

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

Стаття присвячена роботі індукційній індукторній системі з неферромагнітним масивним провідним екраном і тонкостінною ферромагнітною листовою заготовкою в низькочастотному режимі діючих полів. Проведено аналіз радіального розподілу щільності індуктованих струмів, сили Лоренца, сили Ампера та сили обумовленої магнітними властивостями заготовки в досліджуваній системі. Показано, що магнітні властивості металу заготовки суттєво не впливають на характеристики електродинамічних процесів.

Статья посвящена работе индукционной индукторной системе с неферромагнитным массивным проводящим экраном и тонкостенной ферромагнитной листовой заготовкой в низкочастотном режиме действующих полей. Произведен анализ радиального распределения плотности индуцированных токов, силы Лоренца, силы Ампера и силы, обусловленной магнитными свойствами заготовки в исследуемой системе. Показано, что магнитные свойства металла заготовки существенно не влияют на характеристики электродинамических процессов.

ВВЕДЕНИЕ

Постановка проблемы. В теории и практике магнитно-импульсной обработки металлов (МИОМ) одним из важнейших вопросов является исследование инструментов магнитно-импульсного воздействия – различного рода индукторных систем. Особое место здесь занимают, так называемые, индукционные индукторные системы [1-4].

Исследования индукционной индукторной системы с массивным вспомогательным экраном, расположенным параллельно тонкостенной неферромагнитной листовой заготовке, в низкочастотном режиме действующих магнитных полей были выполнены в [1]. Достаточно актуальным представляется вопрос исследования влияния магнитных свойств обрабатываемого металла в аналогичной системе.

Анализ основных достижений и публикаций.

Индукционно-индукторные системы, как инструменты магнитно-импульсного воздействия все чаще находят применение в практике МИОМ. Это показывает проведенный анализ современных публикаций [1-5]. Например, работы [1] и [4] посвящены расчёту основных характеристик индукционной индукторной системы с одновитковым соленоидом, массивным экраном конечной толщины и неферромагнитной листовой заготовкой. А в работе [2] проведен расчет подобной системы, но с допущениями, что вспомогательный экран достаточно массивен, при этом и экран с заготовкой выполнены из неферромагнитной стали.

Назначение массивного проводящего экрана, в первую очередь, состоит в создании условий для проявления закона Ампера, т.е. в создании условий для притяжения заданных участков заготовки к телу массивного экрана в его рабочей области.

Цель настоящей работы – теоретическое исследование цилиндрической индукционной индукторной системы и анализ радиального распределения плотности индуцированных токов, силы Лоренца, силы Ампера и силы, обусловленной магнитными свойствами заготовки в исследуемой системе.

В данной работе рассмотрена индукционная индукторная система с одновитковым цилиндрическим соленоидом, массивным неферромагнитным проводящим экраном и тонкостенной ферромагнитной листовой заготовкой в низкочастотном режиме действующих магнитных полей.

РАСЧЕТ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ УСИЛИЙ

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

При решении поставленной задачи примем следующие допущения.

- Массивный экран – 2 и заготовка – 3 выполнены из металлов с электропроводностью γ_1 и γ_3 соответственно, расстояние между ними – h , поперечные размеры достаточно велики.

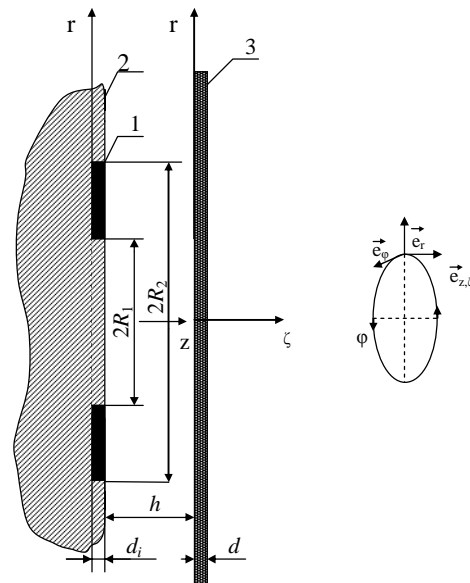


Рис. 1. Расчётная модель индукционной индукторной системы

- Цилиндрический виток индуктора – 1 с внутренним радиусом – R_1 , внешним – R_2 и высотой – d_i изолирован и располагается в пазу на граничной поверхности экрана – 2 со стороны тонкостенной листовой заготовки толщиной d . Собственно металл витка не оказывает никакого влияния на протекающие электромагнитные процессы.

- Амплитудно-временные параметры тока индуктора $I(t)$ таковы, что справедливо квазистационарное приближение по Ландау [6].

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

В предыдущих исследованиях [5] были получены расчётные соотношения для вычисления основных характеристик протекающих процессов в исследуемой системе. Не повторяясь в изложении, выпишем из [5] выведенные аналитические зависимости для азимутальной составляющей плотности индуцированного тока в массивном экране $J_{\varphi}^{(1)}$ и листовой заготовке $J_{\varphi}^{(3)}$, а также нормальной $H_z^{(3)}$ и тангенциальной $H_r^{(3)}$ составляющей напряженности магнитного поля.

$$j_{\varphi}^{(1)}(\varphi, r, z) = \frac{j_m(\omega\tau_1)}{2 \cdot d} \frac{\partial j(\varphi)}{\partial \varphi} \int_0^{\infty} \frac{F(x)}{x^2} M(x, \mu_r) e^{-x \frac{z}{d}} J_1\left(x \frac{r}{d}\right) dx, (1)$$

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

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

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

$J_1(x(r/d))$ – функция Бесселя первого порядка.

$$j_{\varphi}^{(3)}(\varphi, r, \zeta) = j_m \omega \tau_2 \frac{\partial j(\varphi)}{\partial \varphi} \int_0^{\infty} \frac{F(x)}{x^2} N(x, \mu_r, \zeta) e^{-x \frac{h}{d}} J_1\left(x \frac{r}{d}\right) dx, (2)$$

$$\text{где } N(x, \mu_r, \zeta) = \frac{\left(shx \left(\frac{\zeta}{d} - 1 \right) - \mu_r chx \left(\frac{\zeta}{d} - 1 \right) \right)}{\left(\mu_r^2 + 1 \right) shx + 2 \mu_r chx};$$

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

$$J_{\varphi}^{(3)}(\varphi, r) = j_m \omega \tau_2 \frac{\partial j(\varphi)}{\partial \varphi} \int_0^{\infty} \frac{F(x)}{x^3} e^{-x \frac{h}{d}} \cdot N_1(x, \mu_r) \cdot J_1\left(x \frac{r}{d}\right) dx, (4)$$

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

$$P_{\text{притяж}} = \frac{\mu_0 \cdot r}{2 \cdot h} \cdot J_{\varphi}^{(1)} \cdot J_{\varphi}^{(3)}. \quad (5)$$

$$H_r^{(3)}(\varphi, r, \zeta) = j_m j(\varphi) \int_0^{\infty} \frac{F(x)}{x} e^{-x \frac{h}{d}} K(x, \mu_r, \zeta) J_1\left(x \frac{r}{d}\right) dx, (6)$$

$$\text{где } K(x, \mu_r, \zeta) = \frac{\left(chx \left(\frac{\zeta}{d} - 1 \right) - \mu_r shx \left(\frac{\zeta}{d} - 1 \right) \right)}{\left(\mu_r^2 + 1 \right) shx + 2 \mu_r chx};$$

$$H_z^{(3)}(\varphi, r, \zeta) = -j_m j(\varphi) \int_0^{\infty} F(x) e^{-x \frac{h}{d}} N_2(x, \mu_r, \zeta) J_0\left(x \frac{r}{d}\right) dx, (7)$$

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

$$P_{\text{маг}} = -\frac{\mu_0}{2} \cdot (\mu - 1) \cdot \left[\mu \cdot \left(H_{1r}^2 - H_{2r}^2 \right) + \left(H_{1z}^2 - H_{2z}^2 \right) \right], (8)$$

где $H_{1z,r}(\zeta=0)$, $H_{2z,r}(\zeta=d)$ – {z и r} – компоненты напряженности магнитного поля на граничных поверхностях обрабатываемого листа.

Перейдём к расчётным данным:

Итак, источник мощности – магнитно-импульсная установка МИУ-15: ёмкость накопителя $C = 1000$ мкФ, рабочая частота $f = 1$ кГц, относительный декремент затухания $\delta_0 = 0,2$, (амплитуда тока в индукторе 19,61 кА при запасаемой энергии ёмкостного накопителя $W = 12,5$ кДж).

Источник поля – плоский одновитковый цилиндрический соленоид с $R_1 = 0,035$ м, $R_2 = 0,038$ м. Массивный вспомогательный экран и заготовка выполнены из электротехнической стали с удельной электропроводностью $\gamma = 0,2 \cdot 10^7$ 1/Ом·м. Заготовка – плоский металлический лист толщиной $d = 0,001$ м. Расстояние между рабочими поверхностями экрана и заготовки $h = 0,002$ м.

Воспользовавшись формулами (1) – (8) произведем построения графических зависимостей радиального распределения плотности индуцированных токов

Из графиков на рис. 2-4 следуют выводы:

- распределение индуцированного тока по радиусу практически не зависит от величины магнитной проницаемости листового металла;
- с увеличением μ_r растёт неоднородность распределения по толщине листа, так при $\mu_r \leq 2,5$ неоднородность изменяется от 12 % до 26 %, а при $\mu_r \in [2,5, 5,0]$ имеет место рост от 12 % до 35 %;
- физически, рост неоднородности распределения индуцированного тока по толщине можно объяснить влиянием нормальной компоненты напряжённости магнитного поля в металле заготовки;
- с увеличением μ_r растёт амплитуда индуцированного тока, для $\mu_r \in [1,0, 5,0]$ величина j_m увеличивается на 20 %.

Перейдём к возбуждаемым усилиям.

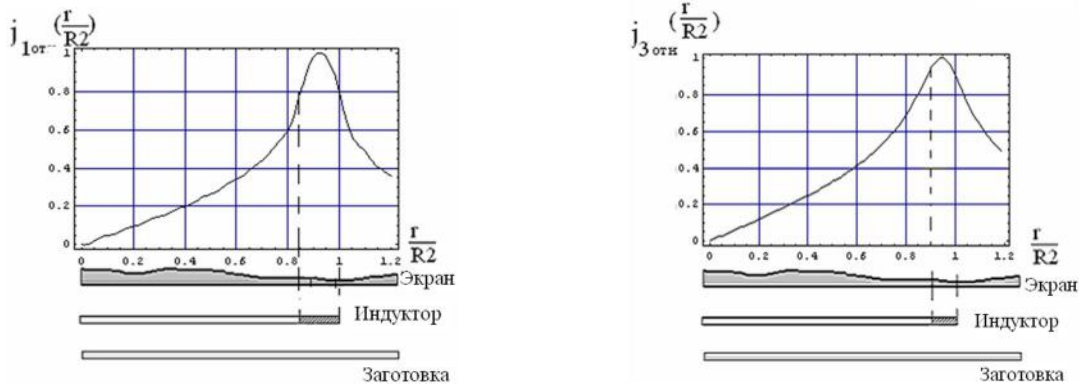
Начнём с сил, природа которых обусловлена взаимодействием индуцированного тока и внешнего магнитного поля (известны, как силы Лоренца) [2, 5].

Поскольку помимо тангенциальной компоненты появляется и приобретает значимость нормальная составляющая вектора напряжённости магнитного поля, в металле листовой заготовки возбуждается вектор силы с нормальной и тангенциальной компонентой. Нормальная компонента соответствует силе магнитного давления, обеспечившей успех собственно магнитно-импульсной обработки металлов в режиме резкого поверхностного эффекта, тангенциальная – действует в радиальном направлении. Её значимость проявляется при появлении пусть даже небольших деформаций на поверхности листовой заготовки. В этом случае касательные усилия, помноженные на плечо – нормальные деформации, должны возбуждать вращающие механические моменты. Действие последних обязательно должно повлиять на процесс деформирования обрабатываемого объекта в целом.

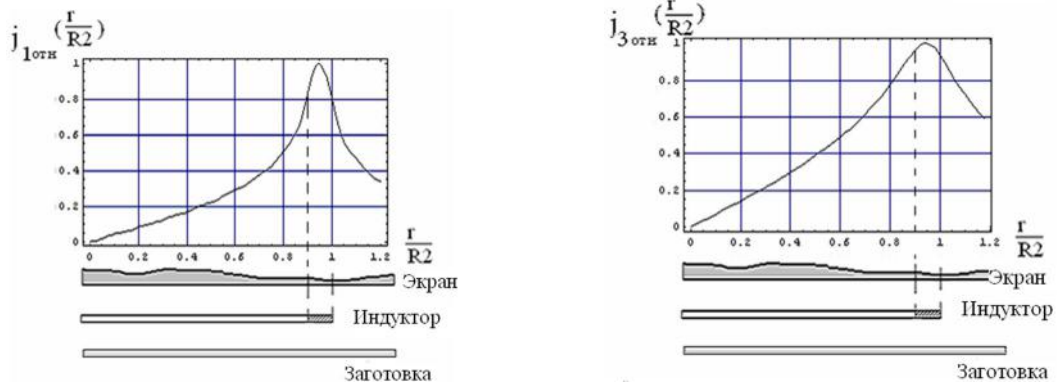
И хотя интеграл действия сил данной физической природы во времени будет стремиться к нулю [2, 4], их амплитудные значения всё же представляют интерес для сравнения с другими возбуждаемыми усилиями.

Для нормальной (z-составляющей) формула имеет вид:

$$F_{L\perp}(t, r) = \mu \int_0^d j_{\varphi}^{(3)}(t, r, \zeta) \cdot H_r^{(3)}(t, r, \zeta) d\zeta. \quad (9)$$

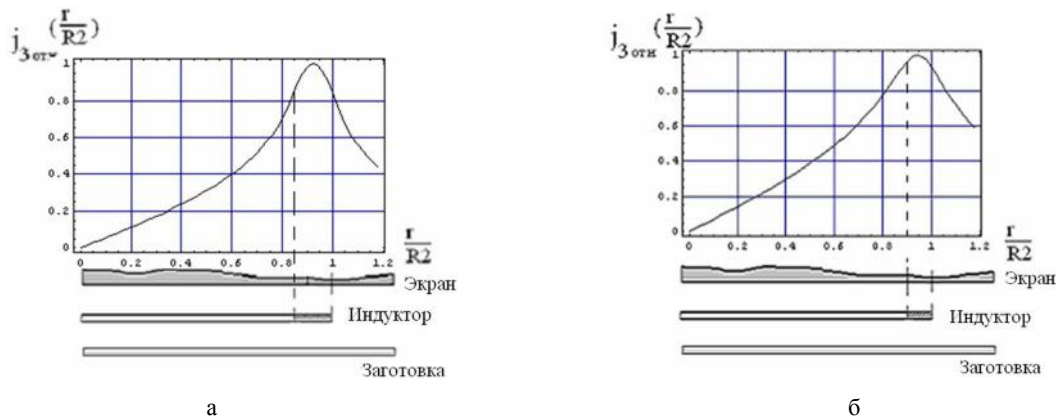


а

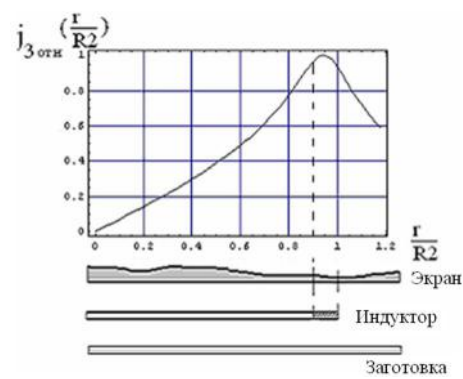


б

Рис. 2. Радиальное распределение амплитуд индуцированных токов: а) неферромагнитный экран и заготовка; б) неферромагнитный экран и ферромагнитная заготовка

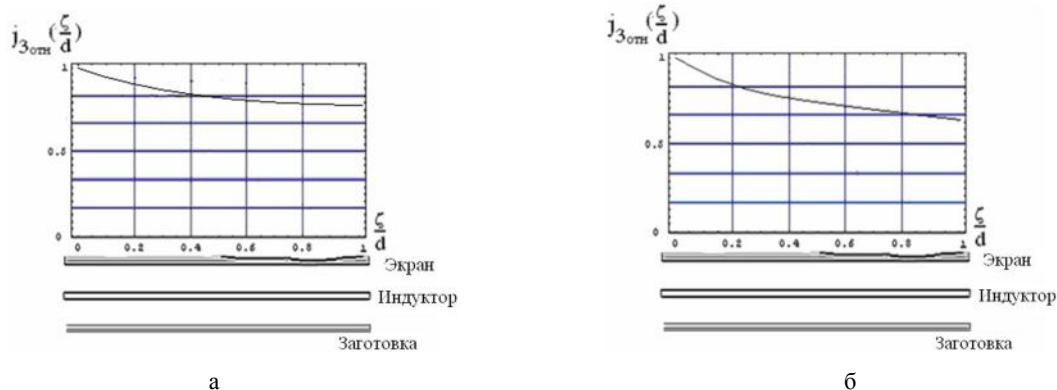


а

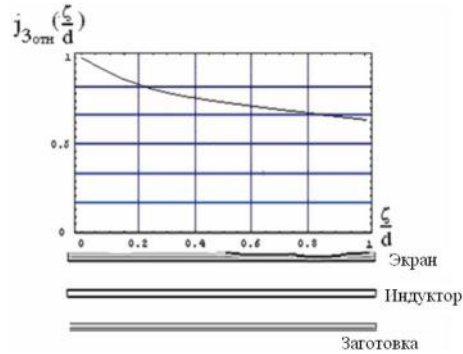


б

Рис. 3. Радиальное распределение плотности индуцированного тока на поверхности листа со стороны индуктора: а) $\mu_r = 1.0$ ($j_m = 1.41 \cdot 10^8$ А/м), б) $\mu_r = 5.0$ ($j_m = 2.14 \cdot 10^8$ А/м)



а



б

Рис. 4. Распределение плотности индуцированного тока по толщине листа заготовки под центром витка индуктора – $r = (R_1 + R_2)/(2 \cdot R_2)$ а) $\mu_r = 1.0$ ($j_m = 4.46 \cdot 10^8$ А/м), б) $\mu_r = 5.0$ ($j_m = 5.3 \cdot 10^8$ А/м)

Тангенциальная (радиальная r -компонента) составляющая имеет вид:

$$F_{LII}(t, r) = \mu \int_0^d j_{\phi}^{(3)}(t, r, \zeta) \cdot H_z^{(3)}(t, r, \zeta) d\zeta. \quad (10)$$

Результаты вычислений сил Лоренца в соответствии с (9) и (10) приведены на рис. 4 и рис. 5.

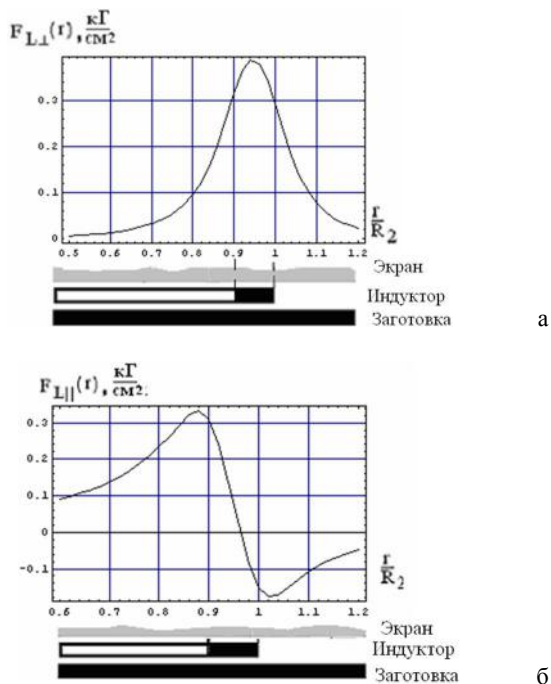


Рис. 5. Радиальные распределения компонент сил Лоренца в собственном временном максимуме для немагнитных металлов, $\mu_r = 1$, а) нормальная z -составляющая (отталкивания-притяжения), б) тангенциальная r -составляющая (растяжения-сжатия)

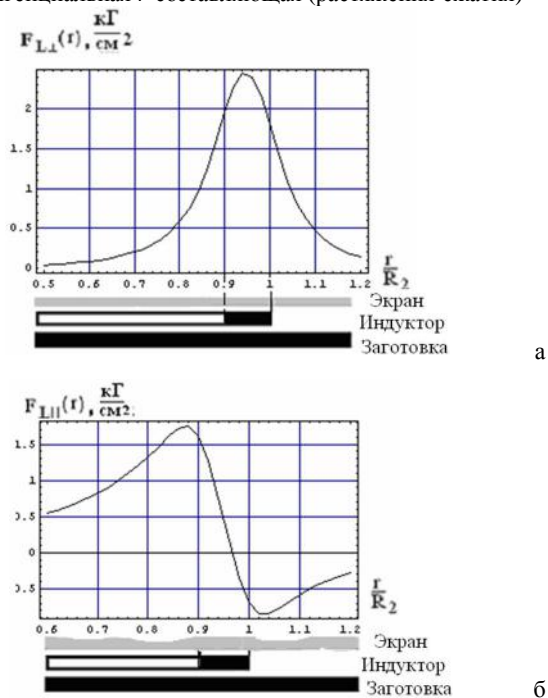


Рис. 6. Радиальные распределения компонент сил Лоренца в собственном временном максимуме для $\mu_r = 2.5$, а) нормальная z -составляющая (отталкивания-притяжения), б) тангенциальная r -составляющая (растяжения-сжатия)

Силы притяжения в рассматриваемой индукционной индукторной системе – это сила притяжения листовой заготовки, обусловленная действием вспомогательного экрана (взаимное притяжение проводников с одинаково направленными индуцированными токами – закон Ампера), и сила притяжения, обусловленная магнитными свойствами металла собственно заготовки. Эти силы рассчитаны в соответствии с формулами (1) – (6) и приведены на рис. 7 и рис. 8.

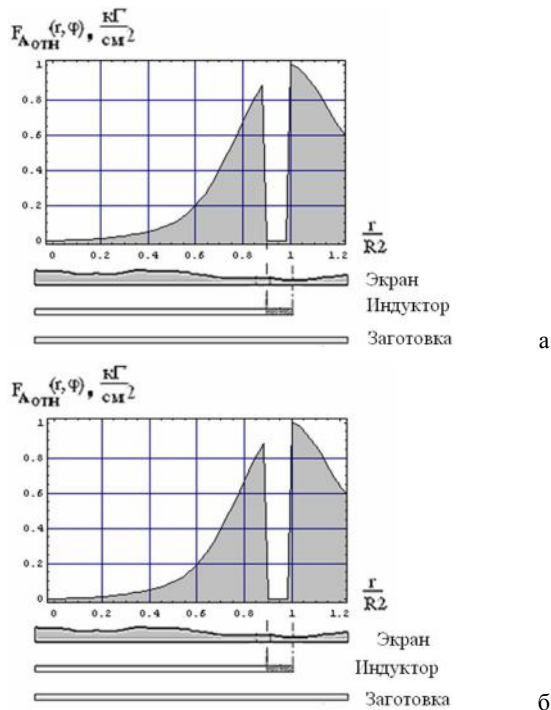


Рис. 7. Радиальное распределение силы притяжения – Ампера в собственном временном максимуме, а) $\mu_r = 1.0$, $F_{Amax_отн} = 38 \text{ кГ/см}^2$, б) $\mu_r = 2.5$, $F_{Amax_отн} = 91.4 \text{ кГ/см}^2$

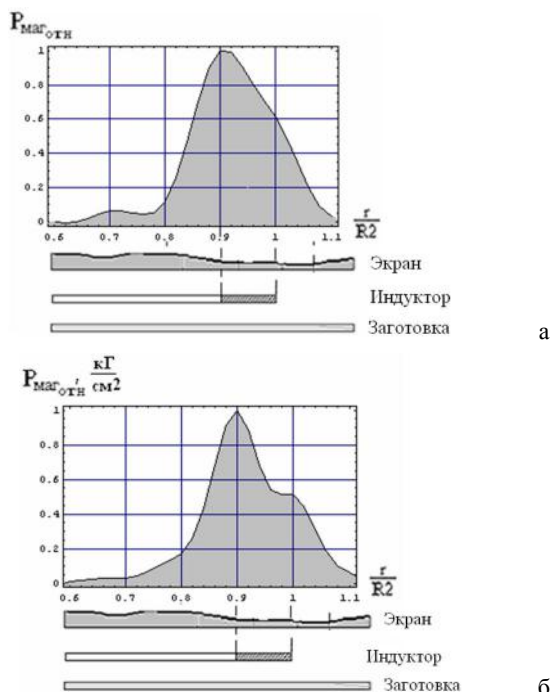


Рис. 8. Радиальная зависимость магнитной силы в металле заготовки в относительных единицах (нормировка производится на амплитудное значение) а) $\mu_r = 1.5$ (0.9 кГ/см^2), б) $\mu_r = 2.5$ (2.16 кГ/см^2)

Как следует из феноменологических соображений, в магнитных полях с напряжённостями, достаточными для ощутимого силового воздействия ($\sim 10^5 \div 10^7$ А/м), относительная магнитная проницаемость должна стремиться в величине, близкой к единице. Справедливость такого предположения обоснована авторами в работах [1, 3, 5]. Для определённости примем, что μ_r не более 2.5.

Проведенные вычисления показали:

- возбуждаемые силы любой природы (силы Лоренца и силы Ампера) концентрируются в зоне под витком индуктора;
- под центром витка направление тангенциальных сил Лоренца изменяется на противоположное;
- силы притяжения Ампера знакопостоянны в течение всего импульса силы, их действие во времени имеет кумулятивный характер;
- силы Лоренца имеют осциллирующий характер, их интегральное действие во времени стремится к нулю

$$\int_0^{\infty} F(\varphi) d\varphi \Rightarrow \int_0^{\infty} j(\varphi) \cdot \frac{dj(\varphi)}{d\varphi} d\varphi = \frac{j^2(\varphi)}{2} \Big|_0^{\infty} = 0;$$

- анализ радиального распределения сил притяжения Ампера позволяет выделить на поверхности листовой заготовки область, где их действие будет наиболее эффективным.

Как следует из проведенных вычислений, в случае неферромагнитного экрана и ферромагнитной заготовки амплитуды сил притяжения (силы Ампера) на 5 % выше, чем в случае, когда последние выполнены из немагнитной стали. Этот факт объясняется несущественным влиянием относительной магнитной проницаемости металла заготовки на протекающие электродинамические процессы.

ВЫВОДЫ

1. Расчеты показали, что распределение индуцированного тока по радиусу практически не зависит от величины магнитной проницаемости листового металла: при $\mu_r = 1.0$, $j_m = 4.46 \cdot 10^8$ А/м, а при $\mu_r = 5.0$, $j_m = 5.3 \cdot 10^8$ А/м.

2. Проведенные вычисления показали, что радиальное распределение сил притяжения – Ампера практически не зависят от величины магнитной проницаемости листового металла:

- при $\mu_r = 1.0$, $F_{\text{Амахотн}} = 38$ кГ/см²;
- при $\mu_r = 2.5$, $F_{\text{Амахотн}} = 91.4$ кГ/см².

3. Из приведенных вычислений следует, что радиальные распределения компонент сил Лоренца зависят от величины магнитной проницаемости листового металла:

- при $\mu_r = 1.0$, $F_{L\perp} = 0.38$ кГ/см²; $F_{L\parallel} = 0.33$ кГ/см²;
- при $\mu_r = 2.5$, $F_{L\perp} = 2.43$ кГ/см²; $F_{L\parallel} = 1.8$ кГ/см².

Влиянием последней нельзя пренебрегать, её действие может исказить картину деформирования листовой заготовки в области витка индуктора.

4. Влияние магнитных свойств заготовки проявляется в появлении сил магнитного притяжения: при $\mu_r = 1.5$ $P_{\text{мар}} = 0.9$ кГ/см², а при $\mu_r = 2.5$ $P_{\text{мар}} = 2.16$ кГ/см².

Этот факт говорит о том, что влияние магнитных свойств заготовки несущественно, но магнитно-импульсная обработка металла обладающего магнитными свойствами будет более эффективна, чем в случае неферромагнетика. И чем большая у металла μ_r тем эффективнее будет его обработка.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гнатов А.В. Расчёт электродинамических усилий в индукционной индукторной системе с неферромагнитным массивным экраном и листовой заготовкой / А.В. Гнатов // Электротехника і електромеханіка. – 2009. – № 5. – С. 56-59.
2. Туренко А.Н. Импульсные магнитные поля для прогрессивных технологий. Т. 3. Теория и эксперимент притяжения тонкостенных металлов импульсными магнитными полями: монография / А.Н. Туренко, Ю.В. Батыгин, А.В. Гнатов. – Харків: ХНАДУ, 2009. – 240 с.
3. Батыгин Ю.В. Электродинамические усилия в одновитковой индукторной системе с тонкостенным немагнитным проводником / Ю.В. Батыгин, А.Ю. Бондаренко, С.А. Драченко // Электротехника і електромеханіка. – 2009. – № 3. – С. 57-60.
4. Гнатов А.В. Электромагнитные процессы в индукционной индукторной системе с одновитковым соленоидом, массивным экраном и тонкостенной листовой заготовкой / А.В. Гнатов // Электротехника і електромеханіка. – 2009. – № 6. – С. 46-49.
5. Батыгин Ю.В. Расчёт электродинамических усилий в индукционной индукторной системе с неферромагнитным массивным экраном и ферромагнитной заготовкой / Ю.В. Батыгин, А.В. Гнатов, С.А. Драченко, Т.В. Гаврилова // Электротехника і електромеханіка. – 2010. – № 6. – С. 60-63.
6. Шнеерсон Г.А. Поля и переходные процессы в аппаратуре сверхсилных токов // Л.: Энергоиздат, 1981. – 200 с.

Bibliography (transliterated): 1. Gnatov A.V. Raschet `elektrodinamicheskikh usilij v indukcionnoj induktornoj sisteme s neferromagnitnym massivnym `ekranom i listovoj zagotovkoj / A.V. Gnatov // Elektrotehnika i elektromehanika. - 2009. - № 5. - S. 56-59. 2. Turenko A.N. Impul'snye magnitnye polya dlya progressivnykh tehnologij. T. 3. Teoriya i `eksperiment prityazheniya tonkostennykh metallov impul'snymi magnitnymi polyami: monografiya/A.N. Turenko, Yu.V. Batygin, A.V. Gnatov. - Harkiv: HNADU, 2009. - 240 s. 3. Batygin Yu.V. `Elektrodinamicheskie usiliya v odnovitkovoj induktornoj sisteme s tonkostennym nemagnitnym provodnikom / Yu.V. Batygin, A.Yu. Bondarenko, S.A. Drachenko // Elektrotehnika i elektromehanika. - 2009. - № 3. - S. 57-60. 4. Gnatov A.V. `Elektromagnitnye processy v indukcionnoj induktornoj sisteme s odnovitkovym solenoidom, massivnym `ekranom i tonkostennoj listovoj zagotovkoj / A.V. Gnatov // Elektrotehnika i elektromehanika. - 2009. - № 6. - S. 46-49. 5. Batygin Yu.V. Raschet `elektrodinamicheskikh usilij v indukcionnoj induktornoj sisteme s neferromagnitnym massivnym `ekranom i ferromagnitnoj zagotovkoj / Yu.V. Batygin, A.V. Gnatov, S.A. Drachenko, T.V. Gavrilova // Elektrotehnika i elektromehanika. - 2010. - № 6. - S. 60-63. 6. Shneerson G.A. Polya i perehodnye processy v apparature sverhsil'nykh tokov // L.: `Energoizdat, 1981. - 200 s.

Поступила 22.01.2011

*Батыгин Юрий Викторович, д.т.н., проф.,
Щиголева Светлана Александровна,
Барбашова Марина Викторовна*
Харьковский национальный автомобильно-дорожный университет, кафедра физики
61002, Харьков, ул. Петровского, 25
тел. (057) 707-37-27, e-mail: batygin48@mail.ru,
Гнатов Андрей Викторович, к.т.н., доц.
Харьковский национальный автомобильно-дорожный университет, кафедра "Автомобильная электроника"
61002, Харьков, ул. Петровского, 25
тел. (057) 700-38-52, e-mail: kalifus@yandex.ru

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

The article is devoted to functioning of an induction inductor system with a nonferromagnetic massive screen and a ferromagnetic thin-walled sheet workpiece in a low-frequency mode of operating fields. Radial distribution of induced currents density, Lorenz force, Ampere force and the force specified by the workpiece magnetic properties in the system considered is analyzed. Magnetic properties of the workpiece metal are shown not to substantially influence electrodynamic processes characteristics.

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