z) \cdot J_1(\lambda \cdot r) \cdot \lambda \cdot d\lambda, \quad (10)$$

где $J_1(\lambda \cdot r)$ – функция Бесселя первого порядка; λ – параметр интегрального преобразования.

В соответствии с (10) уравнения (5-9) приводятся к обыкновенным линейным дифференциальным уравнениям второго порядка относительно образа $-E_{\varphi}(p, \lambda, z)$.

В полупространстве с внешней стороны вспомогательного экрана, $z \in (-\infty; h]$:

$$\frac{d^2 E_{\varphi}^{(1)}(p, \lambda, z)}{dz^2} - \lambda^2 E_{\varphi}^{(1)}(p, \lambda, z) = K(p, \lambda) \delta(z), \quad (11)$$

где $K(p, \lambda) = \mu_0 \cdot p \cdot j(p) \cdot f(\lambda)$;

$$f(\lambda) = \int_0^{\infty} f(r) \cdot J_1(\lambda \cdot r) \cdot r \cdot dr;$$

$f(r)$ – радиальное распределение плотности возбуждающего тока в индукторе.

В металле вспомогательного экрана, $z \in [h; (h + d)]$:

$$\frac{d^2 E_{\varphi}^{(2)}(p, \lambda, z)}{dz^2} - q^2(p, \lambda) \cdot E_{\varphi}^{(2)}(p, \lambda, z) = 0, \quad (12)$$

где $q(p, \lambda) = \sqrt{\lambda^2 + p \mu_0 \gamma}$ – величина, имеющая смысл продольного волнового числа в металле с удельной электропроводностью γ и магнитной проницаемостью μ_0 .

В пространстве между экраном и заготовкой, $z \in [(h + d); (3h + d)]$:

$$\frac{d^2 E_{\varphi}^{(3)}(p, \lambda, z)}{dz^2} - \lambda^2 \cdot E_{\varphi}^{(3)}(p, \lambda, z) = 0, \quad (13)$$

В металле листовой заготовки, $z \in [(3h + d); (3h + 2d)]$,

$$\frac{d^2 E_{\varphi}^{(4)}(p, \lambda, z)}{dz^2} - q^2(p, \lambda) \cdot E_{\varphi}^{(4)}(p, \lambda, z) = 0, \quad (14)$$

Вне системы, $z \in [(3h + 2d); \infty)$:

$$\frac{d^2 E_{\varphi}^{(5)}(p, \lambda, z)}{dz^2} - \lambda^2 \cdot E_{\varphi}^{(5)}(p, \lambda, z) = 0. \quad (15)$$

Общие интегралы уравнений (9), (11) – (15) для выделенных областей представляются хорошо известными линейными комбинациями фундаментальных решений.

В полупространстве с внешней стороны

вспомогательного экрана, $z \in (-\infty; h]$, условию ограниченности при $z \rightarrow -\infty$ удовлетворяет функция:

$$E_{\varphi}^{(1)}(p, \lambda, z) = A(p, \lambda) \cdot e^{\lambda(z-h)} + \frac{K(p, \lambda)}{\lambda} \cdot \eta(z) \cdot sh(\lambda z), \quad (16)$$

где $A(p, \lambda)$ – произвольная постоянная интегрирования; $\eta(z)$ – ступенчатая функция Хевисайда.

В металле вспомогательного экрана, $z \in [h; (h + d)]$:

$$E_{\varphi}^{(2)}(p, \lambda, z) = B_1(p, \lambda) \cdot e^{q(p, \lambda)(z-h)} + B_2(p, \lambda) \cdot e^{-q(p, \lambda)(z-h)}, \quad (17)$$

где $B_{1,2}(p, \lambda)$ – произвольные постоянные интегрирования.

В пространстве между экраном и заготовкой, $z \in [(h + d); (3h + d)]$:

$$E_{\varphi}^{(3)}(p, \lambda, z) = C_1(p, \lambda) e^{\lambda(z-(h+d))} + C_2(p, \lambda) e^{-\lambda(z-(h+d))}, \quad (18)$$

где $C_{1,2}(p, \lambda)$ – произвольные постоянные интегрирования.

В металле заготовки, $z \in [(3h + d); (3h + 2d)]$:

$$E_{\varphi}^{(4)}(p, \lambda, z) = D_1(p, \lambda) \cdot e^{q(p, \lambda)(z-(3h+d))} + D_2(p, \lambda) \cdot e^{-q(p, \lambda)(z-(3h+d))}, \quad (19)$$

где $D_{1,2}(p, \lambda)$ – произвольные постоянные интегрирования.

В пространстве вне системы, $z \in [(3h + 2d); \infty)$, условию ограниченности при $z \rightarrow \infty$ удовлетворяет функция:

$$E_{\varphi}^{(5)}(p, \lambda, z) = G(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda(z-(3h+2d))}, \quad (20)$$

где $G(p, \lambda)$ произвольная постоянная интегрирования.

С помощью уравнения (3) и выражений (16 – 20) находим тангенциальную компоненту напряжённости магнитного поля.

В полупространстве с внешней стороны вспомогательного экрана, $z \in (-\infty; h]$,

$$H_r^{(1)}(p, \lambda, z) = \frac{\lambda}{p\mu_0} \times \left(A(p, \lambda) \cdot e^{\lambda(z-h)} + \frac{K(p, \lambda)}{\lambda} \eta(z) \operatorname{ch}(\lambda z) \right). \quad (21)$$

В металле вспомогательного экрана, $z \in [h; (h+d)]$:

$$H_r^{(2)}(p, \lambda, z) = \frac{q(p, \lambda)}{p \cdot \mu} \times \left(B_1(p, \lambda) e^{q(p, \lambda)(z-h)} - B_2(p, \lambda) e^{-q(p, \lambda)(z-h)} \right). \quad (22)$$

В пространстве между экраном и заготовкой, $z \in [(h+d); (3h+d)]$:

$$H_r^{(3)}(p, \lambda, z) = \frac{\lambda}{p\mu_0} \times \left(C_1(p, \lambda) e^{\lambda(z-(h+d))} - C_2(p, \lambda) e^{-\lambda(z-(h+d))} \right). \quad (23)$$

В металле заготовки, $z \in [(3h+d); (3h+2d)]$:

$$H_r^{(4)}(p, \lambda, z) = \frac{q(p, \lambda)}{p \cdot \mu} \times \left(\begin{array}{l} D_1(p, \lambda) e^{q(p, \lambda)(z-(3h+d))} - \\ - D_2(p, \lambda) e^{-q(p, \lambda)(z-(3h+d))} \end{array} \right). \quad (24)$$

В пространстве вне системы, $z \in [(3h+2d); \infty)$:

$$H_r^{(5)}(p, \lambda, z) = -\frac{\lambda}{p\mu_0} G(p, \lambda) e^{-\lambda(z-(3h+2d))}. \quad (25)$$

Из условия непрерывности касательных компонент вектора напряжённости электромагнитного поля на границах выделенных областей можно получить системы линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) для определения неизвестных произвольных постоянных интегрирования в выражениях для интегральных образов E_φ и H_r . Следует отметить их априори очевидную громоздкость и сложность получения решений такой СЛАУ.

Индукцированные токи для низких частот действующих полей.

Вид алгебраической системы существенно упрощается в случае низкочастотного режи-

ма действующих полей, формально очерченного соответствующим допущением в постановке настоящей задачи.

Низкочастотный режим есть некоторая идеализация, предполагающая интенсивные процессы проникновения сквозь металлические элементы в системе. Ввиду особой значимости, напомним, что условием его реализации является выполнение неравенства:

$$\omega \cdot \tau \ll 1, \quad (26)$$

где ω – круговая частота возбуждающего сигнала;

$\tau = \mu_0 \gamma d^2$ характерное время диффузии поля в магнитный проводящий слой с удельной электропроводностью – γ и магнитной проницаемостью – μ_0 .

Следует подчеркнуть практическую полезность данной идеализации. Она позволяет получить простые соотношения для характеристик электродинамических процессов и установить ориентиры, к которым следует стремиться при создании реальных индукторных систем для магнитно-импульсного притяжения металлов.

Выполнение неравенства (26) допускает упрощение зависимости для продольного волнового числа в металле – $q(p, \lambda)$.

Итак,

$$|p\mu_0 \gamma| \ll \lambda^2 \Rightarrow q(p, \lambda) = \sqrt{\lambda^2 + p\mu_0 \gamma} \approx \lambda^2. \quad (27)$$

С учётом (27) СЛАУ для определения неизвестных постоянных интегрирования в общих интегралах для компонент вектора возбуждаемого электромагнитного поля существенно упрощается и принимает вид:

$$z = h, \quad \begin{cases} A(p, \lambda) + \frac{K(p, \lambda)}{\lambda} \operatorname{sh}(\lambda h) = B_1(p, \lambda) + B_2(p, \lambda); \\ A(p, \lambda) + \frac{K(p, \lambda)}{\lambda} \operatorname{ch}(\lambda h) = B_1(p, \lambda) - B_2(p, \lambda). \end{cases} \quad (28)$$

$$z = (h+d), \quad \begin{cases} B_1(p, \lambda) e^{\lambda \cdot d} + B_2(p, \lambda) e^{-\lambda \cdot d} = C_1(p, \lambda) + C_2(p, \lambda); \\ B_1(p, \lambda) e^{\lambda \cdot d} - B_2(p, \lambda) e^{-\lambda \cdot d} = C_1(p, \lambda) - C_2(p, \lambda). \end{cases} \quad (29)$$

$$z = (3h+d),$$

$$\begin{cases} C_1(p, \lambda)e^{\lambda 2h} + C_2(p, \lambda)e^{-\lambda 2h} = D_1(p, \lambda) + D_2(p, \lambda); \\ C_1(p, \lambda)e^{\lambda 2h} - C_2(p, \lambda)e^{-\lambda 2h} = D_1(p, \lambda) - D_2(p, \lambda). \end{cases} \quad (30)$$

$$z = (3h + 2d),$$

$$\begin{cases} D_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda \cdot d} + D_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda \cdot d} = G(p, \lambda); \\ D_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda \cdot d} - D_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda \cdot d} = -G(p, \lambda). \end{cases} \quad (31)$$

В дальнейшем нас будут интересовать поля и токи в металле экрана и листовой заготовки. Поэтому ограничимся отысканием лишь неизвестных $B_{1,2}(p, \lambda)$ и $D_{1,2}(p, \lambda)$.

Итак,

$$\begin{cases} B_1(p, \lambda) = D_1(p, \lambda) = 0; \\ B_2(p, \lambda) = -\frac{K_1(p, \lambda)}{2\lambda} \cdot e^{-\lambda h}. \end{cases} \quad (32)$$

$$D_2(p, \lambda) = -\frac{1}{2\lambda} \cdot K(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda(3h+d)}.$$

Зависимость (32) подставим в выражение (17). Получим формулу для образа напряжённости электрического поля в металле вспомогательного экрана. Найденный результат помножим на удельную электропроводность его металла γ и проинтегрируем по пространственной переменной $\zeta = (z - h)$; $\zeta \in [0; d]$, связанной непосредственно с толщиной экрана.

Выполнив необходимые обратные интегральные преобразования и раскрыв величину $K(p, \lambda)$, придём к аналитическому выражению для линейной плотности тока, возбуждаемого в металле экрана витками индуктора.

$$\begin{aligned} J_{\varphi}^{(3)}(t, r) = & -\frac{\tau}{(2d^2)} \cdot \frac{dj(t)}{dt} \times \\ & \times \int_0^{\infty} f(\lambda) \cdot \frac{e^{-\lambda h}(1 - e^{-\lambda d})}{\lambda} \cdot J_1(\lambda r) d\lambda, \end{aligned} \quad (33)$$

где $j(t) = j_m \cdot j(t)$ – плотность возбуждающего тока в индукторе;

j_m – амплитудное значение $j(t)$ – временная зависимость;

$$f(\lambda) = \int_{R_3}^{R_4} r \cdot J_1(\lambda r) dr - \text{Фурье-Бесселев образ}$$

функции равномерного радиального распределения возбуждающего тока.

Аналогичным образом, после подстановки (31) в (19) и выполнения необходимых математических преобразований с теми же обозначениями, что в (33) находим линейную плотность тока в металле листовой заготовки.

$$\begin{aligned} J_{\varphi}^{(3)}(t, r) = & -\frac{\tau}{(2d^2)} \cdot \frac{dj(t)}{dt} \times \\ & \times \int_0^{\infty} f(\lambda) \cdot e^{-\lambda(3h+d)} \cdot \frac{(1 - e^{-\lambda d})}{\lambda} J_1(\lambda r) d\lambda. \end{aligned} \quad (34)$$

Достоверность аналитических результатов (33) и (34) легко проверяется предельными переходами к известным ранее полученным и проверенным зависимостям.

Так, зависимость (33) с точностью до обозначений совпадает с аналогом решения задачи о низкочастотном поле кругового витка, размещённым на расстоянии $-h$ над тонкостенным проводящим слоем [1, 4]. Формула (34) для линейной плотности индуцированного тока при размещении витка над листовым металлом на расстоянии $-(3h + d)$ также согласуется с соответствующим аналогом, полученным авторами [1, 4].

Согласно закону Ампера о силовом взаимодействии индуцированных токов, можно записать формулу для вычисления распределённой силы притяжения, которая при жёстко фиксированном экране будет притягивать листовую заготовку к рабочей поверхности витка внутреннего индуктора.

$$F_{atr}(t, r) = \mu_0 \cdot J_{\varphi}^{(3)}(t, r) \cdot J_{\varphi}^{(3)}(t, r) \cdot \frac{r}{(2h)}, \quad (35)$$

где $J_{\varphi}^{(3)}(t, r)$, $J_{\varphi}^{(3)}(t, r)$ – определены зависимостями (33) и (34), соответственно.

Отметим, что в принятой постановке решаемой задачи (низкие частоты действующих полей) на обрабатываемый объект будет действовать только сила электродинамического притяжения (закон Ампера). Интегральная во времени действенность сил отталкивания и радиального растяжения-сжатия, обусловленных взаимодействием возбуждающих и индуцированных токов (силы Лоренца), будет крайне малой и ими в рамках принятой идеализации можно пренебречь [2, 4–8].

Выводы

Получены аналитические выражения для индуцированных токов и сил притяжения при достаточно низких частотах электромагнитных полей в «индукторной системе с притягивающим экраном», возбуждаемой внешним круговым соленоидом.

Достоверность найденных зависимостей установлена предельными переходами к известным и проверенным результатам решения аналогичных задач.

Полученные выражения позволяют анализировать ход электродинамических процессов и эффективность действенности предложенного инструмента магнитно-импульсного притяжения.

Литература

1. Туренко А. Н. Импульсные магнитные поля для прогрессивных технологий. Том 3. Теория и эксперимент притяжения тонкостенных металлов импульсными магнитными полями / Туренко А. Н., Батыгин Ю. В., Гнатов А. В. ; монография. – Харьков : ХНАДУ, 2009. – 240 с.
2. Welcome to BETAG Innovation // Материалы сайта – 2013. – Режим доступа: www.beulentechnik.com.
3. Лаборатория электромагнитных технологий // Материалы сайта – 2014. – Режим доступа : [http : // electromagnetic.comoj.com](http://electromagnetic.comoj.com).
4. 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). – pp. 444–452.
5. Батыгин Ю.В. Магнитно-импульсное притяжение и отталкивание тонкостенных листовых ферромагнетиков / Ю.В. Батыгин, А.В. Гнатов // Электричество. – М., 2012. – № 8. – С. 58–65.
6. Batygin Yuri V. Pulsed electromagnetic attraction of nonmagnetic sheet metals / Yuriy V. Batygin, Sergey F. Golovashchenko, Andrey V. Gnatov, // Journal of Materials Processing Technology. – Elsevier. – 2014. – № 214 (2). – pp. 390–401.
7. Батыгин Ю.В. Магнитно-импульсное притяжение немагнитных металлов / Ю.В. Батыгин, С.Ф. Головащенко, Е.А. Чаплыгин // Электричество. – М., 2014. – №2. – С.40-52.
8. Batygin Yu. Experimental test of the tool for the external EMF removing dents on a car body / Yu. Batygin // International Journal of Energy and Power Engineering. – 2014. – №3(4). – pp. 204 – 208.
9. Пат. 77579 Україна, МПК В 21 D 26/14. Спосіб магнітно – імпульсного притягання металевих заготовок одновитковим круговим індуктором, розташованим над допоміжним екраном / Батигін Ю. В., Гнатов А. В., Чаплигін Є. О., Трунова І. С., Гопко А. В., Сабокар О.С.; заявник та патентовласник Харківський нац. автом.-дорожн. ун-т. – № u201207542 ; заявл. 20.06.2012; опубл.25.02.2013, Бюл. № 4.

Рецензент: А.В. Гнатов, профессор, д.т.н., ХНАДУ.

Статья поступила в редакцию 14 мая 2015 г.