

РАСЧЕТ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ УСИЛИЙ В ИНДУКЦИОННОЙ ИНДУКТОРНОЙ СИСТЕМЕ С НЕФЕРРОМАГНИТНЫМ МАССИВНЫМ ЭКРАНОМ И ФЕРРОМАГНИТНОЙ ЛИСТОВОЙ ЗАГОТОВКОЙ

Стаття присвячена індукційній індукторній системі з неферромагнітним масивним провідниковим екраном та ферромагнітній тонкостінній листовій заготовці в низькочастотному режимі діючих полів. Отримані аналітичні залежності для розрахунку електричної та магнітної складових напруженості електромагнітного поля, а також залежності для розрахунку індуктованих струмів і виникаючих електродинамічних сил в розглянутій системі.

Стаття посвящена індукційній індукторній системі з неферромагнітним масивним провідящим екраном і ферромагнітній тонкостенній листовій заготовкою в низькочастотному режимі діючих полів. Получены аналитические зависимости для составляющих напряженности электромагнитного поля, а также зависимости для расчета индуцированных токов и развиваемых электродинамических усилий в рассматриваемой системе.

ВВЕДЕНИЕ

Постановка проблемы. Рассматривается цилиндрическая индукционная индукторная система, предназначенная для притяжения определённых участков листового металла с целью устранения вмятин. Т.к. подобные системы планируется использовать для различных металлов, то возникает необходимость провести подобные исследования при варьируемой относительной магнитной проницаемости металла заготовки.

Анализ основных достижений и публикаций.

В середине прошлого века вопросы, связанные с магнитно-импульсной обработкой металлов, рассматривались достаточно подробно, но в основном они касались мощных источников и накопителей энергии. Остался еще целый спектр нерешённых вопросов [1]. Задача, аналогичная рассматриваемой, приведена в [2], где описана индукционная индукторная система с массивным неферромагнитным проводящим экраном и тонкостенной листовой заготовкой в низкочастотном режиме действующих полей.

Электродинамические процессы в цилиндрической индукционной индукторной системе для магнитно-импульсного притяжения листовых заготовок проводились авторами работ [2-3]. Но в перечисленных работах не проводилось исследований по влиянию возможных магнитных свойств металла заготовки и по влиянию массивного экрана на электродинамические процессы системы.

Цель работы – получение основных зависимостей для расчёта электродинамических усилий, возбуждаемых в индукционной индукторной системе с одновитковым цилиндрическим соленоидом, массивным неферромагнитным проводящим экраном и тонкостенной ферромагнитной листовой заготовкой в низкочастотном режиме действующих магнитных полей.

РАСЧЕТ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ УСИЛИЙ

Основное назначение массивного проводящего экрана состоит в создании условий для реализации закона Ампера (трансформация отталкивания в притяжение!). Это достигается возбуждением индуцированного тока в металле экрана, направление которого совпадает с направлением тока в металле листовой заготовки. Их силовое взаимодействие есть взаимное притяжение друг к другу проводников с токами.

Расчётная модель, принятая для анализа электромагнитных процессов, показана на рис. 1 (\vec{e}_r , \vec{e}_φ , \vec{e}_z – направляющие орты цилиндрической системы координат).

При решении поставленной задачи примем следующие допущения.

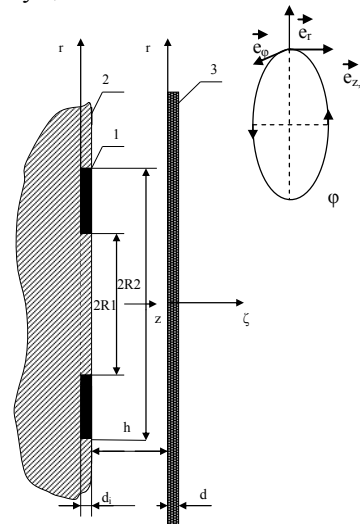


Рис. 1. Расчётная модель индукционной индукторной системы

- Цилиндрический виток индуктора – 1 с внутренним радиусом R_1 , внешним R_2 и высотой d_i (при этом $d_i \ll R_{1,2}$) изолирован и располагается в пазу на граничной поверхности экрана 2 со стороны тонкостенной листовой заготовки толщиной d . При этом немагнитный металл витка не оказывает никакого влияния на протекающие электромагнитные процессы.

- Массивный экран 2 выполнен из неферромагнитного металла с абсолютной магнитной проницаемостью $\mu_1 = \mu_0$ (μ_0 – магнитная постоянная вакуума), а заготовка 3 – из стали с абсолютной магнитной проницаемостью $\mu_2 = \mu_0 \cdot \mu_{r2}$ (μ_{r2} – относительная магнитная проницаемость).

- Амплитудно-временные параметры тока индуктора $I(t)$ таковы, что справедливо квазистационарное приближение по Ландау [1, 4].

- Имеет место аксиальная симметрия, так что $\frac{\partial}{\partial \varphi} = 0$ (φ – азимутальный угол).

• Рассматривается низкочастотный режим действующих полей, когда для металлов заготовки и экрана $\omega \cdot \tau_{1,2} \ll 1$, где $\tau_1 = \mu_0 \cdot \gamma \cdot d^2$ и $\tau_2 = \mu \cdot \gamma \cdot d^2$ (данное допущение автоматически предполагает также и "прозрачность" металла экрана).

Уравнения Максвелла для возбуждаемых составляющих вектора электромагнитного поля ($E_\varphi \neq 0$, $H_{r,z} \neq 0$), преобразованные по Лапласу с учётом нулевых начальных условий, имеют вид (1)-(3):

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial H_r(p, r, z)}{\partial z} - \frac{\partial H_z(p, r, z)}{\partial r} &= j_\varphi(p, r, z); & (1) \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot E_\varphi(p, r, z)) &= -\mu \cdot p \cdot H_z(p, r, z); & (2) \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial E_\varphi(p, r, z)}{\partial z} &= \mu \cdot p \cdot H_r(p, r, z), & (3) \end{aligned} \right.$$

где p – параметр 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:

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

где $j_{\varphi i}(p, r, z)$ – плотность стороннего тока в индукторе,

$$j_{\varphi i}(p, r, z) = j(p) \cdot f(r) \cdot \eta(z + d_i), \quad j(p) = \frac{I(p)}{(R_2 - R_1) \cdot d_i}; \quad f(r) -$$

функция радиального распределения тока в витке индуктора; ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума.

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

а) проводящее полупространство массивного экрана с индуктором $z \in (-\infty, 0]$;

б) пространство между экраном и листовой заготовкой $z \in [0, h]$;

в) область листовой заготовки $\zeta \in [0, d]$;

г) свободное полупространство с внешней стороны металлических листов $z \in [d, \infty)$.

Для каждой из этих областей с помощью дифференциальной системы (1)-(3) и выражения (4) в рамках принятых допущений следует записать уравнения для азимутальных компонент напряжённости.

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

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

где $J_1(\lambda \cdot r)$ – функция Бесселя первого порядка, λ – параметр преобразования, который, физически, может интерпретироваться как постоянная радиального распределения или радиальное волновое число.

Уравнения для компонент поля в выделенных областях с помощью интегрального преобразования переводятся в пространство Фурье-Бесселя, где им будут соответствовать обыкновенные линейные дифференциальные уравнения второго порядка.

Согласно допущению в постановке задачи о "прозрачности" металла экрана и заготовки (низкочастотный режим [1]) для действующих полей следует положить, что $|p \cdot \gamma \cdot \mu_{1,2}| \rightarrow 0$. При этом продольное волновое число в металлах будет равно постоянной радиального распределения.

Опуская промежуточные математические выкладки, запишем общие интегралы этих уравнений, удовлетворяющие условию ограниченности по переменной z .

а) в проводящем полупространстве вне индуктора с экраном $z \in (-\infty, 0]$:

$$E_\varphi^{(1)}(p, \lambda, z) = C(p, \lambda) \cdot e^{\lambda \cdot z} + \frac{K(p, \lambda)}{\lambda^2} \eta(z + d_i) \times$$

$$\times (\text{ch}(\lambda(z + d_i)) - 1),$$

$$H_r^{(1)}(p, \lambda, z) = \frac{\lambda}{p \cdot \mu_0} [C(p, \lambda) \cdot e^{\lambda \cdot z} +$$

$$+ \frac{K(p, \lambda)}{\lambda^2} \eta(z + d_i) \cdot \text{sh}(\lambda(z + d_i))], \quad (6)$$

где $C(p, \lambda)$ – произвольная постоянная интегрирования,

$$K(p, \lambda) = \mu_0 \cdot p \cdot j(p) \cdot f(\lambda); \quad f(\lambda) = \int_0^\infty f(r) \cdot J_1(\lambda \cdot r) \cdot r \cdot dr;$$

б) в пространстве между экраном и листовой заготовкой $z \in [0, h]$:

$$E_\varphi^{(2)}(p, \lambda, z) = D_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda \cdot z} + D_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda \cdot z}; \quad (7)$$

$$H_r^{(2)}(p, \lambda, z) = \frac{\lambda}{p \cdot \mu_0} [D_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda \cdot z} - D_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda \cdot z}], \quad (8)$$

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

в) в области металла листовой заготовки $\zeta \in [0, d]$:

$$E_\varphi^{(3)}(p, \lambda, z) = A_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda \cdot z} + A_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda \cdot z}; \quad (9)$$

$$H_r^{(3)}(p, \lambda, z) = \frac{\lambda}{p \cdot \mu_2} (A_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda \cdot z} - A_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda \cdot z}), \quad (10)$$

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

г) в свободном полупространстве с внешней стороны листовой заготовки, $\zeta \in [d, \infty)$, условию ограниченности при $z \rightarrow \infty$ удовлетворяют функции:

$$E_\varphi^{(4)}(p, \lambda, z) = B(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda \cdot z}; \quad (11)$$

$$H_r^{(4)}(p, \lambda, z) = -\frac{\lambda}{p \cdot \mu_0} \cdot B(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda \cdot z}, \quad (12)$$

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

Из условия непрерывности касательных компонент напряжённости электромагнитного поля можно получить систему линейных алгебраических уравнений для определения неизвестных произвольных постоянных интегрирования в выражениях для $E_\varphi(p, \lambda, z)$ и $H_r(p, \lambda, z)$.

1) $z = 0$:

$$\begin{cases} C(p, \lambda) = D_1(p, \lambda) + D_2(p, \lambda); \\ C(p, \lambda) + \frac{K(p, \lambda)}{\lambda} = D_1(p, \lambda) - D_2(p, \lambda), \end{cases} \quad (13)$$

2) $z = h$:

$$\begin{cases} D_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda \cdot h} + D_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda \cdot h} = \\ = A_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda \cdot h} + A_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda \cdot h}; \\ D_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda \cdot h} - D_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda \cdot h} = \\ = \frac{A_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda \cdot h} - A_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda \cdot h}}{\mu_r}, \end{cases} \quad (14)$$

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

$$\begin{cases} A_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda(h+d)} + A_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda(h+d)} = \\ = B(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda(h+d)}; \\ \frac{A_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda(h+d)} - A_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda(h+d)}}{\mu_r} = \\ = -B(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda(h+d)}. \end{cases} \quad (15)$$

Введём дополнительное упрощение. Будем считать, что толщина витка индуктора достаточно мала, так что $d_i \rightarrow 0$. Из феноменологических соображений очевидно, что данное допущение не должно нарушить общности проводимого анализа.

В этом случае, как следует из систем линейных алгебраических уравнений (13)-(15)

$$\begin{cases} A_1 = \frac{p \cdot I(p) \cdot f(\lambda) \cdot \mu_0 \cdot \mu_r \cdot (1 - \mu_r) \cdot e^{-2\lambda(h+d)}}{\lambda \cdot (R_2 - R_1) \cdot ((\mu_r + 1)^2 - e^{-2\lambda d} (\mu_r - 1)^2)}; \\ A_2 = -\frac{p \cdot I(p) \cdot f(\lambda) \cdot \mu_0 \cdot \mu_r \cdot (1 + \mu_r)}{\lambda \cdot (R_2 - R_1) \cdot ((\mu_r + 1)^2 - e^{-2\lambda d} (\mu_r - 1)^2)}; \\ C = -\frac{p \cdot I(p) \cdot f(\lambda) \cdot \mu_0}{2 \cdot \lambda \cdot (R_2 - R_1)} \left(1 + \frac{(\mu_r - 1)^2 \cdot (1 - e^{-2\lambda d}) \cdot e^{-2\lambda h}}{(\mu_r + 1)^2 - e^{-2\lambda d} (\mu_r - 1)^2} \right). \end{cases} \quad (16)$$

Достоверность выражений для найденных коэффициентов C , $A_{1,2}$ устанавливаются предельным переходом к известным результатам для $\mu_r \rightarrow 1$. Результаты такого перехода полностью согласуются с аналогичными зависимостями в работе [1].

Подставляя $C(p, \lambda)$ в (5), умножая полученный результат на удельную электропроводность γ и выполняя обратные преобразования Фурье-Бесселя и Лапласа, находим плотность тока возбуждающегося в экране:

$$j_{\Phi}^{(1)}(\varphi, r, z) = \frac{j_m \cdot (\omega \cdot \tau)}{2} \frac{\partial j(\varphi)}{\partial \varphi} \int_0^{\infty} \frac{f(\lambda)}{\lambda} \cdot M(\lambda, \mu_r) \cdot e^{\lambda z} J_1(\lambda r) d\lambda, \quad (17)$$

где

$$M(\lambda, \mu_r) = \left(1 + \frac{(\mu_r - 1)^2 \cdot (1 - e^{-2\lambda d}) \cdot e^{-2\lambda h}}{(\mu_r + 1)^2 - e^{-2\lambda d} (\mu_r - 1)^2} \right),$$

где $j_m = \frac{I_m}{(R_2 - R_1)}$ – плотность тока в витке индукто-

ра; $j(\varphi)$ – зависимость тока индуктора от фазы – $\varphi = \omega \cdot t$, ω – круговая частота; $\tau = \mu_0 \cdot \gamma \cdot d^2$ – характерное время диффузии поля в проводящий слой с удельной электропроводностью γ и толщиной d .

Интегрируя выражение (17) по переменной $z \in (-\infty, 0)$, находим линейную плотность тока, индуцированного в металле массивного экрана. После введения новых обозначений, удобных для проведения практических вычислений, получаем окончательно

$$J_{\Phi}^{(1)}(\varphi, r) = \frac{j_m \cdot (\omega \cdot \tau_1)}{2} \frac{\partial j(\varphi)}{\partial \varphi} \int_0^{\infty} \frac{F(x)}{x^3} \cdot M(x, \mu_r) \cdot J_1\left(x \frac{r}{d}\right) dx, \quad (18)$$

где $x = \lambda \cdot d$ – новая безразмерная переменная интегрирования,

$$F(x) = \int_{x \frac{R_1}{d}}^{x \frac{R_2}{d}} y \cdot J_1(y) \cdot dy, \quad y = \lambda \cdot r,$$

$$M(x, \mu_r) = \left(1 + \frac{(\mu_r - 1)^2 \cdot (1 - e^{-2x}) \cdot e^{-2x \frac{h}{d}}}{(\mu_r + 1)^2 - e^{-2x} (\mu_r - 1)^2} \right).$$

Аналогичным образом найдём ток, индуцированный в металле листовой заготовки.

$A_{1,2}(p, \lambda)$ подставим в выражение (9) и помножим результат на удельную электропроводность γ . После обратных интегральных преобразований получаем, что в заготовке возбуждается вихревой ток с объёмной плотностью:

$$j_{\Phi}^{(3)}(t, r, \zeta) = -j_m \mu_2 \frac{\partial j(t)}{\partial t} \int_0^{\infty} f(\lambda) \cdot N(\lambda, \mu_r, \zeta) \cdot e^{-\lambda h} J_1(\lambda r) d\lambda, \quad (19)$$

где $N(\lambda, \mu_r, \zeta) = \frac{(\mu_r \cdot \text{sh}\lambda(d - \zeta) + \text{ch}\lambda(d - \zeta))}{(\mu_r^2 \cdot \text{sh}\lambda d + 2\mu_r \cdot \text{ch}\lambda d + \text{sh}\lambda d)}$; $\zeta \in [0, d]$ –

переменная, связанная с толщиной собственно листовой заготовки.

Интегрируя выражение (19) по $\zeta \in [0, d]$, находим линейную плотность тока, индуцированного в заготовке:

$$J_{\Phi}^{(3)}(\varphi, r) = -j_m \omega \tau_2 \frac{\partial j(\varphi)}{\partial \varphi} \int_0^{\infty} \frac{F(x)}{x^3} e^{-x \frac{h}{d}} \cdot N_1(x, \mu_r) \cdot J_1\left(x \frac{r}{d}\right) dx. \quad (20)$$

где $N_1(x, \mu_r) = \left(\frac{\mu_r(1 - \text{ch}(x)) - \text{sh}(x)}{\mu_r^2 \cdot \text{sh}x + 2\mu_r \cdot \text{ch}x + \text{sh}x} \right)$.

Аналогичным образом запишем расчетные соотношения для напряжённости магнитного поля в экране и заготовке:

$$H_r^{(1)}(\varphi, r, z) = \frac{j(\varphi)}{2} \int_0^{\infty} \frac{F(x)}{x} \cdot M(x, \mu_r) \cdot e^{x \frac{z}{d}} J_1\left(x \frac{r}{d}\right) dx, \quad (21)$$

$$H_z^{(1)}(\varphi, r, z) = j(\varphi) \cdot \int_0^{\infty} \frac{F(x)}{x} M(x, \mu_r) \cdot e^{x \frac{z}{d}} J_0\left(x \frac{r}{d}\right) dx, \quad (22)$$

$$H_r^{(3)}(\varphi, r, \zeta) = -j_m j(\varphi) \int_0^{\infty} \frac{F(x)}{x} e^{-x \frac{h}{d}} K(x, \mu_r, \zeta) J_1\left(x \frac{r}{d}\right) dx, \quad (23)$$

где $K(x, \mu_r, \zeta) = \frac{\left(\mu_r \cdot \text{ch}\left(x \frac{(d - \zeta)}{d}\right) + \text{sh}\left(x \frac{(d - \zeta)}{d}\right) \right)}{(\mu_r^2 + 1) \text{sh}x + 2\mu_r \cdot \text{ch}x}$,

$$H_z^{(3)}(\varphi, r, \zeta) = -j_m j(\varphi) \int_0^{\infty} F(x) e^{-x \frac{h}{d}} N_2(x, \mu_r, \zeta) J_0\left(x \frac{r}{d}\right) dx, \quad (24)$$

где $N_2(x, \mu_r, \zeta) = \frac{\left(\mu_r \cdot \text{sh}\left(x \frac{(d - \zeta)}{d}\right) + \text{ch}\left(x \frac{(d - \zeta)}{d}\right) \right)}{(\mu_r^2 \cdot \text{sh}x + 2\mu_r \cdot \text{ch}x + \text{sh}x)}$.

Проанализируем полученные результаты.

После выполнения простейших и очевидных предельных переходов при $\mu_r \rightarrow 1$ сравним между собой формулы для объемных плотностей токов, индуцированных в металле массивного экрана (17) и металле листовой заготовки (19). Очевидно, что их пространственно-временные распределения идентичны с точностью до выражения в скобках (зависимость от магнитной проницаемости) и множителя $e^{-\lambda h}$, количественно характеризующего удаление заготовки от источника поля – индуктора на расстояние h . При $h \rightarrow 0$ (зазор отсутствует) выражения (17) и (19) переходят в выражение из [2].

Формулы для линейных плотностей тока в экране (18) и листовой заготовке (20) будут также идентичны с точностью до множителя $(1 - e^{-\lambda d})$ в предельном переходе, определяющего зависимость тока от толщины заготовки – d . При $d \rightarrow \infty$ (заготовка достаточно массивна) выражения (18) и (20) переходят в известное из [1].

С физической точки зрения установленная идентичность пространственно-временных зависимостей индуцированных токов означает идентичность протекания электромагнитных процессов в экране и заготовке.

В целом, выводы проведенного анализа свидетельствуют в пользу достоверности полученных аналитических выражений для характеристик процессов в исследуемой системе.

Перейдем к определению силовых показателей, но уже при $\mu_r = \text{var}$.

В соответствии с законом Ампера о проводниках с токами, которые, в нашем случае, описываются выражениями (18) и (20) записываем формулу для рас- пределённой силы притяжения, действующей на листовую заготовку при жёстко фиксированном экране:

$$P_{\text{притяж}} = \frac{\mu_0 \cdot r}{2h} \cdot J_{\phi}^{(1)} J_{\phi}^{(3)}. \quad (25)$$

Выражение (25) после подстановки соотношений (17) и (19) для плотностей индуцированных токов есть окончательное выражение для силы электродинамического притяжения согласно закону Ампера.

Сила притяжения, обусловленная магнитными свойствами обрабатываемой листовой заготовки, имеет вид [3]:

$$P_{\text{маг}} = -\frac{\mu_0}{2} \cdot (\mu - 1) \cdot \left[\mu \cdot (H_{1r}^2 - H_{2r}^2) + (H_{1z}^2 - H_{2z}^2) \right]. \quad (26)$$

Подстановка в формулу (26) выражений для компонент напряжённости магнитного поля (23) и (24) даёт расчётное соотношение для силы магнитного притяжения.

Интегральная во времени величина силы оттачивания, действующая между токами в витке и заготовке, будет стремиться к нулю, вследствие существенной осцилляции относительно нуля в низкочастотном режиме действующих полей [4].

ВЫВОДЫ

1. Получены аналитические зависимости для расчёта основных характеристик электромагнитных процессов в индукционной индукторной системе с массивным экраном и ферромагнитной тонкостенной листовой заготовкой в низкочастотном режиме действующих полей.

2. С помощью предельных переходов к известным результатам обоснована достоверность полученных решений, проведен качественный анализ протекающих процессов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Туренко А.Н. Батыгин Ю.В., Гнатов А.В. Импульсные магнитные поля для прогрессивных технологий. Т.3. Теория и эксперимент притяжения тонкостенных металлов импульсными магнитными полями: Монография – Х: ХНАДУ, 2009. – 240 с.
2. Батыгин Ю.В., Гнатов А.В. Расчёт электродинамических усилий в индукционной индукторной системе с неферромагнитными массивным экраном и заготовкой // Электротехника і електромеханіка. – 2009. – № 4. – С. 56-59.
3. Батыгин Ю.В., Бондаренко А.Ю., Чаплыгин Е.А. Электродинамические процессы в цилиндрической индукционной индукторной системе для магнитно-импульсного притяжения листовых заготовок // Авіаційно-космічна техніка і технологія. – 2007. – № 11 (47). – С. 109-117.
4. Батыгин Ю.В., Лавинский В.И. Магнитно-импульсная обработка тонкостенных металлов. Харьков: Изд. "МОСТ-Торнадо", 2002 – 284с.

Поступила 18.10.2010

*Батыгин Юрий Викторович, д.т.н., проф.,
Драченко Светлана Александровна,
Гаврилова Татьяна Владимировна, к.т.н., доц.*
Харьковский национальный автомобильно-дорожный университет, кафедра физики
61002, Харьков, ул. Петровского, 25
тел. (057) 700-368-53, e-mail: batygin48@mail.ru

Гнатов Андрей Викторович, к.т.н., с.н.с.
Харьковский национальный автомобильно-дорожный университет, кафедра "Автомобильная электроника"
61002, Харьков, ул. Петровского, 25
тел. (057) 700-38-52, e-mail: kalifus@yandex.ru

Yu.V. Batygin, A.V. Gnatov, S.A. Drachenko, T.V. Gavrilova
Calculation of electrodynamic forces in an induction inductor system with a nonferromagnetic massive screen and a ferromagnetic sheet workpiece.

The article is devoted to an induction inductor system with a nonferromagnetic massive screen and a ferromagnetic thin-walled sheet workpiece in a low-frequency mode of operating fields. Analytical dependences for electromagnetic fields components in the set area, as well as dependences for induced currents calculation and generated electrodynamic forces in the considered system are obtained.

Key words – induction inductor system, massive screen, low-frequency mode, analytical dependences