

# Магнитно-импульсное притяжение/отталкивание тонкостенных листовых ферромагнетиков

БАТЫГИН Ю.В., ГНАТОВ А.В.

*Предложен, сформулирован и теоретически обоснован физический механизм, объясняющий результаты эксперимента, в ходе которого был зафиксирован эффект изменения направленности силового воздействия на тонкостенные листы из ферромагнетика в зависимости от рабочей частоты магнитного поля одновиткового цилиндрического соленоида. Показано, что при низких рабочих частотах преобладают силы притяжения, обусловленные магнитными свойствами металла обрабатываемых заготовок. При повышении частот сверх определённого порогового значения притяжение сменяется отталкиванием, обусловленным преобладающим влиянием сил электродинамического взаимодействия внешнего поля с индуцированными токами – сил Лоренца.*

**Ключевые слова:** электромагнитное формирование, ферромагнетики, тонкостенные листы, силы притяжения и отталкивания

Магнитно-импульсная обработка металлов (МИОМ) открывает новые возможности в обрабатываемых технологиях современности. Подтверждением этому является экспериментально обнаруженное в 2004 г. явление [1], состоящее в том, что направление усилий при воздействии импульсным магнитным полем на достаточно тонкостенные листы из ферромагнитных металлов зависит от рабочей частоты токового импульса в обмотке инструмента-индуктора.

Эксперименты проводились над образцами стальных ферромагнитных пластин толщиной примерно 0,5÷1,0 мм. В качестве генераторов магнитного поля были использованы одновитковые индукторы, подключаемые к источнику с запасаемой энергией около 10 кДж.

На частоте примерно 2,2 кГц возбуждались усилия, направленные к индуктору (напомним, что в классической МИОМ – от индуктора!), которые приводили к деформации ферромагнитного образца. В результате образовывалась вмятина, геометрические размеры которой определялись размерами рабочей зоны индуктора. При повышении рабочей частоты примерно до 7,5 кГц на этот же участок стальной пластины воздействовали силы электродинамического отталкивания, т.е. образовывалась выпуклость (проявлялось известное магнитное давление на проводник). Причем следует отметить, что в экспериментах наблюдалось не просто оттал-

*A physical mechanism is proposed, formulated and theoretically substantiated, which explains the results of an experiment during which a change was recorded in the direction of the force acting on thin-walled sheets made of ferromagnetic material depending on the working frequency of the magnetic field induced by a single-turn cylindrical solenoid. It is shown that at low working frequencies, the attraction forces caused by the magnetic properties of the metal of billets being processed prevail. When the frequency increases above a certain threshold value, attraction gives way to repulsion, which is caused by the prevailing influence of the forces of external electromagnetic field (Lorentz forces) with induced currents.*

**Key words:** electromagnetic formation, ferromagnetic materials, thin-walled sheets, attraction and repulsion forces

кивание или притяжение экспериментальных образцов в целом, а их деформирование с образованием выпуклостей или вмятин.

В первых предположениях о природе обнаруженного эффекта не учитывалось возможное проявление магнитных свойств обрабатываемых объектов. Предположения базировались на известном и хорошо исследованном электродинамическом взаимодействии полей и индуцированных токов, обусловленном силами Лоренца, что хорошо согласовывалось с устоявшимися представлениями из практического опыта МИОМ. В соответствии с ними рабочие значения напряжённостей действующих полей таковы, что значение относительной магнитной проницаемости обрабатываемых стальных образцов приближалось к единице и их магнитными свойствами можно было пренебречь. Исходя из этого, как казалось, единственно верным физическим объяснением обнаруженного эффекта являлось изменение направления токов, индуцированных в металле обрабатываемого объекта [2, 3].

Несостоятельными и сомнительными представляются и выводы авторов [4], где исходя из классических представлений о возбуждении только касательной компоненты напряжённости сделана попытка обнаружить притяжение заготовки, обусловленное фазовым сдвигом между внешним и проникающим магнитными полями. Проведя простей-

шие оценки, становится очевидно, что интегральное воздействие такого притяжения ничтожно мало для того, чтобы принимать его во внимание.

В действительности же оказалось, что при низких частотах действующих магнитных полей (что соответствует достаточной тонкостенности листового проводника) значение индуцированного тока стремится к временной производной возбуждающего тока [5]. Данный факт был обоснован теоретически и нашел свое экспериментальное подтверждение [5, 6]. В соответствии с этим интеграл по времени сил электродинамического воздействия на обрабатываемый объект должен стремиться к нулю. Они не будут ни отталкивать, ни притягивать этот объект [6]. При высоких частотах (резкий скин-эффект!) форма кривой индуцированного тока повторяет временную форму кривой возбуждающего тока [5], и магнитное давление максимально. Заготовка с большой силой отталкивается от индуктора [6].

Исходя из вышерассмотренного следует, что при достаточно низких значениях рабочих частот действующих полей тонкостенные металлические объекты интегрально не испытывают никакого силового электродинамического воздействия. В свою очередь, при достаточно высоких рабочих частотах отмечается достаточно известный на практике МИОМ эффект магнитного давления на проводящую заготовку.

Для объяснения экспериментально обнаруженного эффекта изменения направленности сил, действующих на тонкостенные листы из ферромагнетика при вариации рабочих частот возбуждаемых полей, следует вернуться к учету влияния магнитных свойств металла обрабатываемого объекта и уже с этих позиций предложить гипотезу, объясняющую отмеченный эффект.

1. Притяжение листа ферромагнетика, обусловленное его магнитными свойствами, в большей или меньшей степени существует всегда. В диапазоне рабочих значений напряженности действующих полей  $H_m \approx 10^5 \div 10^7$  А/м для тонкостенного листа из ферромагнетика значение относительной магнитной проницаемости  $\mu_r \rightarrow 1$ , но  $\mu_r \neq 1$  и  $\mu_r > 1$ . Это положение согласуется с мнением авторов патента [7], реализовавших исследуемый эффект в практике рихтовки автомобильных кузовов и утверждающих, что для проявления магнитных свойств в плане притяжения достаточно, чтобы  $\mu_r > 1,2$ .

2. В режимах резкого скин-эффекта силы магнитного притяжения относительно малы. Здесь преобладают силы отталкивания Лоренца. Имеет место известное магнитно-импульсное давление на обрабатываемый проводящий объект. Заготовка отталкивается от индуктора – источника поля.

3. При низких значениях рабочих частот силы магнитного притяжения преобладают над силами отталкивания Лоренца, интегральное воздействие которых стремится к нулю. Заготовка притягивается к индуктору – источнику поля именно за счёт влияния магнитных свойств обрабатываемого объекта.

Таким образом, цель исследования – анализ электродинамических процессов в тонкостенных листах из ферромагнетиков при воздействии внешних импульсных магнитных полей и объяснение физического механизма изменения направленности действующих сил в листах ферромагнетиков при вариации рабочих частот тока индуктора.

Расчётная модель объекта исследований – одновиткового цилиндрического индуктора с ферромагнитной листовой заготовкой – представлена на рис. 1.

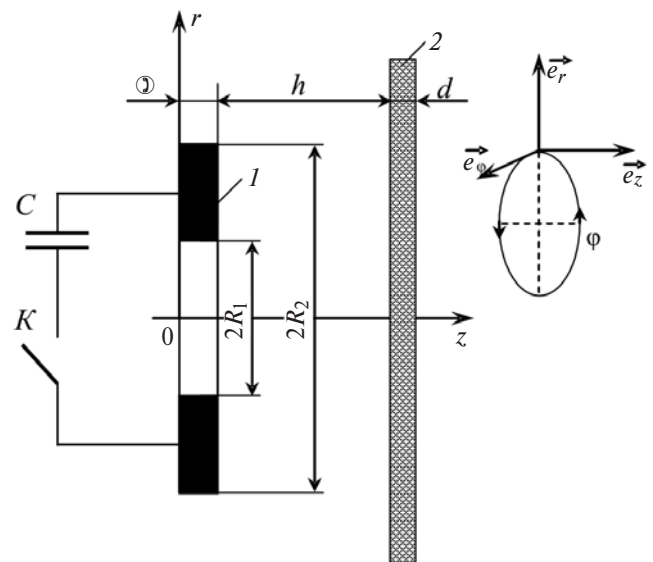


Рис. 1. Схема экспериментальной индукторной системы с одновитковым соленоидом 1 и плоской листовой ферромагнитной заготовкой 2;  $\vec{e}_r$ ,  $\vec{e}_\phi$ ,  $\vec{e}_z$  – направляющие орты цилиндрической системы координат

**Электродинамические процессы в тонкостенных листовых ферромагнетиках.** Теоретическая модель исследуемых процессов построена на следующих допущениях:

виток индуктора достаточно тонок и «прозрачен» для действующих полей ( $\Delta \rightarrow 0$ ), так что его металл не оказывает никакого влияния на протекающие электромагнитные процессы;

в индукторе течёт ток  $I(t)$ , временные параметры которого таковы, что в расчётах вполне приемлемо известное условие квазистационарности происходящих электромагнитных процессов, так что  $\frac{\omega}{c}l \ll 1$  (здесь  $\omega$  – круговая частота процесса;  $c$  – скорость света в вакууме;  $l$  – наибольший геометрический размер системы);

система обладает аксиальной симметрией, так что  $\frac{\partial}{\partial \varphi} = 0$  ( $\varphi$  – полярный угол);

листовая заготовка является достаточно тонкостенной, а её радиальная протяжённость достаточно велика, т.е.  $\frac{d}{R_{1,2}} \ll 1$  и  $\omega\tau \ll 1$  ( $\tau = \mu_1 \gamma d^2$ ,  $\gamma$ ,  $d$  –

удельная электропроводность и толщина заготовки;  $R_{1,2}$  – внутренний и внешний радиусы индуктора);

магнитная проницаемость металла листовой заготовки постоянна и равна  $\mu_1 = \mu_0 \mu_r$ ,  $\mu_0$  и  $\mu_r$  – магнитная проницаемость вакуума и относительная магнитная проницаемость металла соответственно.

Допущение о постоянстве магнитной проницаемости требует дополнительных комментариев. Речь идёт о справедливости допущения или о пределах его реальной применимости.

Точность проводимого рассмотрения определяется уровнем вариации значения относительной магнитной проницаемости  $\mu_r$  за период протекания рассматриваемого процесса. Следует отметить, что реально  $\mu_r$  будет изменяться в широких пределах с максимумом, много большим единицы. Но, если проанализировать типичные зависимости магнитной проницаемости, приведенные, например, в известной монографии [8], то становится очевидным, что изменение этой характеристики металла как производной  $d\mu_r(H)/dH$ , будет достаточно малым для амплитуд напряжённости  $H \sim 10^5$  А/м и более, характерных для практической магнитно-импульсной обработки металлов [1, 2, 5–9].

Не останавливаясь на математических операциях по интегрированию уравнений Максвелла, выполненных аналогично тому, как это сделано авторами научной монографии [9], запишем окончательные выражения для токов и полей, возбуждаемых в металле листового ферромагнетика,  $\zeta \in [0, d]$  на рис. 1.

Плотность тока

$$j_\varphi(\zeta, r, t) = \frac{2j_m}{d} \int_0^\infty f(\lambda) e^{-\lambda h \lambda} J_1(\lambda r) \times \sum_{k=0}^\infty \frac{\beta_k F_{1k}(\mu_r(\lambda d), \zeta)}{\Phi_k(\mu_r(\lambda d))} \frac{dj(t)}{dt} e^{-\frac{(\beta_k^2 + (\lambda d)^2)}{\tau} t} d\lambda, \quad (1)$$

где  $j_m$  и  $j(t)$  – амплитуда и временная зависимость тока в индукторе;  $f(\lambda) = \int_{R_1}^{R_2} f(r) r J_1(\lambda r) dr$ ,  $f(r)$  – радиальное распределение тока в индукторе;  $\beta_k$  – корни уравнения:

$$\text{tg}(\beta_k) = -\frac{2}{\frac{\beta_k}{\mu_r(\lambda d)} - \frac{\mu_r(\lambda d)}{\beta_k}};$$

$$F_{1k}(\mu_r(\lambda d), \zeta) = (\mu_r(\lambda d)) \sin\left(\beta_k \left(1 - \frac{\zeta}{d}\right)\right) +$$

$$+\beta_k \cos\left(\beta_k \left(1 - \frac{\zeta}{d}\right)\right);$$

$$\Phi_k(\mu_r(\lambda d)) = \cos(\beta_k) [(\mu_r(\lambda d))^2 + 2(\mu_r(\lambda d)) - \beta_k^2] - 2\beta_k \sin(\beta_k) [1 + (\mu_r(\lambda d))].$$

Интересно отметить существование очевидных предельных переходов в свёртке выражения (1), подтверждающих достоверность полученного результата:

$$\frac{dj(t)}{dt} e^{-\frac{(\beta_k^2 + (\lambda d)^2)}{\tau} t} = \int_0^t \frac{dj(y)}{dy} e^{-\frac{(\beta_k^2 + (\lambda d)^2)}{\tau} (t-y)} dy = \begin{cases} j(t), & \gamma \rightarrow \infty; \\ \frac{dj(t)}{dt}, & \gamma \rightarrow 0. \end{cases}$$

В режиме резкого поверхностного эффекта ( $\gamma \rightarrow \infty$ ) временные формы кривых индуцированного тока и тока индуктора совпадают между собой. В режиме интенсивного проникновения поля ( $\gamma \rightarrow 0$ ) индуцированный ток пропорционален производной возбуждающего тока [5, 6].

Компоненты напряжённости магнитного поля:

а) тангенциальная составляющая

$$H_r(\zeta, r, t) = -\frac{2j_m}{\tau} \int_0^\infty f(\lambda) e^{-\lambda h \lambda} J_1(\lambda r) \times \sum_{k=0}^\infty \frac{\beta_k^2 F_{2k}(\mu_r(\lambda d), \zeta)}{\Phi_k(\mu_r(\lambda d))} j(t) e^{-\frac{(\beta_k^2 + (\lambda d)^2)}{\tau} t} d\lambda, \quad (2)$$

где  $F_{2k}(\mu_r(\lambda d), \zeta) = (\mu_r(\lambda d)) \cos(\beta_k (1 - \zeta/d)) - \beta_k \sin(\beta_k (1 - \zeta/d));$

б) нормальная составляющая

$$H_z(\zeta, r, t) = -\frac{2j_m}{\tau} d \int_0^\infty f(\lambda) e^{-\lambda h \lambda} J_0(\lambda r) \times \sum_{k=0}^\infty \frac{\beta_k F_{1k}(\mu_r(\lambda d), \zeta)}{\Phi_k(\mu_r(\lambda d))} j(t) e^{-\frac{(\beta_k^2 + (\lambda d)^2)}{\tau} t} d\lambda. \quad (3)$$

Отметим, что выражения (1)–(3) описывают распределения характеристик электромагнитных процессов в исследуемой индукторной системе для произвольной временной формы возбуждающего тока в индукторе.

Полученные зависимости приведём к виду, удобному для практических вычислений.

Под знаками несобственных интегралов перейдём к новой безразмерной переменной интегрирования:  $(\lambda d) = x$ .

Радиальное распределение тока в витке индуктора положим равномерным:

$$f(r) = \eta(r - R_1) - \eta(r - R_2).$$

В терминах введенной переменной интегрирования образы Фурье–Бесселя для принятого распределения принимают вид:  $f(\lambda) = d^2 f(x)$ ,

$$f(x) = \frac{\pi}{2x^2} \left[ \left( x \frac{R_2}{d} \right) \times \left( J_1 \left( x \frac{R_2}{d} \right) H_0 \left( x \frac{R_2}{d} \right) - j_0 \left( x \frac{R_2}{d} \right) H_1 \left( x \frac{R_2}{d} \right) \right) - \left( x \frac{R_1}{d} \right) \left( J_1 \left( x \frac{R_1}{d} \right) H_0 \left( x \frac{R_1}{d} \right) - J_0 \left( x \frac{R_1}{d} \right) H_1 \left( x \frac{R_1}{d} \right) \right) \right] \quad (4)$$

Теперь выполним преобразования временных зависимостей.

В проведенных экспериментах временная функция плотности тока индуктора представляла собой экспоненциально затухающую синусоиду, т.е.

$$j(t) = j_m e^{-\delta_0 t} \sin \varphi \text{ где } j_m = \frac{I_m}{(R_2 - R_1)} - \text{амплитуда плотности тока; } I_m - \text{амплитуда тока; } \delta_0 - \text{относительный декремент затухания; } \varphi = \omega / t - \text{фазовый угол; } \omega = 2\pi f - \text{угловая частота возбуждающего тока [1, 9].}$$

С учётом принятого вида  $j(t)$  можно конкретизировать свёртки функций в выражениях для плотности индуцированного тока, тангенциальной и нормальной компонент напряжённости магнитного поля.

В конечном итоге получаем:

а) плотность индуцированного тока

$$j_\varphi(\zeta, r, t) = -\frac{2j_m}{d} \int_0^\infty f(x) e^{-xh/d} x J_1(xr/d) \times \sum_{k=0}^\infty \frac{\beta_k F_{1k}(\mu_r, x, \zeta)}{\Phi_k(\mu_r, x)} f_{1k}(x, \varphi) dx. \quad (5)$$

где

$$F_{1k}(\mu_r, x, \zeta) = (\mu_r, x) \sin \left( \beta_k \left( 1 - \frac{\zeta}{d} \right) \right) + \beta_k \cos \left( \beta_k \left( 1 - \frac{\zeta}{d} \right) \right);$$

$$\Phi_k(\mu_r, x) = \cos(\beta_k) [(\mu_r, x)^2 + 2(\mu_r, x) - \beta_k^2] -$$

$$-2\beta_k \sin(\beta_k) [1 + (\mu_r, x)];$$

$$f_{1k}(x, \varphi) = e^{-\delta_0 \varphi} \sin \varphi - \frac{\left( \frac{\beta_k^2 + x^2}{\omega \tau} \right)}{1 + \left[ \frac{\beta_k^2 + x^2}{\omega \tau} - \delta_0 \right]^2} \times$$

$$\times \left\{ e^{-\delta_0 \varphi} \left[ \left[ \frac{\beta_k^2 + x^2}{\omega \tau} - \delta_0 \right] \sin \varphi - \cos \varphi \right] + e^{-\frac{\beta_k^2 + x^2}{\omega \tau} \varphi} \right\}$$

б) тангенциальная составляющая напряжённости магнитного поля

$$H_r(\zeta, r, \varphi) = -\frac{2j_m}{\omega \tau} \int_0^\infty f(x) e^{-xh/d} x J_1(xr/d) \times \sum_{k=0}^\infty \frac{\beta_k^2 F_{2k}(\mu_r, x, \zeta)}{\Phi_k(\mu_r, x)} f_{2k}(x, \varphi) dx, \quad (6)$$

где

$$F_{2k}(\mu_r, x, \zeta) = (\mu_r, x) \cos \left( \beta_k \left( 1 - \frac{\zeta}{d} \right) \right) - \beta_k \sin \left( \beta_k \left( 1 - \frac{\zeta}{d} \right) \right);$$

$$f_{2k}(x, \varphi) = \frac{1}{1 + \left[ \frac{\beta_k^2 + x^2}{\omega \tau} - \delta_0 \right]^2} \times$$

$$\times \left\{ e^{-\delta_0 \varphi} \left[ \left[ \frac{\beta_k^2 + x^2}{\omega \tau} - \delta_0 \right] \sin \varphi - \cos \varphi \right] + e^{-\frac{\beta_k^2 + x^2}{\omega \tau} \varphi} \right\}$$

в) нормальная составляющая напряжённости магнитного поля

$$H_z(\zeta, r, \varphi) = -\frac{2j_m}{\omega \tau} \int_0^\infty f(x) e^{-xh/d} x^2 J_0(xr/d) \times \sum_{k=0}^\infty \frac{\beta_k F_{1k}(\mu_r, x, \zeta)}{\Phi_k(\mu_r, x)} f_{2k}(x, \varphi) dx. \quad (7)$$

Пространственно-временная зависимость магнитного давления, действующего на проводящую ферромагнитную пластину, имеет вид [9]:

$$P_L(r, t) = -\mu_1 \int_0^d j_\varphi(\zeta, r, t) H_r(\zeta, r, t) d\zeta. \quad (8)$$

Формула (8), дополненная выражениями (5) и (6), представляет собой решение задачи о возбуждении сил Лоренца, действующих в направлении нормали к поверхности обрабатываемого объекта.

Поверхностная плотность сил, обусловленных магнитными свойствами металла тонкостенной пластины, описывается выражением вида

$$P_I = -\frac{(\mu_0 \mu_r)}{2} (\mu_r - 1) \left[ (H_{1n}^2 - H_{2n}^2) + \frac{1}{\mu_r} (H_{1\tau}^2 - H_{2\tau}^2) \right]. \quad (9)$$

Анализ выражения (9) показывает, что:

оно согласуется с аналогичной зависимостью, приведенной в монографиях [3, 10], свидетельствуя о его достоверности;

на металлическую пластину с магнитными свойствами, находящуюся в немагнитной среде, действует результирующая сила, пропорциональная разности квадратов нормальной и тангенциальной составляющих напряжённости на границах и направленная в сторону большего значения амплитуды магнитного поля, в отличие от сил Лоренца, направленных противоположно;

в режиме насыщения при  $\mu_r \gg 1$  действующая сила будет определяться в основном нормальными компонентами напряжённости магнитного поля, что опять же полностью согласуется с известными научными положениями.

Проверку сформулированной гипотезы можно осуществить с помощью выражения, представляющего собой сумму силы Лоренца (формула (8)) и силы, обусловленной магнитными свойствами металла обрабатываемой пластины (формула (9)):

$$P_S(r,t) = \mu_1 \int_0^d j_\varphi(\zeta,r,t) H_r(\zeta,r,t) dz - \frac{\mu_r - 1}{2} \times \left[ (H_{1n}^2 - H_{2n}^2) + \frac{1}{\mu_r} (H_{1\tau}^2 - H_{2\tau}^2) \right]. \quad (10)$$

**Численные оценки.** Численные оценки проведём для одной из экспериментальных индукторных систем с параметрами витка  $R_1 = 0,025$  м,  $R_2 = 0,03$  м и рабочим зазором между витком индуктора и листовой заготовкой  $h = 0,0005$  м.

Листовая заготовка выполнена из стали с удельной электропроводностью  $\gamma = 0,4 \cdot 10^7$  1/Ом·м и толщиной  $d = 0,00075$  м. Значение относительной магнитной проницаемости соответствует усреднённым оценкам, найденным по кривым монографии [8] для значений напряжённости магнитного поля около  $10^5$  А/м и составляет  $\mu_r \approx 2,5$ . Амплитуда тока в индукторе  $I_m = 50$  кА, частота колебаний сигнала в импульсе  $f = 2 \div 8$  кГц, относительный декремент затухания  $\delta_0 = 0,3$ .

Вычисления возбуждаемых сил различной физической природы проведены с помощью формул: (8) – силы Лоренца  $P_L$  (распределённые силы взаимодействия внешнего магнитного поля с индуцированными токами); (9) – распределённые силы магнитного притяжения  $P_M$ ; (10) – суммарные распределённые силы, действующие на ферромагнитную металлическую пластину в магнитном поле  $P_S$ .

Результаты расчётов представлены в виде графиков на рис. 2–4.

Приведенные графические зависимости иллюстрируют рост сил магнитного притяжения по сравнению с силами отталкивания при снижении рабочей частоты действующего поля и увеличение воздействия последних при росте частот. Анализ

полученных графических зависимостей для распределённых сил позволяет отметить следующее:

максимумы сил отталкивания и притяжения не соответствуют по времени (рис. 3 и 4,а). Так, амплитуда сил магнитного притяжения имеет место при  $\varphi_{\max M} \approx 1,256$  вне зависимости от частоты. Силы отталкивания достигают экстремальных значений при  $\varphi_{\max L} \approx 6,28$  для частоты около 2 кГц и при  $\varphi_{\max L} \approx 9,42$  при частоте около 8 кГц, что обу-

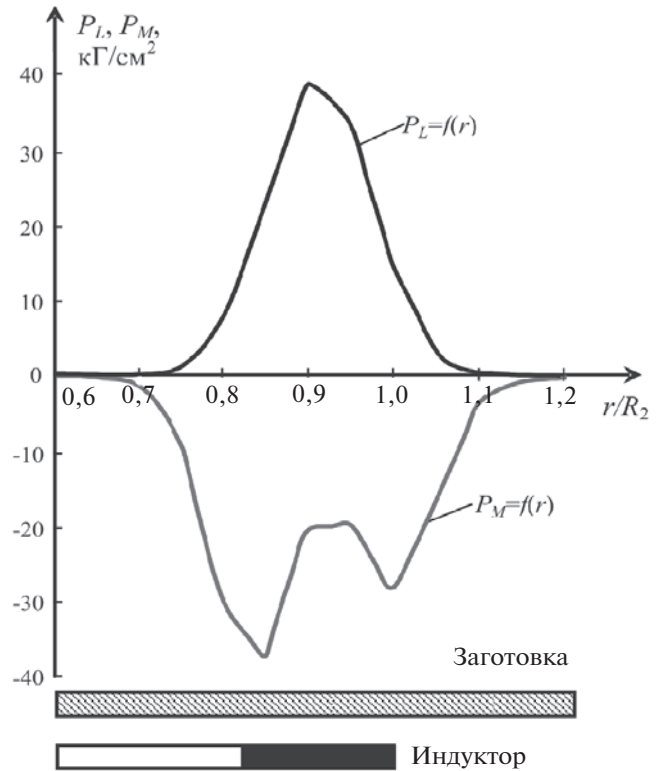


Рис. 2. Радиальные распределения сил, возбуждаемых в металле тонкостенной ферромагнитной пластины при частоте около 2 кГц

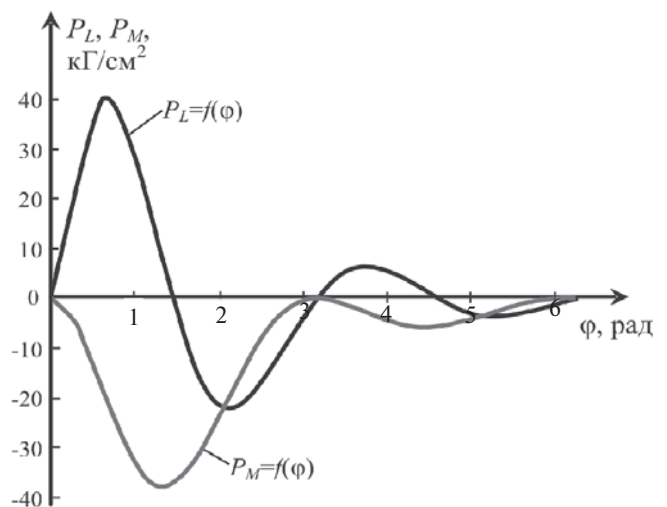
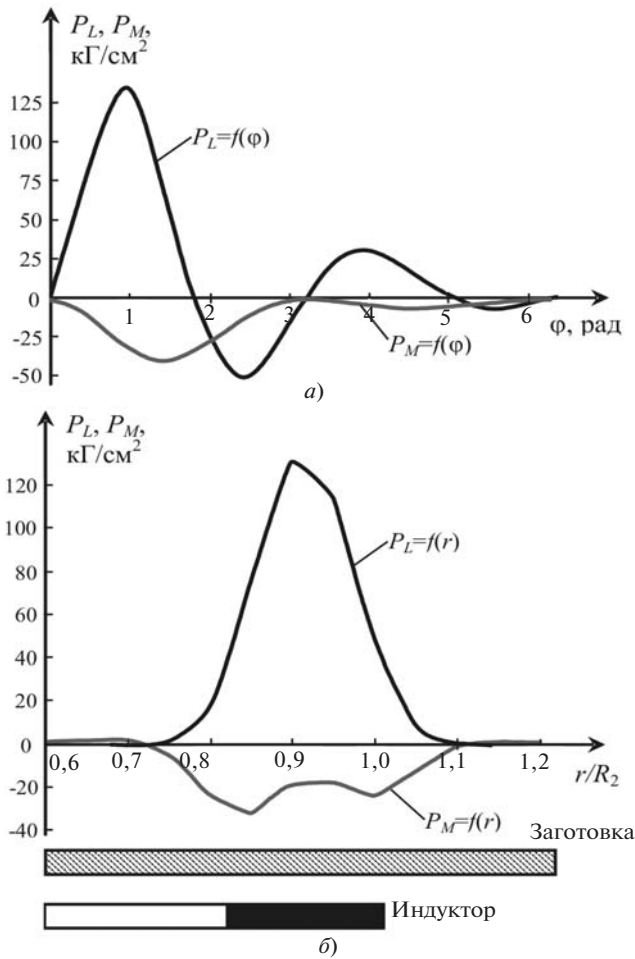


Рис. 3. Зависимости распределённых сил, возбуждаемых в металле тонкостенной ферромагнитной пластины при частоте примерно 2 кГц, от фазы



**Рис. 4.** Графики распределенных сил, возбуждаемых в металле тонкостенной ферромагнитной пластины при частоте около 8 кГц; а – зависимость от фазы; б – зависимость от радиальной координаты

словлено влиянием временной формы индуцированного тока;

максимумы этих сил также не совпадают в пространстве (рис. 2 и 4,б). Пространственные максимумы сил отталкивания расположены по центру витка. Силы притяжения достигают максимума вблизи его внутреннего края.

Для более точного сравнения в рассматриваемой цилиндрической индукторной системе следует перейти к усредненным характеристикам распределенных сил по времени – за период действующего поля (см. таблицу пп.1, 2) и по радиусу – на интервале, где значения сил составляют не менее, например, 0,05 максимального значения,  $r/R_2 \in [0,7; 1,1]$  (см. таблицу пп.3, 4). Интересной характеристикой представляется сила как интеграл по площади,  $r/R_2 \in [0,7; 1,1]$  (см. таблицу пп.5, 6).

Необходимо отметить, что результаты математического усреднения соответствуют минимальным значениям оценок выделенных сил различной физической природы, так как любые перенапряжения и возможные последующие деформации обрабатываемого объекта, как хорошо известно из сопро-

тивления материалов [11], начинаются в местах локализации экстремумов механических усилий.

Весьма иллюстративны и показательны графические результаты вычислений, представленные на рис. 5.

Номер п/п	Усреднённые силовые показатели	Значения показателей при рабочих частотах, равных	
		2 кГц	8 кГц
1	Распределённая сила отталкивания за период действующего поля (в радиальном максимуме), $\text{kG/cm}^2$	1,98	18,27
2	Распределённая сила притяжения за период действующего поля (в радиальном максимуме), $\text{kG/cm}^2$	-9,86	-8,37
3	Распределённая сила отталкивания на площади $r/R_2 \in [0,7; 1,1]$ , (во временном максимуме), $\text{kG/cm}^2$	12,8	42,8
4	Распределённая сила притяжения на площади $r/R_2 \in [0,7; 1,1]$ , (во временном максимуме), $\text{kG/cm}^2$	-16,9	-13,85
5	Сила отталкивания на площади $r/R_2 \in [0,7; 1,1]$ , (во временном максимуме), кГ	260,6	871,6
6	Сила притяжения на площади $r/R_2 \in [0,7; 1,1]$ , (во временном максимуме), кГ	-344,9	-281,9

Наконец, весьма представительной характеристикой для сравнения может быть значение интегральной силы (в выбранном радиальном интервале), усреднённое за период действующего поля. Результаты этих вычислений приведены на рис. 6.

Приведем заключительные комментарии по проведенным вычислениям:

силы взаимодействия внешнего магнитного поля с индуцированными токами (силы Лоренца) имеют осциллирующий характер во времени, что говорит о их переменной направленности. Интегральное действие этих сил на проводник за время импульса проявляется в отталкивании обрабатываемого объекта от источника поля—индуктора. С понижением рабочей частоты размах осцилляции сил Лоренца во времени (относительно оси абсцисс) возрастает и, в конечном итоге, их отталкивающее интегральное воздействие на объект обработки стремится к нулю;

силовое воздействие внешнего поля на проводник с магнитными свойствами сохраняет неизменным свое направление во времени. Это означает, что данные силы имеют постоянное направление. Их действие на проводник есть притяжение обрабатываемого объекта к индуктору;

максимумы сил отталкивания и притяжения не совпадают во времени и в пространственном при-

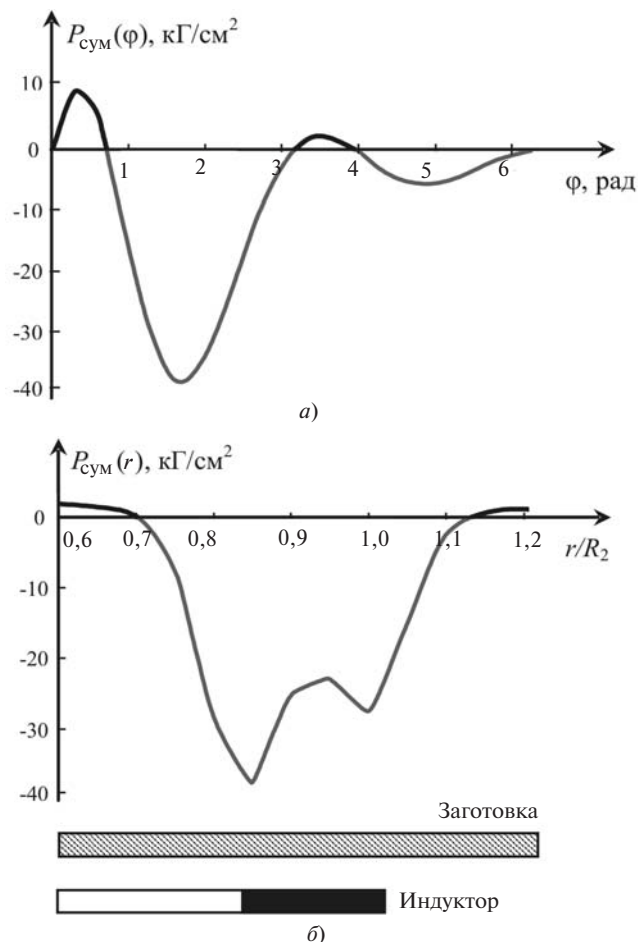


Рис. 5. Фазовая (а) и радиальная (б) зависимости суммарной распределённой силы при частоте около 2 кГц (силы отталкивания – выше оси абсцисс, силы магнитного притяжения – ниже нее)

ложении, что обусловлено разными физическими механизмами возбуждения этих сил. На практике это может стать причиной неоднородного деформирования ферромагнитных листовых заготовок при воздействии импульсных магнитных полей;

при повышении рабочих частот действующих полей амплитуды сил отталкивания существенно возрастают, амплитуды сил магнитного притяжения снижаются;

направленность силового воздействия низкочастотных полей (рис. 6,  $f < 6$  кГц) на ферромагнитные листы почти неизменна во времени. Практически отмечается лишь их притяжение к индуктору.

Проведенные вычисления подтверждают достоверность физического механизма, предложенного для объяснения проведенных экспериментов. В ходе их проведения наблюдалось изменение направленности силового воздействия на стальные тонкостенные листовые заготовки в зависимости от рабочей частоты магнитного поля одновиткового цилиндрического соленоида, а именно, при понижении частоты от 8 кГц до 2 кГц магнитное отталкивание сменялось притяжением объекта обра-

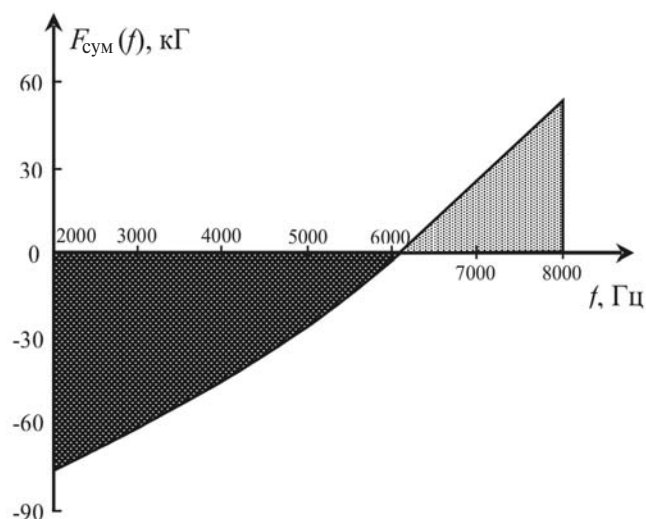


Рис. 6. Частотная зависимость усреднённой суммарной силы, действующей на ферромагнитную пластину, в магнитном поле одновиткового индуктора (силы отталкивания – выше оси абсцисс, силы притяжения – ниже нее)

ботки к индуктору. Действительно, как следует из зависимости на рис. 6, в диапазоне рабочих частот 2–8 кГц изменяется характер силового воздействия на ферромагнитную пластину. При  $f < 6$  кГц преобладает притяжение и при  $f > 6$  кГц – отталкивание. Можно отметить, что в экспериментах притяжение наблюдалось ещё при частоте  $f \approx 4,5$  кГц.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Batygin Yu.V., Lavinsky V.I., Khimenko L.T. Direction Change of the Force Action upon Conductor under Frequency Variation of the Acting magnetic Field. – Proc. of the 1st Inter. Conf. on High Speed Metal Forming, Dortmund (Germany), 31 March – 1 April, 2004.
2. Батыгин Ю.В., Лавинский В.И., Хименко Л.Т. Физические основы возможных направлений развития магнитно-импульсной обработки тонкостенных металлов. – Электротехника і електромеханіка, 2004, № 2.
3. Подольцев А.Д., Кучерявая И.Н. Элементы теории и численного расчёта электромагнитных процессов в проводящих средах. – Киев: Изд. Института электродинамики НАНУ, 1999.
4. Лютенко Л.А., Михайлов В.М. Влияние формы импульса внешнего магнитного поля на электродинамические усилия, деформирующие цилиндрическую оболочку. – Техническая электродинамика, 2007, № 6.
5. Батыгин Ю.В., Лавинский В.И., Бондаренко А.Ю. Вихревые токи в тонких металлических листах при их магнитно-импульсной обработке. – Электричество, 2009, № 9.
6. Батыгин Ю.В., Бондаренко А.Ю. Силы, действующие на тонкостенный проводник, в проникающем поле плоского одновиткового соленоида. – Техническая электродинамика, 2010, № 1.
7. Meichtry R., Kouba I. Dent removing method and device. Patent US 2008/0163661A1, 10 July, 2008.
8. Туровский Я. Техническая электродинамика. – М: Энергия, 1974.
9. 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. – Харьков: ХНАДУ, 2009.

10. **Круг К.А.** Основы электротехники. — М.; Л.: Главная редакция энергетической литературы, 1936.

11. **Дарков А.В., Широ Г.С.** Сопротивление материалов. — М: Высшая школа, 1969.

[10.01.2012]

*А в т о р ы : **Батыгин Юрий Викторович** в 1972 г. окончил инженерно-физический факультет Харьковского политехнического института (ХПИ). Докторскую диссертацию по специальности «Техника сильных электрических и магнитных полей» защитил в Национальном техническом университете «ХПИ» в 1994 г. Заведующий кафедрой физики Харьковского национального автомобильно-дорожного университета (ХНАДУ).*

***Гнатов Андрей Викторович** в 1998 г. окончил факультет энергетического и специального обеспечения Харьковского военного университета (ХВУ). Кандидатскую диссертацию по специальности «Вооружение и военная техника» защитил в ХВУ в 2004 г. Доцент кафедры автомобильной электроники ХНАДУ.*