

РАСЧЕТ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПРОЦЕССОВ В ИНДУКЦИОННОЙ ИНДУКТОРНОЙ СИСТЕМЕ С МАССИВНЫМ ЭКРАНОМ КОНЕЧНОЙ ТОЛЩИНЫ

Стаття присвячена розрахункам основних характеристик індукційної індукторної системи з одновитковим соленоїдом, масивним екраном кінцевої товщини і неферомагнітною листовою заготовкою. У наближенні достатньої тонкості оброблюваного об'єкту одержані аналітичні залежності для розрахунку напруженості електричної і магнітної складової електромагнітних полів в даній індукторній системі

Статья посвящена расчётам основных характеристик индукционной индукторной системы с одновитковым соленоидом, массивным экраном конечной толщины и неферромагнитной листовой заготовкой. В приближении достаточной тонкостенности обрабатываемого объекта получены аналитические зависимости для расчёта напряжённостей электрической и магнитной составляющей электромагнитных полей в рассматриваемой индукторной системе.

ВВЕДЕНИЕ

Постановка проблемы. Исследования индукционной системы как с внешним вспомогательным экраном, так и с экраном в плоскости внутреннего отверстия витка индуктора, показали довольно низкую эффективность данной конструкции инструмента [1 – 4].

Априорные физические соображения приводят к выводу о целесообразности использования достаточно массивного проводящего вспомогательного экрана. Максимум адекватности расчётов и реальных в практическом исполнении индукционных индукторных систем имеет место, если массивный экран обладает конечной толщиной. Его массивность в сравнении с обрабатываемой листовой заготовкой способствует росту механической прочности системы в целом. Кроме того, дополнительным положительным качеством такой конструкции системы является увеличение эффективности тепло отвода из её рабочей зоны.

Анализ основных достижений и публикаций.

Известны различные технические решения по осуществлению операции внешней рихтовки самолётных корпусов. Наиболее практичными из них являются предложения инженеров концерна "Boeing" и фирм "Electroimpact", "Fluxtronic" [2, 5], основанных на использовании энергии импульсных магнитных полей.

В ряде работ бывших советских учёных обсуждался вопрос о возможности достижения эффекта притяжения с помощью одного индуктора, в обмотке которого протекают два токовых импульса с разной частотой. С физической точки зрения принцип действия всех этих предложений одинаков. Он основан на суперпозиции низкочастотного и высокочастотного магнитных полей, возбуждаемых в индукторной системе. Идентичным также является технический уровень сложности по практическому воплощению в жизнь этих идей [1].

Предложения учёных США требуют наличия двух источников мощности, достаточно сложных схем управления, систем высоковольтной электроники и т.д. Предложения бывших советских учёных также весьма сложны для практики, так как требуют создания особых систем коммутации сильных токов в их максимуме. Все эти факторы обуславливают высокую стоимость, низкую надёжность вышеперечисленных устройств по магнитно-импульсному притяже-

нию листовых металлов и существенно снижают их практическую значимость.

Первые конструкции индукционных инструментов притяжения содержали тонкостенный экран и листовую заготовку [2, 4, 6]. Но, как следует из априорных физических соображений, повышение эффективности систем такого рода возможно при использовании массивного проводящего вспомогательного экрана. Расчёту основных характеристик в приближении экрана бесконечной толщины посвящена работа [1].

Цель настоящей работы – получение аналитических зависимостей для расчета электромагнитных процессов в индукционной индукторной системе с одновитковым соленоидом, массивным экраном конечной толщины и тонкостенной листовой заготовкой.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОЛЯ

Практическая работоспособность предлагаемой индукторной системы, так же как и в предыдущих конструкциях, определяется собственно её геометрией, электрофизическими, геометрическими характеристиками экрана и заготовки, а также амплитудно-временными параметрами токового импульса в их взаимосвязи.

Расчётная модель в цилиндрической системе координат, принятая для анализа электромагнитных процессов, показана на рис. 1.

Решение проводится аналогично предыдущим рассматриваемым [1, 3 – 5].

При решении задачи примем следующие допущения.

- Массивный экран конечной толщины d_1 выполнен из металла с электропроводностью γ_1 , тонкостенная листовая заготовка толщиной d_2 из металла с электропроводностью γ_2 , расстояние между ними – h , поперечные размеры достаточно велики. Металлы не обладают магнитными свойствами.
- Цилиндрический виток индуктора – 3 с внутренним радиусом – R_1 , внешним – R_2 , толщиной – g изолирован и располагается в пазах внутренней поверхности экрана со стороны листовой заготовки. Собственно металл витка не оказывает никакого влияния на протекающие электромагнитные процессы.

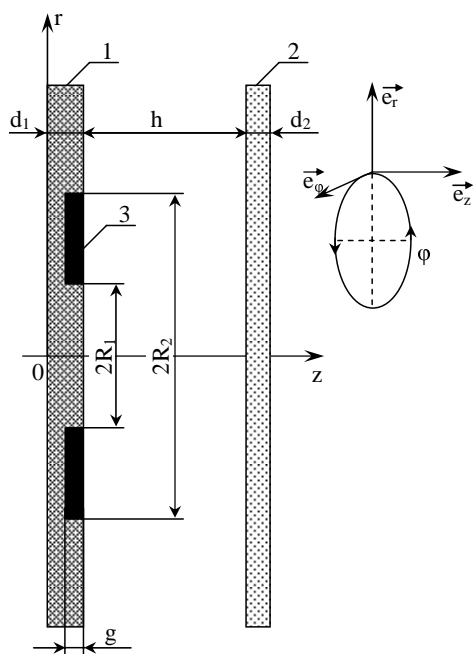


Рис. 1. Расчётная модель системы, 1 – вспомогательный экран, 2 – обрабатываемая листовая заготовка, 3 – одновитковый соленоид-индуктор $\vec{e}_r, \vec{e}_\varphi, \vec{e}_z$ – направляющие орты цилиндрической системы координат

• Амплитудно-временные параметры тока индуктора $I(t)$ таковы, что справедливо квазистационарное приближение по Ландау: $\frac{\omega}{c} \cdot l \ll 1$, ω – круговая частота, c – скорость света в вакууме, l – характерный размер системы.

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

Начнём с уравнений Максвелла для возбуждаемых составляющих вектора электромагнитного поля ($E_\varphi \neq 0, H_{r,z} \neq 0$), преобразованных по Лапласу с учётом нулевых начальных условий [1]:

$$\left[\frac{\partial H_r(p, r, z)}{\partial z} - \frac{\partial H_z(p, r, z)}{\partial r} \right] = j_\varphi(p, r, z); \quad (1)$$

$$\left[\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot E_\varphi(p, r, z)) \right] = -\mu_0 \cdot p \cdot H_z(p, r, z); \quad (2)$$

$$\left[\frac{\partial E_\varphi(p, r, z)}{\partial z} \right] = \mu_0 \cdot p \cdot H_r(p, r, z); \quad (3)$$

где p – параметр преобразования Лапласа;

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

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

$$j_\varphi(p, r, z) = L\{j_\varphi(t, r, z)\}; \mu_0 – \text{магнитная проницаемость вакуума.}$$

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

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

где $j_{\varphi i}(p, r, z)$ – плотность стороннего тока в индукторе, $j_{\varphi i}(p, r, z) = j(p) \cdot f(r) \cdot \eta(z - (d_1 - g))$,

$$j(p) = \frac{I(p)}{(R_2 - R_1) \cdot g}; \quad f(r) – \text{функция радиального}$$

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:

- свободное полупространство с внешней стороны вспомогательного экрана, $z \in (-\infty, 0]$;
- металл вспомогательного экрана, $z \in [0, d_1]$;
- пространство между экраном и листовой заготовкой, $z \in [d_1, (d_1 + h)]$;
- металл листовой заготовки, $z \in [(d_1 + h), ((d_1 + h) + d_2)]$;
- свободное полупространство с внешней стороны листовой заготовки, $z \in [((d_1 + h) + d_2), \infty]$.

Из дифференциальных уравнений (1 – 3) с учётом выражения (4) в рамках принятых допущений получим уравнения для азимутальной компоненты напряжённости электрического поля $E_\varphi(p, r, z)$ в выделенных областях.

В полупространстве с внешней стороны экрана, $z \in (-\infty, 0]$, получаем, что

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

В металле вспомогательного экрана, $z \in [0, d_1]$:

$$\frac{\partial^2 E_\varphi^{(2)}(p, r, z)}{\partial z^2} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot E_\varphi^{(2)}(p, r, z)) \right) - (p\gamma_1 \mu_0) E_\varphi^{(2)}(p, r, z) = p\mu_0 j_{\varphi i}(p, r, z). \quad (6)$$

В пространстве, где $z \in [d_1, (d_1 + h)]$:

$$\frac{\partial^2 E_\varphi^{(3)}(p, r, z)}{\partial z^2} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot E_\varphi^{(3)}(p, r, z)) \right) = 0. \quad (7)$$

В пространстве, где $z \in [(d_1 + h), ((d_1 + h) + d_2)]$:

$$\frac{\partial^2 E_\varphi^{(4)}(p, r, z)}{\partial z^2} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot E_\varphi^{(4)}(p, r, z)) \right) - (p\gamma_2 \mu_0) E_\varphi^{(4)}(p, r, z) = 0. \quad (8)$$

В пространстве, где $z \in [((d_1 + h) + d_2), \infty]$:

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

Условию ограниченности радиального распределения $E_\varphi(p, r, z)$ из уравнений (5 – 9) при $r = 0$ и $r = \infty$ удовлетворяет интегральное преобразование Фурье-Бесселя [6]:

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

где $J_1(\lambda \cdot r)$ – функция Бесселя первого порядка.

В соответствии с (10) уравнения (5 – 9) приводятся к обыкновенным линейным дифференциальным уравнениям второго порядка с постоянными коэффициентами:

- в полупространстве вне экрана, $z \in (-\infty, 0]$,

$$\frac{d^2 E_{\Phi}^{(1)}(p, \lambda, z)}{dz^2} - \lambda^2 \cdot E_{\Phi}^{(1)}(p, \lambda, z) = 0. \quad (11)$$

б) в пространстве, где, $z \in [0, d_1]$:

$$\frac{d^2 E_{\Phi}^{(2)}(p, \lambda, z)}{dz^2} - q_1^2(p, \lambda) \cdot E_{\Phi}^{(2)}(p, \lambda, z) = K(p, \lambda) \cdot \eta(z - (d_1 - g)), \quad (12)$$

где $q_1(p, \lambda) = \sqrt{\lambda^2 + p \cdot \mu_0 \cdot \gamma_1}$ – волновое число в металле с удельной электропроводностью γ_1 ,

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

в) в пространстве, где, $z \in [d_1, (d_1 + h)]$,

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

г) в пространстве, где, $z \in [(d_1 + h), ((d_1 + h) + d_2)]$,

$$\frac{d^2 E_{\Phi}^{(4)}(p, \lambda, z)}{dz^2} - q_2^2(p, \lambda) \cdot E_{\Phi}^{(4)}(p, \lambda, z) = 0, \quad (14)$$

где $q_2(p, \lambda) = \sqrt{\lambda^2 + p \cdot \mu_0 \cdot \gamma_2}$ – волновое число в металле с удельной электропроводностью γ_2 ,

д) в свободном полупространстве с внешней стороны металлического листа, $z \in [((d_1 + h) + d_2), \infty]$,

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

Общие интегралы уравнений (11 – 15) в выделенных областях дают выражения для напряжённости электрического поля. Уравнение Максвелла (3) позволяет получить соответствующие формулы для тангенциальной компоненты напряжённости магнитного поля в выделенных областях принятой расчётной модели.

Итак,

а) в полупространстве вне экрана, $z \in (-\infty, 0]$, уравнениям (11) и (3), а также условию ограниченности $z \rightarrow -\infty$, удовлетворяют функции:

$$E_{\Phi}^{(1)}(p, \lambda, z) = B(p, \lambda) \cdot e^{\lambda z}, \quad (16)$$

$$H_r^{(1)}(p, \lambda, z) = \frac{\lambda}{p \cdot \mu_0} B(p, \lambda) \cdot e^{\lambda \cdot z}, \quad (17)$$

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

б) в пространстве, где, $z \in [0, d_1]$,

$$E_{\Phi}^{(2)}(p, \lambda, z) = C_1(p, \lambda) \cdot e^{q_1(p, \lambda) \cdot z} + C_2(p, \lambda) \cdot e^{-q_1(p, \lambda) \cdot z} + \frac{K(p, \lambda)}{q_1^2(p, \lambda)} \eta(z - (d_1 - g)) \cdot \text{ch}(q_1(p, \lambda)(z - (d_1 - g))) - 1, \quad (18)$$

$$H_r^{(2)}(p, \lambda, z) = \frac{q_1(p, \lambda)}{p \cdot \mu_0} [C_1(p, \lambda) \cdot e^{q_1(p, \lambda) \cdot z} - C_2(p, \lambda) \times e^{-q_1(p, \lambda) \cdot z} + \frac{K(p, \lambda)}{q_1^2(p, \lambda)} \eta(z - (d_1 - g)) \times \text{sh}(q_1(p, \lambda)(z - (d_1 - g)))] \quad (19)$$

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

в) в пространстве между экраном и листовой заготовкой, $z \in [d_1, (d_1 + h)]$,

$$E_{\Phi}^{(3)}(p, \lambda, z) = D_1(p, \lambda) e^{\lambda \cdot (z - d_1)} + D_2(p, \lambda) e^{-\lambda \cdot (z - d_1)}, \quad (20)$$

$$H_r^{(3)}(p, \lambda, z) = \frac{\lambda}{p \mu_0} [D_1(p, \lambda) e^{\lambda(z - d_1)} - D_2(p, \lambda) e^{-\lambda(z - d_1)}], \quad (21)$$

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

г) в области металла листовой заготовки, $z \in [(d_1 + h), ((d_1 + h) + d_2)]$,

$$E_{\Phi}^{(4)}(p, \lambda, z) = A_1(p, \lambda) \cdot e^{q_2(p, \lambda)(z - (d_1 + h))} + A_2(p, \lambda) \cdot e^{-q_2(p, \lambda)(z - (d_1 + h))}, \quad (22)$$

$$H_r^{(4)}(p, \lambda, z) = \frac{q_2(p, \lambda)}{p \mu_0} [A_1(p, \lambda) \cdot e^{q_2(p, \lambda)(z - (d_1 + h))} - A_2(p, \lambda) \cdot e^{-q_2(p, \lambda)(z - (d_1 + h))}], \quad (23)$$

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

д) в свободном полупространстве с внешней стороны металлического листа, $z \in [((d_1 + h) + d_2), \infty]$, условию ограниченности при $z \rightarrow \infty$ удовлетворяют функции:

$$E_{\Phi}^{(5)}(p, \lambda, z) = G_1(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda \cdot (z - ((d_1 + h) + d_2))}, \quad (24)$$

$$H_r^{(5)}(p, \lambda, z) = -\frac{\lambda}{p \mu_0} \cdot G(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda \cdot (z - ((d_1 + h) + d_2))}, \quad (25)$$

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

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

1) $z = 0$

$$\begin{cases} C_1(p, \lambda) + C_2(p, \lambda) = B(p, \lambda); \\ C_1(p, \lambda) - C_2(p, \lambda) = \frac{\lambda}{q_1(p, \lambda)} B(p, \lambda). \end{cases} \quad (26)$$

2) $z = d_1$,

$$\begin{cases} C_1(p, \lambda) \cdot e^{q_1(p, \lambda) \cdot d_1} + C_2(p, \lambda) \cdot e^{-q_1(p, \lambda) \cdot d_1} + \frac{K(p, \lambda)}{q_1^2(p, \lambda)} \cdot [\text{ch}(q_1(p, \lambda) \cdot g) - 1] = D_1(p, \lambda) + D_2(p, \lambda); \\ C_1(p, \lambda) \cdot e^{q_1(p, \lambda) \cdot d_1} - C_2(p, \lambda) \cdot e^{-q_1(p, \lambda) \cdot d_1} + \frac{K(p, \lambda)}{q_1^2(p, \lambda)} \text{sh}(q_1(p, \lambda) \cdot g) = \frac{\lambda}{q_1(p, \lambda)} (D_1(p, \lambda) - D_2(p, \lambda)). \end{cases} \quad (27)$$

3) $z = d_1 + h$,

$$\begin{cases} D_1(p, \lambda) e^{\lambda h} + D_2(p, \lambda) e^{-\lambda h} = A_1(p, \lambda) + A_2(p, \lambda); \\ D_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda h} - D_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda h} = \frac{q_2(p, \lambda)}{\lambda} \times (A_1(p, \lambda) - A_2(p, \lambda)). \end{cases} \quad (28)$$

4) $z = (d_1 + h + d_2)$,

$$\begin{cases} A_1(p, \lambda) e^{q_2(p, \lambda) d_2} + A_2(p, \lambda) e^{-q_2(p, \lambda) d_2} = G(p, \lambda); \\ A_1(p, \lambda) \cdot e^{q_2(p, \lambda) d_2} - A_2(p, \lambda) \cdot e^{-q_2(p, \lambda) d_2} = \\ = -\frac{\lambda}{q_2(p, \lambda)} G(p, \lambda). \end{cases} \quad (29)$$

В конечном итоге представляют интерес поля, возбуждаемые в металлах вспомогательного экрана и листовой заготовки. Для их определения следует найти неизвестные произвольные постоянные интегрирования $C_{1,2}(p, \lambda)$ и $A_{1,2}(p, \lambda)$.

Согласно постановке задачи экран обладает конечной толщиной, что соответствует реальности. Но листовую заготовку, не нарушая адекватности принятой физико-математической модели в целом, можно считать достаточно тонкостенной и для неё рабочие частоты действующих полей довольно низкими [1], так, что $\omega \cdot \tau_2 \ll 1$ $\tau_2 = \mu_0 \cdot \gamma_2 \cdot d_2^2$, а $|p \mu_0 \gamma_2| \rightarrow 0$ и $q_2(p, \lambda) \approx \lambda$

Решая системы (26 – 29) определяем, что

$$A_1(p, \lambda) \approx 0, \quad D_1(p, \lambda) \approx 0; \quad (30)$$

$$A_2(p, \lambda) \approx D_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda h}; \quad (31)$$

$$C_1(p, \lambda) = -\left(1 + \frac{q_1(p, \lambda)}{\lambda}\right) \cdot \frac{K(p, \lambda)}{q_1^2(p, \lambda)} \cdot \frac{F_1(p, \lambda, g)}{F_2(p, \lambda, d_1)}; \quad (32)$$

$$D_2(p, \lambda) = -\frac{2K(p, \lambda)}{q_1^2(p, \lambda)} \left[\frac{F_1(p, \lambda, g)}{F_2(p, \lambda, d_1)} \cdot F_2(p, \lambda, d_1) - \operatorname{sh}^2\left(\frac{q_1(p, \lambda) \cdot g}{2}\right) \right], \quad (33)$$

где

$$F_1(p, \lambda, g) = \operatorname{sh}\left(\frac{q_1(p, \lambda) \cdot g}{2}\right) \cdot \left[\operatorname{sh}\left(\frac{q_1(p, \lambda) \cdot g}{2}\right) + \frac{q_1(p, \lambda)}{\lambda} \operatorname{ch}\left(\frac{q_1(p, \lambda) \cdot g}{2}\right) \right],$$

$$F_2(p, \lambda, d_1) = \left[\left(1 + \left(\frac{q_1(p, \lambda)}{\lambda}\right)^2\right) \operatorname{sh}(q_1(p, \lambda) d_1) + 2 \frac{q_1(p, \lambda)}{\lambda} \operatorname{ch}(q_1(p, \lambda) d_1) \right],$$

$$F_3(p, \lambda, d_1) = \left[\operatorname{sh}(q_1(p, \lambda) d_1) + \frac{q_1(p, \lambda)}{\lambda} \operatorname{ch}(q_1(p, \lambda) d_1) \right].$$

Подставляя в соотношение (31) значение $D_2(p, \lambda)$, определяем $A_2(p, \lambda)$.

$$A_2(p, \lambda) = -\frac{2K(p, \lambda)}{q_1^2(p, \lambda)} \left[\frac{F_1(p, \lambda, g)}{F_2(p, \lambda, d_1)} \cdot F_2(p, \lambda, d_1) - \operatorname{sh}^2\left(\frac{q_1(p, \lambda) \cdot g}{2}\right) \right] \cdot e^{-\lambda h}. \quad (34)$$

ВЫВОДЫ

1. Рассмотрено возбуждение индукционной индукторной системы с одновитковым цилиндрическим соленоидом, массивным вспомогательным экраном конечной толщины и немагнитной тонкостенной листовой заготовкой.

2. Получена система линейных алгебраических уравнений, из которых могут быть найдены неизвестные произвольные постоянные интегрирования в выражениях для компонент вектора напряжённости, соответствующие произвольному временно́му режиму действующих полей и, соответственно, произвольной геометрии экрана и обрабатываемого объекта.

3. В приближении достаточной тонкостенности заготовки, что практически соответствует интенсивному проникновению действующих полей, получены аналитические зависимости для расчёта основных характеристик электродинамических процессов в предложенном инструменте магнитно-импульсного притяжения листовых металлов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Батыгин Ю.В., Гнатов А.В., Расчет электродинамических усилий в индукционной индукторной системе с неферромагнитными массивным экраном и листовой заготовкой. // Электротехника і електромеханіка. – Х.: 2009.– № 4.– С. 56-59.
2. Батыгин Ю.В., Лавинский В.И., Хименко Л.Т., Импульсные магнитные поля для прогрессивных технологий. Том 1. Изд. второе, переработанное и дополненное под общей ред. д.т.н., проф. Батыгина Ю.В. Харьков: Изд. МОСТ-Торнадо. 2003. 288 с.
3. Батыгин Ю.В., Лавинский В.И., Чаплыгин Е.А., Особенности токов, индуцированных низкочастотным полем одновиткового соленоида в плоских листовых металлах. // Электротехника і електромеханіка. Харків. 2005, №3, С. 9-73.
4. Батыгин Ю.В., Бондаренко А.Ю., Чаплыгин Е.А., Цилиндрическая индукционная индукторная система для притяжения тонкостенных листовых металлов. // Авиационно-космическая техника и технология. 2007. №11 (47), С. 109-117.
5. Yu.V.Batygin, V.I.Lavinsky, L.T.Khimenko, Direction Change of the Force Action upon Conductor under Frequency Variation of the Acting magnetic Field. Proceedings of the 1-st International Conference on High Speed Metal Forming. March 31/April 1, 2004. Dortmund, Germany. P.157-160.
6. Батыгин Ю.В., Лавинский В.И., Бондаренко А.Ю., Силовое взаимодействие низкочастотных магнитных полей с тонкостенными листовыми проводниками. // Труды международной научно-технической конференции "Магнитно-импульсная обработка металлов. Пути совершенствования и развития". Самара, 18-19 сентября 2007.С. 14 – 22.
7. Дж. Мэтьюз, Р. Уокер, Математические методы физики. М: Атомиздат. 1972. 390 с.

Поступила 03.06.2009

Гнатов Андрей Викторович, к.т.н., с.н.с.
Харьковский национальный автомобильно-дорожный университет
61002, Харьков, ул. Петровского, 25, ХНАДУ,
кафедра "Автомобильная электроника"
тел. (8-057) 700-38-52, e-mail: kalifus@yandex.ru.