

**Е.А. ЧАПЛЫГИН**

**ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ ИНДУКТОРНЫЕ СИСТЕМЫ С  
ПРИТЯГИВАЮЩИМ ЭКРАНОМ – ИНСТРУМЕНТЫ  
МАГНИТНО-ИМПУЛЬСНОЙ РИХТОВКИ  
ТЕОРИЯ, ЭКСПЕРИМЕНТ**

*Монография*



Министерство образования и науки Украины

ХАРЬКОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ АВТОМОБИЛЬНО-ДОРОЖНЫЙ  
УНИВЕРСИТЕТ

**ЧАПЛЫГИН ЕВГЕНИЙ АЛЕКСАНДРОВИЧ**

**ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ ИНДУКТОРНЫЕ СИСТЕМЫ С  
ПРИТЯГИВАЮЩИМ ЭКРАНОМ – ИНСТРУМЕНТЫ МАГНИТНО-  
ИМПУЛЬСНОЙ РИХТОВКИ  
ТЕОРИЯ, ЭКСПЕРИМЕНТ**

*Монография*

Харьков

2017

УДК 621.318.4  
ББК 34.55  
Ч 19

*Разрешено к печати и в мир ученым советом ХНАДУ, протокол № 3/17/5.5 от 26.12.20017 г.*

Рецензенты: *В. Б. Финкельштейн*, д-р техн. наук, гл. науч. сотр.,  
профессор кафедры систем электроснабжения  
и электропотребления  
(Харьковского национального университета городского хозяйства  
им. А. Н. Бекетова);  
*А. В. Гнатюк*, д-р техн. наук, проф.  
профессор кафедры автомобильной электроники  
(Харьковского национального автомобильно-дорожного университета)  
*А. Л. Григорьев*, д-р техн. наук, проф.  
кафедры высшей математики  
(Национального технического университета "Харьковского  
политехнического института")

**Чаплыгин Е. А.**

Ч 19 Цилиндрические индукторные системы с притягивающим экраном – инструменты магнитно-импульсной рихтовки. Теория, эксперимент / Е. А. Чаплыгин – Х.: ФЛП Бровин А. В., 2017. – 126 с.  
ISBN 978-617-7555-35-2

Обоснована дееспособность индукторной системы с притягивающим экраном, а также с плоским и протяженным круговым соленоидом, принцип действия которых основан на взаимодействии индуцированных токов в экране инструмента и заготовке (закон Ампера). Получены аналитические выражения для вычисления индуцированных токов и развиваемых усилий. Проведены численные оценки токов и сил в предлагаемых конструкциях инструментов. Приведены практические результаты магнитно-импульсной рихтовки индукторными системами с притягивающим экраном.

Предназначена для специалистов в области электромагнитных технологий

Рис. 41 Табл. 0 Библиогр. 24 назв.

Обґрунтовано дієздатність індукторної системи з притягаючим екраном, та плоским і протяжним круговими соленоїдами, принцип дії яких заснований на взаємодії індуктованих струмів в екрані інструмента та заготовці (закон Ампера). Отримано аналітичні вирази для обчислення ідукованих струмів і зусиль, що розвиваються. Проведено чисельні оцінки струмів і сил в пропонуємих конструкціях інструментів. Наведено практичні результати магнітно-імпульсного рихтування індукторними системами з притягаючим екраном.

Предназначена для фахівців у галузі електромагнітних технологій

Рис. 41 Табл. 0 Библиогр. 24 найм.

УДК 621.318.4  
ББК 34.55

ISBN 978-617-7555-35-2

© Чаплыгин Е. А., 2017  
© ХНАДУ, 2017

## ВВЕДЕНИЕ

«Индукторные системы с притягивающим экраном», в аббревиатуре «ИСПЭ» (ИСПЭ), как перспективные бесконтактные инструменты магнитно-импульсной обработки металлов, предназначенные для притяжения заданных участков тонкостенных проводящих листов, впервые были предложены и описаны в работе [1]. Их работоспособность определяется законом Ампера и основана на силовом взаимодействии проводников с одинаково направленными индуцированными токами. Конструктивно, таковыми являются листовая заготовка и дополнительный элемент – вспомогательный притягивающий экран. Между ними располагается плоский одновитковый или протяженный соленоид, поле которого возбуждает индуцированные токи. [2].

Следует отметить, что в первоначальном варианте действенность «индукторных систем с притягивающим экраном» рассматривалась без учёта возможных магнитных свойств обрабатываемых объектов. Как следовало из научных изданий, для реальных величин напряжённости полей в практике традиционной МИОМ ( $H \sim 10^5 \dots 10^7$  А/м) ферро- и неферромагнетики должны испытывать одинаковое силовое воздействие, обусловленное возбуждением только сил Лоренца [3].

Как следует из проведенных расчётов и экспериментов, при понижении рабочих частот силовое воздействие на проводник любой физической природы со стороны сил Лоренца, названных в традиционной МИОМ силами «магнитного давления», существенно снижается [4]. Определяющую роль здесь играет рост нормальной компоненты вектора напряжённости магнитного поля. В целом же, интегральное во времени отталкивание заготовки от индуктора стремится к нулю [5]. Если обрабатываемый объект обладает магнитными свойствами (ферромагнетик), то, несмотря на малое отличие относительной магнитной проницаемости его металла от единицы в реальном вышеуказанном диапазоне амплитуд внешних полей [6], сила магнитного притяжения

становится вполне достаточной для «вытягивания» вмятины на поверхности тонкого листового металла [7, 8].

Очевидно, что и в ИСПЭ – индукторных системах с ферромагнитными заготовками, последние, помимо сил притяжения по закону Ампера, будут испытывать также и притяжение, обусловленное их магнитными свойствами. Отмеченное обстоятельство позволяет говорить об универсальности ИСПЭ, как инструментов для деформирования магнитных и немагнитных тонкостенных листовых металлов.

Наиболее простой конструктивно и достаточно эффективной является цилиндрическая «индукторная система с притягивающим экраном», в которой тонкостенные листовые экран и заготовка идентичны, а возбуждающий соленоид расположен на одинаковом расстоянии между ними. Геометрическая и электродинамическая симметрия такой конструкции инструмента должна обеспечить квадратичную зависимость его силовых характеристик от параметров возбуждающего тока [9, 10].

Однако, вышеописанный вариант ИСПЭ обладает и недостатками, к которым, в первую очередь, следует отнести значительную неоднородность распределения сил, действующих на обрабатываемый объект, в центральной части системы. Отмеченную неоднородность можно нивелировать, если ввести в конструкцию ИСПЭ дополнительный виток, расположенный концентрично и внутри по отношению к основному витку, но поверх вспомогательного экрана [11].

Дальнейшие исследования «индукторных систем с притягивающим экраном» показали их достаточно высокую эффективность при наличии только одного источника магнитного поля в виде плоского кругового соленоида, расположенного поверх вспомогательного экрана. Проникая сквозь листовые экран и заготовку, поле соленоида возбуждает в них одинаково направленные индуцированные токи. Силовое взаимодействие последних при жёстко фиксированном экране приводит к притяжению заготовки. Теоретические и

экспериментальные исследования подтвердили практическую действенность ИСПЭ – индукторных систем с внешним источником магнитного поля [12].

Особо можно выделить и отметить также авторские разработки по усовершенствованию источников мощности – магнитно-импульсных установок, работающих в режиме многократного повторения и позволяющих формирование униполярных импульсов тока.

Первое позволяет реализовать дозированную подачу энергии в рабочую зону инструмента и контролировать процесс деформирования металла заготовки. Второе существенно увеличивает рабочий ресурс как отдельных конструктивных компонент магнитно-импульсных установок, так и их ресурс в целом [13...16].

Обобщение результатов вышеперечисленных работ по созданию принципиально новых инструментов, фактически, трансформирующих естественное отталкивание проводящих объектов в их притяжение, и усовершенствованию источников мощности, работающих в серийном режиме, позволяет сформулировать новое научное направление в развитии современной магнитно-импульсной обработки металлов, развиваемое «Лабораторией Электромагнитных Технологий» Харьковского национального автомобильно-дорожного университета, начиная с 2006 г.

Актуальность повышения эффективности инструментов технологии магнитно-импульсной обработки металлов обусловлена насущными практическими требованиями в различных отраслях промышленного производства. Это, например, ремонт автотранспорта [17], кузнечно-штамповочные технологии в машиностроении, электротехнические предприятия и др. [18...21].

Особо следует выделить магнитно-импульсную рихтовку автомобильных кузовов, предлагающую принципиально новый подход в области создания прогрессивных восстанавливающих технологий. Их отличительными и неоспоримыми достоинствами являются:

- возможность осуществления заданной производственной операции с внешней стороны рихтуемого элемента без разборки конструкции;
- отсутствие механических контактов с поверхностью рихтуемого элемента;
- возможность сохранения защитного лакокрасочного покрытия на поверхности рихтуемого элемента;
- высокая эффективность, производительность и отсутствие жёстких требований к квалификации исполнителей.

Обращаясь к содержанию настоящей монографии, следует отметить, что она посвящена не только теоретическому и экспериментальному обоснованию дееспособности предложенных инструментов магнитно-импульсного притяжения в развитии основополагающих позиций нового научного направления, а также описанию практики выполнения реальных операций рихтовки вмятин в металлических покрытиях элементов автомобильных кузовов.

Автор выражает глубокую благодарность и признательность профессору Ю. В. Батыгину и всему коллективу кафедры физики Харьковского национального автомобильно-дорожного университета за помощь в написании и публикации данной монографии.

# Глава 1

## «ИНДУКТОРНАЯ СИСТЕМА С ПРИТЯГИВАЮЩИМ ЭКРАНОМ», ВОЗБУЖДАЕМАЯ ПОЛЕМ ВНЕШНЕГО ПЛОСКОГО КРУГОВОГО СОЛЕНОИДА

Как показали проведенные исследования, «индукторная система с притягивающим экраном» (ИСПЭ) оказывается дееспособной и в отсутствие витка во внутренней полости между экраном и листовой заготовкой, то есть, при наличии только внешнего источника магнитного поля. Данный вывод позволяет предложить новый вариант её исполнения. А именно, ИСПЭ может включать в качестве источника магнитного поля только плоскую многовитковую катушку над дополнительным вспомогательным экраном. В этом случае взаимодействие индуцированных токов в экране и заготовке должно возбудить силы их взаимного притяжения. Следует отметить, что данный вариант ИСПЭ может подключаться к магнитно-импульсной установке без согласующего устройства, поскольку конструктивная составляющая – «многовитковая катушка – вспомогательный экран» уже представляет собой импульсный трансформатор тока (дискового типа).

### ***1.1. Обоснование дееспособности, низкочастотный режим действующих полей***

Обоснование дееспособности любой технической идеи предполагает наглядную иллюстрацию принципа её действия с помощью по возможности достаточно простой и очевидной физической модели.

Безусловно, выбранная идеализация должна быть адекватна реальной системе и достоверно отображать её свойства.

Последние условия требуют теоретического и экспериментального подтверждения.



Принцип действия ИСПЭ, возбуждаемой внешним источником магнитного поля, поясним с привлечением наиболее иллюстративной физической идеализации, имеющей место при интенсивном проникновении действующих полей.

Из априорных феноменологических соображений следует, что в случае достаточно «прозрачных» экрана и заготовки в металле каждого из них индуцируются токи с временными зависимостями, пропорциональными производной  $\sim \frac{dJ(t)}{dt}$ , где  $J(t)$  – ток индуктора. В свою очередь из закона Ампера следует, что сила притяжения будет прямо пропорциональна квадрату производной  $\sim \left(\frac{dJ(t)}{dt}\right)^2$ . Силы отталкивания, обусловленные взаимодействием индуцированных токов с возбуждаемыми магнитными полями, пропорциональны произведению  $\sim J(t) \cdot \frac{dJ(t)}{dt}$ . Интеграл по времени действия сил от этого произведения представляет собой их интегральный импульс. Очевидно, что для  $t \in [0; \infty)$  величина этого импульса, определяющего результирующую действенность сил отталкивания, стремится к нулю [6, 22].

Таким образом, в предложенной «индукторной системе с притягивающим экраном» должны возбуждаться только силы притяжения, силы отталкивания будут отсутствовать.

Следует отметить, что несомненным преимуществом ИСПЭ с многовитковой катушкой, размещённой вне вспомогательного экрана, является также дальнейшее увеличение однородности пространственного распределения возбуждаемых сил притяжения.

В обосновании практической дееспособности предложенного инструмента магнитно-импульсного притяжения ограничимся рассмотрением цилиндрической конструкции индукторной системы с одинаковыми тонкостенными листовыми немагнитными металлами (напомним, что реально, один из них – вспомогательный экран, второй – объект обработки) и плоской

многовитковой катушкой, расположенной над поверхностью вспомогательного экрана. Межвитковые расстояния – пренебрежимо малы.

В цилиндрических координатах схематическое изображение предлагаемого инструмента представлено на рис. 1.1.

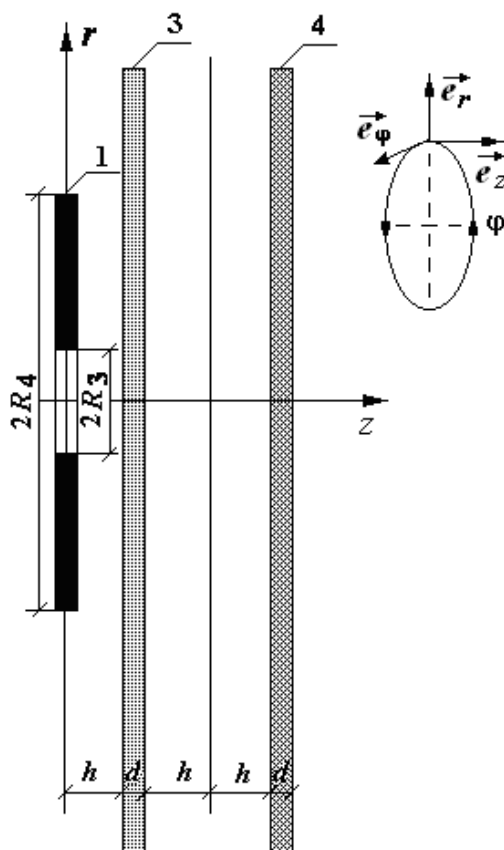


Рис. 1.1. Расчётная модель в цилиндрической системе координат ( $\vec{e}_r, \vec{e}_\varphi, \vec{e}_z$  – направляющие орты): 1 – многовитковый индуктор ( $R_3, R_4$  – внутренний и внешний радиусы); 3 – экран ( $d$  – толщина); 4 – заготовка ( $d$  – толщина);  $h$  – расстояние от индуктора до экрана,  $2 \cdot h$  – расстояние между экраном и листовой заготовкой

Рассматриваемая система работает в низкочастотном режиме действующих полей. Для проведения численных оценок основных характеристик протекающих процессов воспользуемся ранее полученными выражениями для индуцированных токов [5, 9].

Перепишем их в виде, соответствующем рассматриваемой системе.

В металле вспомогательного экрана возбуждается ток:

$$J_{\phi}^{(\vartheta)}(\psi, r) = -J_m \cdot \int_0^{\infty} f(x) \cdot \frac{e^{-x \frac{h}{d}} (1 - e^{-x})}{x} J_1\left(x \cdot \frac{r}{d}\right) dx, \quad (1.1)$$

где  $J_m = \left( \frac{I_m \cdot W}{R_4 - R_3} \right) \cdot \frac{\omega \tau}{2} \cdot \frac{dg(\psi)}{d\psi}$  – «условная» амплитуда индуцированного

сигнала,

$I_m$  – амплитуда тока в индукторе,

$W$  – число витков катушки,

$\omega$  – циклическая частота,

$\tau = \mu_0 \gamma d^2$  – характерное время проникновения поля,

$g(\psi) = e^{-\delta_0 \psi} \cdot \sin(\psi)$ ,

$\psi = \omega \cdot t$  – фаза,

$t$  – время,

$$f(x) = \frac{1}{x^2} \cdot \int_{x \frac{R_3}{d}}^{x \frac{R_4}{d}} y \cdot J_1(y) dy.$$

В металле листовой заготовки протекает ток:

$$J_{\phi}^{(\vartheta)}(\psi, r) = -J_m \cdot \int_0^{\infty} f(x) \cdot e^{-x \cdot \left( \frac{3h}{d} + 1 \right)} \cdot \frac{(1 - e^{-x})}{x} J_1\left(x \frac{r}{d}\right) dx. \quad (1.2)$$

В рассматриваемом низкочастотном режиме, как было ранее указано, интегральная действительность сил отталкивания стремится к нулю. При жёстко фиксированном вспомогательном экране на заготовку будет действовать только

сила притяжения. Зависимость для силы притяжения (Ампера) запишем в терминах фазы возбуждающего тока индуктора.

$$F_{attr}(\psi, r) = \mu_0 \cdot J_{\phi}^{(\text{э})}(\psi, r) \cdot J_{\phi}^{(\text{з})}(\psi, r) \cdot \frac{r}{(2h)}. \quad (1.3)$$

Численные оценки проведём для  $I_m = 10$  кА,  $W = 12$ ,  $\omega = 2\pi \cdot 1500$  Гц,  $R_3 = 0,005$  м,  $R_4 = 0,05$  м,  $d = 0,001$  м,  $h = 0,005$  м.

Результаты вычислений представлены на рис. 1.2.

Основным результатом проведенных вычислений является вывод о практической дееспособности «индукторной системы с притягивающим экраном», возбуждаемой низкочастотным полем внешней многовитковой катушки.

При реальных значениях исходных величин амплитуды сил притяжения достигают  $\sim 20$  Атм. Усреднение по площади силового воздействия даёт величину  $\sim 10$  Атм. Следует отметить, что незначительное и вполне реальное для практики увеличение тока индуктора, например, до  $\sim 15$  кА, даёт рост сил притяжения более чем в  $\sim 2$  раза.

Численное обоснование работоспособности предложенной конструкции ИСПЭ с внешним источником магнитного поля следует дополнить модельными экспериментами.

В качестве источника мощности был взят низковольтный генератор токовых импульсов [16]. Источником магнитного поля служил одновитковый индуктор с внутренним и внешним радиусами, соответственно,  $R_1 = 0,07$  м и  $R_2 = 0,075$  м, подключённый к генератору через согласующее устройство, обеспечивающее рабочую частоту  $f \approx 2$  кГц [6].

Листовые металлы – образцы из немагнитной стали с удельной электропроводностью  $\gamma = 0,4 \cdot 10^7$  1/Ом·м и толщиной  $d \approx 0,001$  м. Расстояние

от витка до экрана составляло  $h=0,00015$  м, расстояние между листовыми металлами, соответственно,  $2h=0,0003$  м.

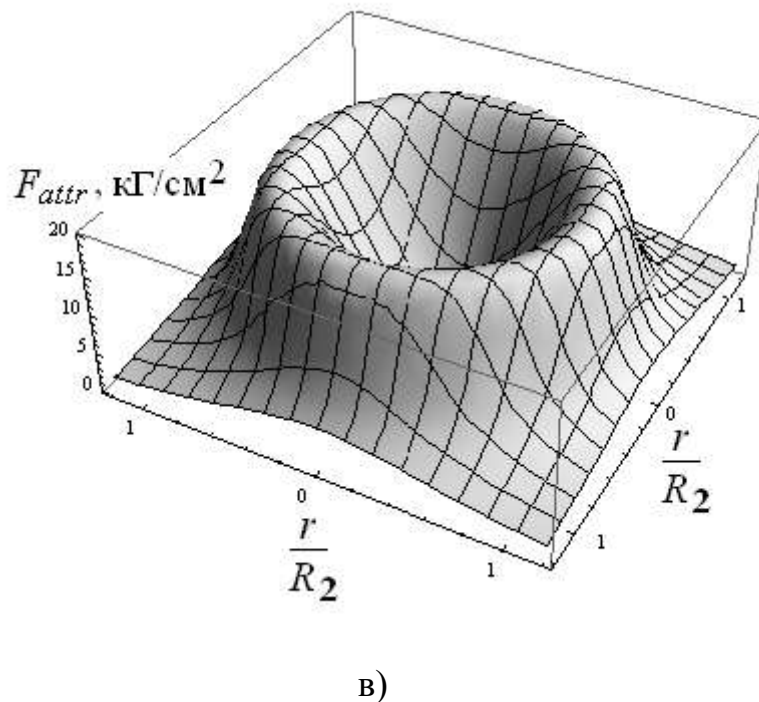
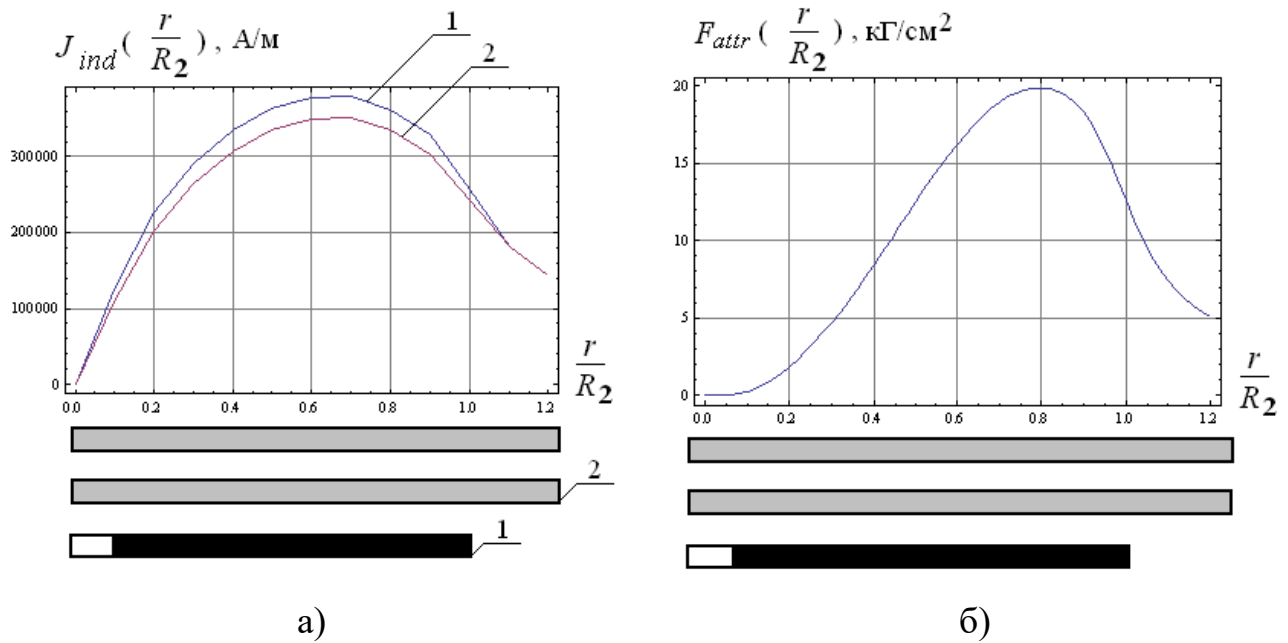


Рис. 1.2. Пространственные распределения возбуждаемых токов и сил притяжения: а – токи, индуцированные в металле вспомогательного экрана – 1 и листовой заготовки – 2; б – радиальное распределение силы притяжения; в – объёмная эпюра пространственного распределения силы притяжения

Радиальное распределение индуцированных токов измерялось по методике, подробно описанной авторами научного издания [6]. Согласно цитируемой работе, с двух сторон вдоль диаметра витка в листовые металлы попарно впаивались электроды, сигналы с каждой пары которых подавались на вход осциллографа. Поскольку прямолинейные участки листовых металлов между электродами можно рассматривать как активные сопротивления, измеряемые сигналы будут пропорциональны индуцированному току.

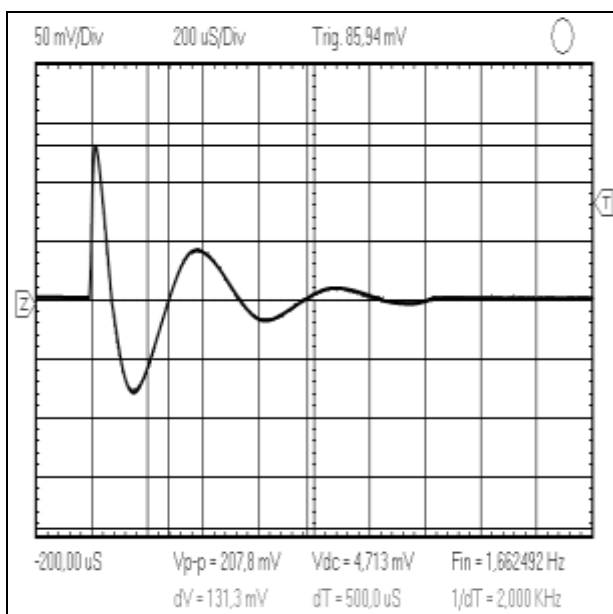
Типичные осциллограммы, иллюстрирующие временные зависимости индуцированных токов –  $j_{ind}(t)$ , даны на рис. 1.3.

Их вид для экспоненциально затухающей формы возбуждающего тока –  $j_{coil}(t)$  означает существование дифференциальной связи типа

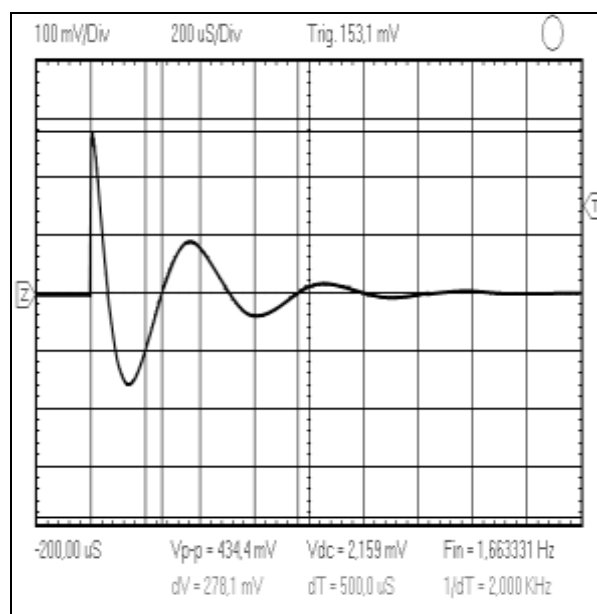
$$j_{ind}(t) \sim \frac{dj_{coil}(t)}{dt},$$

что весьма характерно для электромагнитных процессов при

интенсивном проникновении действующих полей [5...7, 9].



а)



б)

Рис. 1.3. Типичные осциллограммы токов, индуцированных в листовых металлах: а – вспомогательный экран, б – заготовка

Результаты измерений в сравнении с расчётными данными приведены на рис. 1.4.

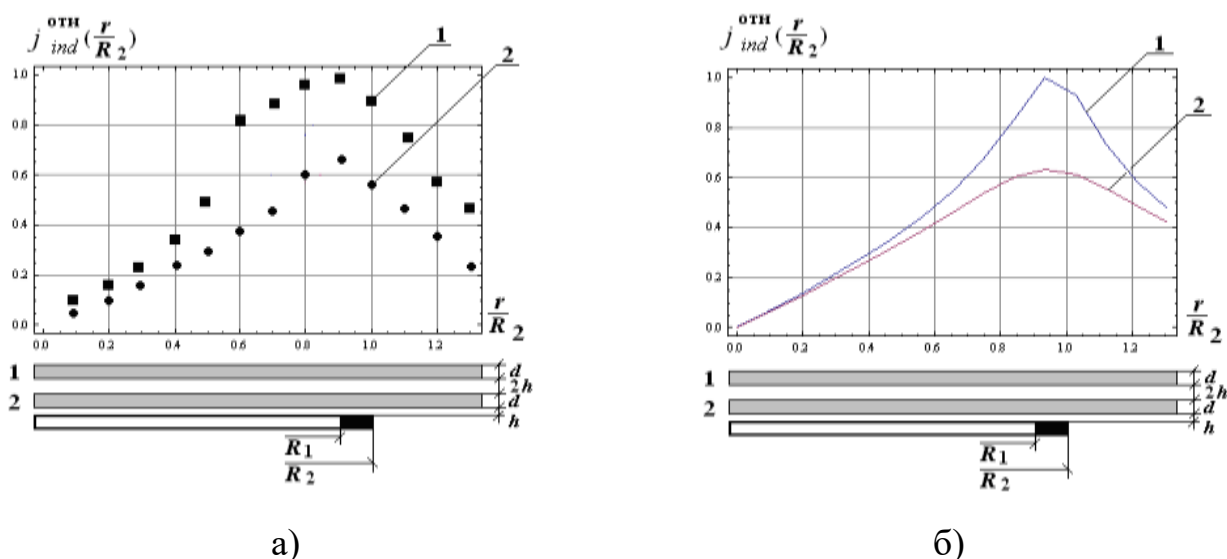


Рис. 1.4. Пространственные распределения токов, индуцированных в металле вспомогательного экрана – 1 и листовой заготовки – 2: а – эксперимент, б – расчёт

Говорить о погрешностях в совпадении численных оценок с измеренными аналогами в данном случае не имеет смысла, поскольку формулы для вычислений были получены для «идеализации», где имеет место «абсолютная прозрачность» листовых металлов для действующих полей. Поэтому совпадение или не совпадение теории и эксперимента здесь должна определяться, в первую очередь, тем, насколько реальность адекватна принятой «идеализации». Но достаточно явное качественное соответствие картин радиального распределения индуцированных токов на рис. 3.1, а и рис. 3.1, б позволяет сделать вывод о достоверности выполненного теоретического обоснования работоспособности предложенного варианта конструкции инструмента для притяжения тонкостенных металлов.

В целом, результаты вычислений и экспериментов свидетельствуют о практической перспективности «индукторных систем с притягивающим экраном» и внешним возбуждением магнитного поля. Тем не менее, для конструирования инструментов данного типа необходимы обязательные оценки

в реальном временном режиме действующих полей. Речь идёт о частотном диапазоне, в котором представленная идеализация «абсолютно прозрачных» экрана и заготовки максимально соответствует реальным электромагнитным процессам. Априори, исходя из физических соображений, можно предположить, что с увеличением рабочих частот будут изменяться временные зависимости индуцированных токов. Это обстоятельство повлечёт за собой снижение действенности сил притяжения и рост сил отталкивания.

Так, в случае «прозрачного» экрана и идеально проводящей заготовки последняя должна испытывать превалирующее действие сил отталкивания. В случае идеально проводящего экрана заготовка вообще не должна испытывать никакого силового воздействия. Данные рассуждения подчёркивают значимость правильного выбора рабочих частот для обеспечения не только реальной, но и эффективной действенности ИСПЭ с внешним источником возбуждающего магнитного поля.

## **1.2. Возбуждаемые токи, поля и силы при произвольных рабочих частотах**

Для определения характеристик электромагнитных процессов в ИСПЭ с внешним возбуждением при произвольных рабочих частотах действующих полей следует обратиться к системе алгебраических уравнений [24, 25], которую необходимо привести к виду, соответствующему постановке рассматриваемой электродинамической задачи. Напомним, что металлы экрана и заготовки полагаем немагнитными с относительной проницаемостью –  $\mu_r \approx 1$ . В такой постановке можно получить оценки сил притяжения по минимуму, поскольку учитывается только закон Ампера и отсутствует составляющая, обусловленная возможными магнитными свойствами листовых металлов. Отсутствие источника поля во внутренней полости системы означает, что  $K_2(p, \lambda) = 0$ . В этом случае совокупность уравнений для определения



неизвестных произвольных постоянных интегрирования в выражениях для компонент вектора возбуждаемых полей принимает следующий вид:

$$\begin{cases} A(p, \lambda) + \frac{K(p, \lambda)}{\lambda} \cdot sh(\lambda h) = B_1(p, \lambda) + B_2(p, \lambda); \\ A(p, \lambda) + \frac{K(p, \lambda)}{\lambda} \cdot ch(\lambda h) = \frac{q(p, \lambda)}{\lambda} \cdot (B_1(p, \lambda) - B_2(p, \lambda)), \end{cases} \quad (1.4)$$

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

$j(p)$  – плотность тока в индукторе,

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

$$\begin{cases} B_1(p, \lambda) \cdot e^{q(p, \lambda) \cdot d} + B_2(p, \lambda) \cdot e^{-q(p, \lambda) \cdot d} = C_1(p, \lambda) + C_2(p, \lambda); \\ \frac{q(p, \lambda)}{\lambda} (B_1(p, \lambda) e^{q(p, \lambda) \cdot d} - B_2(p, \lambda) e^{-q(p, \lambda) \cdot d}) = C_1(p, \lambda) - C_2(p, \lambda). \end{cases} \quad (1.5)$$

$$\begin{cases} C_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda \cdot 2h} + C_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda \cdot 2h} = D_1(p, \lambda) + D_2(p, \lambda); \\ C_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda \cdot 2h} - C_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda \cdot 2h} = \frac{q(p, \lambda)}{\lambda} (D_1(p, \lambda) - D_2(p, \lambda)). \end{cases} \quad (1.6)$$

$$\begin{cases} D_1(p, \lambda) \cdot e^{q(p, \lambda) \cdot d} + D_2(p, \lambda) \cdot e^{-q(p, \lambda) \cdot d} = G(p, \lambda); \\ \frac{q(p, \lambda)}{\lambda} (D_1(p, \lambda) e^{q(p, \lambda) \cdot d} - D_2(p, \lambda) e^{-q(p, \lambda) \cdot d}) = -G(p, \lambda). \end{cases} \quad (1.7)$$

В конечном итоге нас интересуют силовые эффекты. Для их определения необходимо найти напряжённости возбуждаемых полей в металле экрана и заготовки. Соответствующие выражения содержат неизвестные  $B_{1,2}(p, \lambda)$  и  $D_{1,2}(p, \lambda)$ . Поэтому в дальнейшем можно ограничиться отысканием только этих неизвестных. После исключения  $A(p, \lambda)$  и  $G(p, \lambda)$  из уравнений (3.4) – (3.6) получаем «сокращённую» систему:

$$\left\{ \begin{array}{l} B_2(p, \lambda) = -\left( \frac{1 - \alpha(p, \lambda)}{1 + \alpha(p, \lambda)} \right) \cdot B_1(p, \lambda) - \frac{1}{1 + \alpha(p, \lambda)} \cdot \frac{K(p, \lambda)}{\lambda} \cdot e^{-\lambda h}, \\ \left[ B_1(p, \lambda) \cdot e^{q(p, \lambda) \cdot d} \cdot (1 + \alpha(p, \lambda)) + B_2(p, \lambda) \cdot e^{-q(p, \lambda) \cdot d} \cdot (1 - \alpha(p, \lambda)) \right] \cdot e^{2\lambda h} = \\ = D_1(p, \lambda) \cdot (1 + \alpha(p, \lambda)) + D_2(p, \lambda) \cdot (1 - \alpha(p, \lambda)), \\ \left[ B_1(p, \lambda) \cdot e^{q(p, \lambda) \cdot d} \cdot (1 - \alpha(p, \lambda)) + B_2(p, \lambda) \cdot e^{-q(p, \lambda) \cdot d} \cdot (1 + \alpha(p, \lambda)) \right] \cdot e^{-2\lambda h} = \\ = D_1(p, \lambda) \cdot (1 - \alpha(p, \lambda)) + D_2(p, \lambda) \cdot (1 + \alpha(p, \lambda)), \\ D_1(p, \lambda) = -\left( \frac{1 - \alpha(p, \lambda)}{1 + \alpha(p, \lambda)} \right) \cdot e^{-2q(p, \lambda)} \cdot D_2(p, \lambda), \end{array} \right. \quad (1.8)$$

где  $\alpha(p, \lambda) = \frac{q(p, \lambda)}{\lambda}$ .

Уравнения (3.8) с помощью тождественных преобразований приводятся к виду системы относительно двух неизвестных  $B_1(p, \lambda)$  и  $D_2(p, \lambda)$ .

$$\left\{ \begin{array}{l} B_1(p, \lambda) \cdot G_1(p, \lambda) \cdot e^{q(p, \lambda) \cdot d} - D_2(p, \lambda) \cdot G_2(p, \lambda) \cdot e^{-2\lambda h} = \\ = (1 - \alpha(p, \lambda)) \cdot \frac{K(p, \lambda)}{2\lambda} \cdot e^{-\lambda h}, \\ B_1(p, \lambda) \cdot G_2(p, \lambda) \cdot e^{q(p, \lambda) \cdot d} - D_2(p, \lambda) \cdot G_1(p, \lambda) \cdot e^{2\lambda h} = \\ = (1 + \alpha(p, \lambda)) \cdot \frac{K(p, \lambda)}{2\lambda} \cdot e^{-\lambda h}, \end{array} \right. \quad (1.9)$$

где  $G_1(p, \lambda) = (1 + \alpha^2(p, \lambda)) \cdot sh(q(p, \lambda) \cdot d) + 2 \cdot \alpha(p, \lambda) \cdot ch(q(p, \lambda) \cdot d)$ ,

$$G_2(p, \lambda) = (1 - \alpha^2(p, \lambda)) \cdot sh(q(p, \lambda) \cdot d).$$

С помощью соотношений из систем (1.9) и (1.8) находим значения ИСКОМЫХ НЕИЗВЕСТНЫХ.

$$D_1(p, \lambda) = -\frac{K(p, \lambda)e^{-\lambda h}}{2\lambda} \cdot [(1 - \alpha(p, \lambda))G_2(p, \lambda) - (1 + \alpha(p, \lambda))G_1(p, \lambda)] \times \\ \times \frac{e^{-2q(p, \lambda)d}}{\Delta(p, \lambda)} \cdot \left( \frac{1 - \alpha(p, \lambda)}{1 + \alpha(p, \lambda)} \right), \quad (1.10)$$

где  $\Delta(p, \lambda) = G_1^2(p, \lambda) \cdot e^{2\lambda h} - G_2^2(p, \lambda) \cdot e^{-2\lambda h}$ .

$$D_2(p, \lambda) = \frac{K(p, \lambda)e^{-\lambda h}}{2\lambda} \cdot [(1 - \alpha(p, \lambda))G_2(p, \lambda) - (1 + \alpha(p, \lambda))G_1(p, \lambda)] \times \\ \times \frac{1}{\Delta(p, \lambda)}, \quad (1.11)$$

$$B_1(p, \lambda) = \frac{K(p, \lambda)e^{-\lambda h}}{2\lambda} \left[ (1 - \alpha(p, \lambda))G_1(p, \lambda)e^{2\lambda h} - (1 + \alpha(p, \lambda))G_2(p, \lambda)e^{-2\lambda h} \right] \times \\ \times \frac{e^{-q(p, \lambda)d}}{\Delta(p, \lambda)}. \quad (1.12)$$

$$B_2(p, \lambda) = -\frac{K(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda h}}{2\lambda(1 + \alpha(p, \lambda))} \left[ 2 + (1 - \alpha(p, \lambda)) \left[ (1 - \alpha(p, \lambda))G_1(p, \lambda)e^{2\lambda h} - \right. \right. \\ \left. \left. - (1 + \alpha(p, \lambda))G_2(p, \lambda)e^{-2\lambda h} \right] \cdot \frac{e^{-q(p, \lambda)d}}{\Delta(p, \lambda)} \right]. \quad (1.13)$$

Найденные коэффициенты следует подставить в общие интегралы для напряжённостей электрического и магнитного полей, возбуждаемых в металле листового вспомогательного экрана и листовой заготовки, соответственно [23].

В дальнейших расчётах, в первую очередь, нам понадобятся выражения для индуцированных токов. Поэтому найденные зависимости для напряжённостей электрического поля помножим на удельную электропроводность металла экрана и заготовки. Результат проинтегрируем по переменной, связанной с их толщиной.

Выполнив обратное интегральное преобразование Фурье-Бесселя, после тождественных преобразований получим аналитические зависимости, необходимые для проведения численных оценок.

В металле вспомогательного экрана возбуждается ток с линейной плотностью:

$$J_{\phi}^{(3)}(p, r) = -\gamma\mu_0 \cdot \int_0^{\infty} f(\lambda) \cdot e^{-\lambda h} \cdot \frac{p \cdot j(p)}{q(p, \lambda) \cdot (1 + \alpha(p, \lambda))} \times \\ \times \left[ \left( 1 - e^{-q(p, \lambda) \cdot d} \right) - \frac{G_3(p, \lambda) \cdot e^{-q(p, \lambda) \cdot d}}{\Delta(p, \lambda)} \right] \cdot J_1(\lambda \cdot r) d\lambda, \quad (1.14)$$

где  $G_3(p, \lambda) = (1 - \alpha(p, \lambda)) \cdot G_1(p, \lambda) \cdot e^{2\lambda h} - (1 + \alpha(p, \lambda)) \cdot G_2(p, \lambda) \cdot e^{-2\lambda h}$ .

Индуцированный ток в металле листовой заготовки описывается выражением:

$$J_{\phi}^{(3)}(p, r) = 2\gamma \cdot \mu_0 \cdot \int_0^{\infty} \frac{f(\lambda) \cdot e^{-\lambda h}}{\lambda} \cdot p \cdot j(p) \times \\ \times \frac{\left[ 1 - (ch(q(p, \lambda) \cdot d) + \alpha(p, \lambda) \cdot sh(q(p, \lambda) \cdot d)) \right]}{\Delta(p, \lambda)} \cdot J_1(\lambda r) d\lambda. \quad (1.15)$$

Двумерное пространственное распределение тока, индуцированного в металле листовой заготовки, требует отдельного внимания. Данная зависимость будет необходима при вычислении сил, препятствующих притяжению заготовки. Напомним, что соотношение сил притяжения и отталкивания должно определять действенность исследуемой «индукторной системы с притягивающим экраном» и внешним возбуждением магнитного поля.

Получим формулу для  $L$ -образа плотности тока, индуцированного в металле заготовки.

$$j_{\varphi}^{(3)}(p, r, \zeta) = \gamma \cdot E_{\varphi}^{(3)}(p, r, \zeta) = 2 \left( \frac{\gamma \mu_0}{d} \right) \int_0^{\infty} \frac{f(\lambda) e^{-\lambda h}}{\lambda} J_1(\lambda r) \left( p j(p) \frac{Q(p, \lambda, \zeta)}{\Delta(p, \lambda)} \right) d\lambda, \quad (1.16)$$

$$\text{где } Q(p, \lambda, \zeta) = (q(p, \lambda) d) \left[ \operatorname{sh} \left( (q(p, \lambda) d) \left( \frac{\zeta}{d} - 1 \right) \right) - \alpha(p, \lambda) \operatorname{ch} \left( (q(p, \lambda) d) \left( \frac{\zeta}{d} - 1 \right) \right) \right].$$

Достоверность формул (1.14, 1.15) можно проверить предельным переходом к аналогичным зависимостям для низкочастотного режима.

Выполним этот переход, когда  $q(p, \lambda) \rightarrow \lambda$ .

Соответственно из (1.14, 1.15) находим токи, индуцированные:

а) в металле вспомогательного экрана:

$$J_{\varphi}^{(3)}(t, r) = -J_m(t) \cdot \int_0^{\infty} f(\lambda) \cdot \frac{e^{-\lambda h} (1 - e^{-\lambda d})}{\lambda} J_1(\lambda \cdot r) d\lambda, \quad (1.17)$$

$$\text{где } J_m(t) = \frac{\tau}{2d^2} \cdot \frac{dj(t)}{dt};$$

б) в металле листовой заготовки:

$$J_{\varphi}^{(3)}(t, r) = -J_m(t) \cdot \int_0^{\infty} f(\lambda) \cdot \frac{e^{-\lambda(3h+d)} (1 - e^{-\lambda d})}{\lambda} J_1(\lambda \cdot r) d\lambda. \quad (1.18)$$

Полученные зависимости (1.17, 1.18) для индуцированных токов полностью согласуются с аналогичными выражениями (1.1, 1.2), что подтверждает достоверность найденных результатов.

Тангенциальная компонента напряжённости магнитного поля в металле листовой заготовки будет равна:

$$H_r^{(3)}(p, r, \zeta) = 2 \cdot j(p) \cdot \int_0^{\infty} \frac{f(\lambda) \cdot e^{-\lambda h}}{\lambda} \times \\ \times \frac{q^2(p, \lambda) \cdot [ch(q(p, \lambda) \cdot (\zeta - d)) - \alpha(p, \lambda) \cdot sh(q(p, \lambda) \cdot (\zeta - d))]}{\Delta(p, \lambda)} \cdot J_1(\lambda r) d\lambda. \quad (1.19)$$

Для выполнения численных оценок в полученных выражениях для возбуждаемых токов и полей следует выполнить обратное преобразование Лапласа.

Поля и токи в пространстве оригиналов. Начнём с зависимости (1.14). Перепишем её в следующем виде:

$$J_{\varphi}^{(3)}(p, r) = \int_0^{\infty} f(\lambda) \cdot e^{-\lambda h} \cdot W(p, \lambda) \cdot \lambda^2 \cdot J_1(\lambda \cdot r) d\lambda, \quad (1.20)$$

где  $W(p, \lambda) = (p \cdot j(p)) \cdot \frac{A(p, \lambda)}{B(p, \lambda)},$

$$A(p, \lambda) = \left(1 - \frac{q(p, \lambda)}{\lambda}\right) \cdot \frac{(\Delta(p, \lambda) - [\Delta(p, \lambda) + G_3(p, \lambda)] \cdot e^{-q(p, \lambda) \cdot d})}{q(p, \lambda)},$$

$$B(p, \lambda) = \Delta(p, \lambda).$$

Согласно теореме об оригинале дроби можно записать [14]:

$$W(p, \lambda) = (p \cdot j(p)) \cdot \frac{A(p, \lambda)}{B(p, \lambda)} \Leftrightarrow W(t, \lambda), \quad (1.21)$$

$$\text{где } W(t, \lambda) = \sum_k \left( \frac{A(p, \lambda)}{dB(p, \lambda)} \right) \Big|_{p=p_k} \cdot \left[ \frac{dj(t)}{dt} * e^{p_k \cdot t} \right],$$

$p_k$  – корни уравнения  $B(p_k, \lambda) = 0$ .

С учётом (1.21) выражение для оригинала линейной плотности тока в металле вспомогательного экрана принимает вид:

$$J_{\varphi}^{(\vartheta)}(t, r) = \int_0^{\infty} f(\lambda) \cdot e^{-\lambda h} \cdot \lambda^2 \cdot J_1(\lambda \cdot r) \cdot \sum_k \left( \frac{A(p, \lambda)}{dB(p, \lambda)} \right) \Big|_{p=p_k} \cdot \left[ \frac{dj(t)}{dt} * e^{p_k \cdot t} \right] d\lambda. \quad (1.22)$$

Для удобства в дальнейших вычислениях в формуле (1.22) введём новые переменные.

$$J_{\varphi}^{(\vartheta)}(t, r) = \int_0^{\infty} f(x) \cdot e^{-x \frac{h}{d}} \cdot J_1\left(x \cdot \frac{r}{d}\right) \cdot \sum_k \left( \frac{A(x, y, p)}{dB(x, y, p)} \right) \Big|_{p=p_k} \cdot \left[ \frac{dj(t)}{dt} * e^{p_k \cdot t} \right] dx, \quad (1.23)$$

где  $x = \lambda \cdot d$ ;

$$f(x) = \frac{1}{x^2} \cdot \int_{\left(x \cdot \frac{R_1}{d}\right)}^{\left(x \cdot \frac{R_2}{d}\right)} \alpha \cdot J_1(\alpha) d\alpha;$$

$$B(x, y) = \Delta(p, \lambda) = G_1^2(x, y) \cdot e^{2x \frac{h}{d}} - G_2^2(x, y) \cdot e^{-2x \frac{h}{d}};$$

$$y = q(p, \lambda) \cdot d = \sqrt{x^2 + p \cdot \tau};$$

$$G_1(x, y) = \left(1 + \left(\frac{y}{x}\right)^2\right) \cdot sh(y) + 2 \cdot \left(\frac{y}{x}\right) \cdot ch(y); G_2(x, y) = \left(1 - \left(\frac{y}{x}\right)^2\right) \cdot sh(y);$$

$$A(x, y, p) = x^2 \cdot \left(1 - \frac{y}{x}\right) \cdot \frac{\left(B(x, y) - [B(x, y) + G_3(x, y)] \cdot e^{-y}\right)}{y};$$

$$G_3(x, y) = \left(1 - \left(\frac{y}{x}\right)\right) \cdot G_1(x, y) \cdot e^{2x \frac{h}{d}} - \left(1 + \left(\frac{y}{x}\right)\right) \cdot G_2(x, y) \cdot e^{-2x \frac{h}{d}}.$$

Приведём выражение (1.23) к виду, пригодному для практических вычислений. Начнём с определения корней уравнения  $B(p_k, \lambda) = 0$ . В терминах переменных зависимости (1.23) это уравнение запишется в виде:

$$B(x, y) = \Delta(p, \lambda) = G_1^2(x, y) \cdot e^{2x \frac{h}{d}} - G_2^2(x, y) \cdot e^{-2x \frac{h}{d}} = 0. \quad (1.24)$$

Переменную  $y = q(p, \lambda) \cdot d = \sqrt{x^2 + p \cdot \tau}$  представим как мнимую величину:

$$y = i \cdot \beta_k, \quad (1.25)$$

где  $i = \sqrt{-1}$  – мнимая единица,

$\tau = \mu_0 \gamma d^2$  – характерное время диффузии поля в металл листовой заготовки толщиной  $d$  с удельной электропроводностью  $\gamma$  и магнитной проницаемостью  $\mu_0$ .

Вычисления в выражении (1.24) с учётом (1.25) приводят к следующим результатам.



$$\begin{cases} G_1(x, y)|_{y=i\beta_k} = i \cdot S_1(x, \beta_k), \\ G_2(x, y)|_{y=i\beta_k} = i \cdot S_2(x, \beta_k), \end{cases} \quad (1.26)$$

где  $S_1(x, \beta_k) = \left[ \left( 1 - \frac{\beta_k^2}{x^2} \right) \cdot \sin \beta_k + 2 \cdot \frac{\beta_k}{x} \cdot \cos \beta_k \right],$

$$S_2(x, \beta_k) = \left[ \left( 1 + \frac{\beta_k^2}{x^2} \right) \cdot \sin \beta_k \right].$$

После подстановки выражений (1.26) уравнение (1.24) в терминах действительных величин принимает вид:

$$B(x, y)|_{y=i\beta_k} = -S_1^2(x, \beta_k) \cdot e^{2x \frac{h}{d}} + S_2^2(x, \beta_k) \cdot e^{-2x \frac{h}{d}} = 0. \quad (1.27)$$

Из (1.24) следует уравнение для величин  $\beta_k$ :

$$(2 \cdot x \cdot \beta_k) \cdot \operatorname{ctg}(\beta_k) = \left( \pm e^{-2x \frac{h}{d}} \cdot [x^2 + \beta_k^2] - [x^2 - \beta_k^2] \right). \quad (1.28)$$

Как следует из (1.28) и представления (1.25), корнями уравнения (1.28) являются простые, отличные от нуля полюсы  $-p_k$ :

$$p_k = - \left( x^2 + \beta_k^2 \right) \cdot \frac{1}{\tau}, \quad k = 0, \pm 1, 2, \dots \quad (1.29)$$

Далее, подставляя  $y = i\beta_k$ , выделим действительную и мнимую части в выражении для  $G_3(x, y)$  (формула (1.23)).

$$G_3(x, y)|_{y=i\beta_k} = \frac{1}{x} \cdot \left[ (\beta_k + ix) \cdot S_1(x, \beta_k) \cdot e^{2x \frac{h}{d}} + (\beta_k - ix) \cdot S_2(x, \beta_k) \cdot e^{-2x \frac{h}{d}} \right]. \quad (1.30)$$

Далее, с учётом (1.27), (1.29) и (1.30) получаем зависимость для  $A(x, y, p)$  в формуле (1.23):

$$\begin{aligned} A(x, y = i\beta_k, p = p_k) &= -(x - y) \cdot \frac{G_3(x, y) \cdot e^{-y}}{(y \cdot x)} \Big|_{y=i\beta_k, p=p_k} = \\ &= -\frac{1}{x} \cdot \left[ S_3(x, \beta_k) + i \cdot 2 \cdot S_1(x, \beta_k) \cdot e^{2x \frac{h}{d}} \right] \cdot e^{-i\beta_k}. \end{aligned} \quad (1.31)$$

В выражении (1.31) первое алгебраическое слагаемое описывается следующим соотношением.

$$S_3(x, \beta_k) = \frac{\left[ (\beta_k^2 - x^2) \cdot S_1(x, \beta_k) \cdot e^{2x \frac{h}{d}} + (\beta_k^2 + x^2) \cdot S_2(x, \beta_k) \cdot e^{-2x \frac{h}{d}} \right]}{(\beta_k \cdot x)}. \quad (1.32)$$

Далее,

$$\frac{dB(x, y)}{dp} \Big|_{p=p_k} = \frac{\tau}{\beta_k} \cdot F_1(x, \beta_k), \quad (1.33)$$

$$\text{где } F_1(x, \beta_k) = \left( F_2(x, \beta_k) \cdot e^{2x \frac{h}{d}} - F_3(x, \beta_k) \cdot e^{-2x \frac{h}{d}} \right),$$

$$F_2(x, \beta_k) = S_1(x, \beta_k) \cdot \left[ \left( 1 + \frac{2}{x} - \frac{\beta_k^2}{x^2} \right) \cdot \cos \beta_k - 2 \cdot \frac{\beta_k}{x} \cdot \left( 1 + \frac{1}{x} \right) \cdot \sin \beta_k \right],$$

$$F_3(x, \beta_k) = S_2(x, \beta_k) \cdot \left[ \left( 1 + \frac{\beta_k^2}{x^2} \right) \cdot \cos \beta_k + 2 \cdot \frac{\beta_k}{x^2} \cdot \sin \beta_k \right].$$

Первый множитель под знаком суммы в выражении (1.23) с учётом найденных зависимостей (1.32) и (1.33) преобразуется к виду:

$$\left( \frac{A(x, y, p)}{dB(x, y, p)} \right) \Bigg|_{p=p_k} = \frac{\beta_k}{x \cdot (\beta_k^2 + x^2)} \cdot \frac{\left[ S_3(x, \beta_k) + i \cdot 2 \cdot S_1(x, \beta_k) \cdot e^{2x \frac{h}{d}} \right]}{F_1(x, \beta_k)} \cdot e^{-i\beta_k}. \quad (1.34)$$

Для удобства в дальнейших вычислениях в формуле (1.34) следует выделить действительную и мнимую части.

$$\left( \frac{A(x, y, p)}{dB(x, y, p)} \right) \Bigg|_{p=p_k} = [F_4(x, \beta_k) + i \cdot F_5(x, \beta_k)], \quad (1.35)$$

$$\text{где } F_4(x, \beta_k) = \frac{\beta_k \cdot \left( S_3(x, \beta_k) \cdot \cos \beta_k + 2 \cdot S_2(x, \beta_k) \cdot e^{2x \frac{h}{d}} \cdot \sin \beta_k \right)}{x \cdot \left( 1 + \frac{\beta_k^2}{x^2} \right) \cdot F_1(x, \beta_k)},$$

$$F_5(x, \beta_k) = \frac{\beta_k \cdot \left( 2 \cdot S_2(x, \beta_k) \cdot e^{2x \frac{h}{d}} \cdot \cos \beta_k - S_3(x, \beta_k) \cdot \sin \beta_k \right)}{x \cdot \left( 1 + \frac{\beta_k^2}{x^2} \right) \cdot F_1(x, \beta_k)}.$$

Уравнению (1.26) удовлетворяет пара корней  $\pm \beta_k$ . Как показывает анализ, относительно « $\beta_k$ » имеют место зависимости –  $F_4(x, (-\beta_k)) = F_4(x, (+\beta_k))$  и  $F_5(x, (-\beta_k)) = -F_5(x, (+\beta_k))$ .

С учётом вида функций  $F_{4,5}(x, \beta_k)$  для пары корней  $\pm \beta_k$  сумма выражений (1.35) приводит к следующему результату:

$$\left( \frac{\frac{A(x, y, p)}{dB(x, y, p)}}{dp} \right) \Big|_{\beta=+\beta_k, p=p_k} + \left( \frac{\frac{A(x, y, p)}{dB(x, y, p)}}{dp} \right) \Big|_{\beta=-\beta_k, p=p_k} = 2 \cdot F_4(x, \beta_k), \quad (1.36)$$

Подставляя (1.36) в зависимость (1.33), получаем окончательное выражение для линейной плотности тока, индуцированного в металле вспомогательного экрана:

$$J_{\varphi}^{(\vartheta)}(t, r) = \int_0^{\infty} f(x) \cdot e^{-x \frac{h}{d}} J_1 \left( x \frac{r}{d} \right) \cdot \sum_{k=0}^{\infty} a(k) \cdot F_4(x, \beta_k) \cdot \left[ \frac{dj(t)}{dt} * e^{-(x^2 + \beta_k^2) \frac{t}{\tau}} \right] dx, \quad (1.37)$$

$$\text{где } a(k) = \begin{cases} 0.5, & k = 0; \\ 1.0, & k = 1, 2, \dots \end{cases}.$$

Суммирование в выражении (1.37) ведётся только по положительным значениям корней уравнения (1.26) –  $\beta_k$ .

Аналогичным образом найдём оригинал выражения для линейной плотности тока, индуцированного в металле листовой заготовки.

Выражение (1.15) перепишем в виде:

$$J_{\Phi}^{(3)}(p, r) = 2\gamma \cdot \mu_0 \cdot \int_0^{\infty} \frac{f(\lambda) \cdot e^{-\lambda h}}{\lambda} \cdot \left( p \cdot j(p) \cdot \frac{M(p, \lambda)}{B(p, \lambda)} \right) \cdot J_1(\lambda r) d\lambda, \quad (1.38)$$

где  $M(p, \lambda) = \left[ 1 - \left( ch(q(p, \lambda) \cdot d) + \frac{(q(p, \lambda) \cdot d)}{(\lambda \cdot d)} \cdot sh(q(p, \lambda) \cdot d) \right) \right]$ ,

$$B(p, \lambda) = \Delta(p, \lambda).$$

Согласно теореме об оригинале дроби можно записать, что

$$\left( p \cdot j(p) \cdot \frac{M(p, \lambda)}{B(p, \lambda)} \right) \Leftrightarrow \sum_k \left( \frac{M(p, \lambda)}{dB(p, \lambda)} \right) \Bigg|_{p=p_k} \cdot \left[ \frac{dj(t)}{dt} * e^{p_k \cdot t} \right], \quad (1.39)$$

где  $p_k$  – корни уравнения  $B(p_k, \lambda) = 0$ ,

$$p_k = - \left( x^2 + \beta_k^2 \right) \cdot \frac{1}{\tau}, \quad k = 0, \pm 1, 2, \dots \dots \text{из соотношений (1.29), где величины}$$

$\beta_k$  удовлетворяют уравнению (1.28).

С учётом (1.39) выражение для оригинала линейной плотности тока в металле листовой заготовки принимает вид:

$$J_{\Phi}^{(3)}(t, r) = 2\gamma \cdot \mu_0 \int_0^{\infty} \frac{f(\lambda)}{\lambda} \cdot e^{-\lambda h} J_1(\lambda \cdot r) \cdot \sum_k \left( \frac{M(p, \lambda)}{dB(p, \lambda)} \right) \Bigg|_{p=p_k} \left[ \frac{dj(t)}{dt} * e^{p_k \cdot t} \right] d\lambda. \quad (1.40)$$

Для удобства в дальнейших вычислениях в формуле (3.40) введём новые переменные.

$$J_{\Phi}^{(3)}(t, r) = 2\tau \cdot \int_0^{\infty} \frac{f(x)}{x} \cdot e^{-x \frac{h}{d}} J_1\left(x \frac{r}{d}\right) \sum_k \left( \frac{M(x, y, p)}{\frac{dB(x, y, p)}{dp}} \right) \Bigg|_{p=p_k} \left[ \frac{dj(t)}{dt} * e^{p_k t} \right] dx, \quad (1.41)$$

где  $\tau = \mu_0 \gamma d^2$  – характерное время диффузии поля в металл листовой заготовки толщиной  $d$  с удельной электропроводностью  $\gamma$  и магнитной проницаемостью  $\mu_0$ ,

$$x = \lambda \cdot d;$$

$$f(x) = \frac{1}{x^2} \cdot \int_{\left(x \cdot \frac{R_1}{d}\right)}^{\left(x \cdot \frac{R_2}{d}\right)} \alpha \cdot J_1(\alpha) d\alpha;$$

$$B(x, y) = \Delta(p, \lambda) = G_1^2(x, y) \cdot e^{2x \frac{h}{d}} - G_2^2(x, y) \cdot e^{-2x \frac{h}{d}};$$

$$y = q(p, \lambda) \cdot d = \sqrt{x^2 + p \cdot \tau};$$

$$G_1(x, y) = \left( 1 + \left( \frac{y}{x} \right)^2 \right) \cdot sh(y) + 2 \cdot \left( \frac{y}{x} \right) \cdot ch(y); \quad G_2(x, y) = \left( 1 - \left( \frac{y}{x} \right)^2 \right) \cdot sh(y);$$

$$M(x, y, p) = \left[ 1 - \left( ch(y) + \frac{y}{x} \cdot sh(y) \right) \right];$$

$$G_3(x, y) = \left( 1 - \left( \frac{y}{x} \right) \right) \cdot G_1(x, y) \cdot e^{2x \frac{h}{d}} - \left( 1 + \left( \frac{y}{x} \right) \right) \cdot G_2(x, y) \cdot e^{-2x \frac{h}{d}}.$$

Преобразуем выражение (1.41). Начнём с числителя под знаком суммы –  $M(x, y, p)$ . После подстановки  $\{y = i\beta_k, p = p_k\}$  получим, что

$$M(x, \beta_k) = \left[ 1 - \left( \cos \beta_k - \frac{\beta_k}{x} \cdot \sin \beta_k \right) \right]. \quad (1.42)$$

Все последующие зависимости, необходимые для выполнения математических преобразований, скомпонуем из формул в (1.26), (1.31...1.33).

$$\left. \frac{dB(x, y)}{dp} \right|_{p=p_k} = \frac{\tau}{\beta_k} \cdot F_1(x, \beta_k), \quad (1.43)$$

$$\text{где } F_1(x, \beta_k) = \left( F_2(x, \beta_k) \cdot e^{2x \frac{h}{d}} - F_3(x, \beta_k) \cdot e^{-2x \frac{h}{d}} \right),$$

$$F_2(x, \beta_k) = S_1(x, \beta_k) \cdot \left[ \left( 1 + \frac{2}{x} - \frac{\beta_k^2}{x^2} \right) \cdot \cos \beta_k - 2 \cdot \frac{\beta_k}{x} \cdot \left( 1 + \frac{1}{x} \right) \cdot \sin \beta_k \right],$$

$$F_3(x, \beta_k) = S_2(x, \beta_k) \cdot \left[ \left( 1 + \frac{\beta_k^2}{x^2} \right) \cdot \cos \beta_k + 2 \cdot \frac{\beta_k}{x^2} \cdot \sin \beta_k \right],$$

$$S_1(x, \beta_k) = \left[ \left( 1 - \frac{\beta_k^2}{x^2} \right) \cdot \sin \beta_k + 2 \cdot \frac{\beta_k}{x} \cdot \cos \beta_k \right],$$

$$S_2(x, \beta_k) = \left[ \left( 1 + \frac{\beta_k^2}{x^2} \right) \cdot \sin \beta_k \right].$$

Зависимости (1.32) и (1.33) подставим в (1.31). После необходимых тождественных преобразований получим аналитическую зависимость для линейной плотности тока, индуцированного в металле листовой заготовки.

$$J_{\varphi}^{(3)}(t, r) = \int_0^{\infty} \frac{f(x)}{x} \cdot e^{-x \frac{h}{d}} J_1 \left( x \frac{r}{d} \right) \sum_{k=0}^{\infty} a(k) \cdot \frac{\beta_k \cdot M(x, \beta_k)}{F_1(x, \beta_k)} \cdot \left[ \frac{dj(t)}{dt} * e^{-(x^2 + \beta_k^2) \frac{t}{\tau}} \right] dx. \quad (1.44)$$

Аналогичным образом вычислим оригинал выражения (1.19).  
Полученный результат будет описывать пространственно-временное распределение тангенциальной компоненты напряжённости магнитного поля, возбуждаемого в металле листовой заготовки.

Выражение (1.19) с сохранением обозначений в формуле (1.41) перепишем в виде:

$$H_r^{(3)}(p, r, \zeta) = 2 \cdot \int_0^{\infty} \frac{f(x)}{x} \cdot e^{-x \frac{h}{d}} J_1\left(x \frac{r}{d}\right) \cdot \left( j(p) \cdot \frac{N(x, y, \zeta)}{B(x, y)} \right) dx, \quad (1.45)$$

где  $x = \lambda \cdot d$ ;

$$f(x) = \frac{1}{x^2} \cdot \int_{\left(x \cdot \frac{R_1}{d}\right)}^{\left(x \cdot \frac{R_2}{d}\right)} \alpha \cdot J_1(\alpha) d\alpha;$$

$$y = q(p, \lambda) \cdot d = \sqrt{x^2 + p \cdot \tau};$$

$$N(x, y, \zeta) = y^2 \left[ ch\left(y \cdot \left(\frac{\zeta}{d} - 1\right)\right) - \left(\frac{y}{x}\right) sh\left(y \cdot \left(\frac{\zeta}{d} - 1\right)\right) \right],$$

$$B(x, y) = \Delta(p, \lambda) = G_1^2(x, y) \cdot e^{2x \frac{h}{d}} - G_2^2(x, y) \cdot e^{-2x \frac{h}{d}}.$$

Согласно теореме об оригинале дроби зависимость (1.45) в пространстве оригиналов принимает вид:

$$H_r^{(3)}(t, r, \zeta) = 2 \cdot \int_0^{\infty} \frac{f(x)}{x} \cdot e^{-x \frac{h}{d}} J_1\left(x \frac{r}{d}\right) \cdot \sum_k \left( \frac{N(x, y, \zeta)}{\frac{dB(x, y)}{dp}} \right) \Bigg|_{p=p_k} \cdot [j(t) * e^{p_k t}] dx. \quad (1.46)$$



Преобразуем выражение (1.46). Начнём с числителя под знаком суммы –  $N(x, y, \zeta)$ . После подстановки  $\{y = i\beta_k, p = p_k\}$  получим, что

$$N(x, \beta_k, \zeta) = \beta_k^2 \cdot \left[ \cos\left(\beta_k \cdot \left(\frac{\zeta}{d} - 1\right)\right) + \left(\frac{\beta_k}{x}\right) \cdot \sin\left(\beta_k \cdot \left(\frac{\zeta}{d} - 1\right)\right) \right]. \quad (1.47)$$

Все последующие зависимости, необходимые для выполнения математических преобразований, выпишем из (1.33).

$$\left. \frac{dB(x, y)}{dp} \right|_{p=p_k} = \frac{\tau}{\beta_k} \cdot F_1(x, \beta_k), \quad (1.48)$$

где  $F_1(x, \beta_k) = \left( F_2(x, \beta_k) \cdot e^{2x \frac{h}{d}} - F_3(x, \beta_k) \cdot e^{-2x \frac{h}{d}} \right),$

$$F_2(x, \beta_k) = S_1(x, \beta_k) \cdot \left[ \left( 1 + \frac{2}{x} - \frac{\beta_k^2}{x^2} \right) \cdot \cos \beta_k - 2 \cdot \frac{\beta_k}{x} \cdot \left( 1 + \frac{1}{x} \right) \cdot \sin \beta_k \right],$$

$$F_3(x, \beta_k) = S_2(x, \beta_k) \cdot \left[ \left( 1 + \frac{\beta_k^2}{x^2} \right) \cdot \cos \beta_k + 2 \cdot \frac{\beta_k}{x^2} \cdot \sin \beta_k \right],$$

$$S_1(x, \beta_k) = \left[ \left( 1 - \frac{\beta_k^2}{x^2} \right) \cdot \sin \beta_k + 2 \cdot \frac{\beta_k}{x} \cdot \cos \beta_k \right],$$

$$S_2(x, \beta_k) = \left[ \left( 1 + \frac{\beta_k^2}{x^2} \right) \cdot \sin \beta_k \right].$$

Выражения (1.47) и (1.48) подставим в (1.46). После необходимых тождественных преобразований получим аналитическую зависимость для тангенциальной компоненты напряжённости возбуждаемого магнитного поля.

$$H_r^{(3)}(t, r, \zeta) = \frac{1}{\tau} \int_0^{\infty} \frac{f(x)}{x} e^{-x \frac{h}{d}} J_1\left(x \frac{r}{d}\right) \sum_{k=0}^{\infty} a(k) \frac{\beta_k N(x, \beta_k, \zeta)}{F_1(x, \beta_k)} \left[ j(t) * e^{-\left(x^2 + \beta_k^2\right) \frac{t}{\tau}} \right] dx. \quad (1.49)$$

Последнее, что необходимо для исследования силовых эффектов, это оригинал выражения для двумерной плотности тока, индуцируемого в металле листовой заготовки.

Сохранив все основные обозначения в предыдущих зависимостях, представим формулу (1.16) в виде, удобном для выполнения обратного преобразования Лапласа.

$$j_{\phi}^{(3)}(p, r, \zeta) = 2 \left( \frac{\tau}{d} \right) \cdot \int_0^{\infty} \frac{f(x) \cdot e^{-x \frac{h}{d}}}{x} \cdot J_1\left(x \frac{r}{d}\right) \cdot \left( p \cdot j(p) \cdot \frac{Q(x, y, \zeta)}{B(x, y)} \right) dx, \quad (1.50)$$

$$\text{где } Q(x, y, \zeta) = y \cdot \left[ sh\left(y \cdot \left(\frac{\zeta}{d} - 1\right)\right) - \frac{y}{x} \cdot ch\left(y \cdot \left(\frac{\zeta}{d} - 1\right)\right) \right].$$

Не повторяя математических преобразований, выполненных и подробно описанных ранее, запишем выражение для оригинала зависимости (1.50).

$$j_{\phi}^{(3)}(t, r, \zeta) = 2 \left( \frac{\tau}{d} \right) \int_0^{\infty} \frac{f(x) e^{-x \frac{h}{d}}}{x} J_1\left(x \frac{r}{d}\right) \left( \sum_k \frac{Q(x, y, \zeta)}{\frac{dB(x, y)}{dp}} \bigg|_{p=p_k} \frac{dj(t)}{dy} * e^{p_k \cdot t} \right) dx. \quad (1.51)$$

Далее, в числитель дроби под знаком суммы подставим  $\{y = i\beta_k, p = p_k\}$ . В знаменателе дроби выражения (1.51) выполним предписанные математические операции.

Сохраняя основные обозначения в (1.48), получим формулу для объёмной плотности тока, индуцированного в металле листовой заготовки.

$$j_{\varphi}^{(3)}(t, r, \zeta) = \frac{1}{d} \int_0^{\infty} \frac{f(x) e^{-x \frac{h}{d}}}{x} J_1 \left( x \frac{r}{d} \right) \sum_{k=0}^{\infty} a(k) \frac{\beta_k Q(x, \beta_k, \zeta)}{F_1(x, \beta_k)} \left[ \frac{dj(t)}{dt} * e^{-\left(x^2 + \beta_k^2\right) \frac{t}{\tau}} \right] dx, \quad (1.52)$$

$$\text{где } Q(x, \beta_k, \zeta) = \beta_k \cdot \left[ \sin \left( \beta_k \cdot \left( \frac{\zeta}{d} - 1 \right) \right) - \left( \frac{\beta_k}{x} \right) \cdot \cos \left( \beta_k \cdot \left( \frac{\zeta}{d} - 1 \right) \right) \right].$$

Перейдём к вычислению возбуждаемых сил. Вспомогательный экран закреплён жёстко, действующие электродинамические усилия оставляют его неподвижным.

Листовая заготовка имеет степени механической свободы. Она испытывает действие сил притяжения, обусловленных законом Ампера о взаимодействии проводников с токами, индуцированными в экране и заготовке. В то же время на заготовку действует отталкивающая сила Лоренца, обусловленная взаимодействием азимутальной компоненты индуцированного тока и радиальной составляющей напряжённости магнитного поля в металле этой заготовки.

Распределённую силу притяжения, пропорциональную произведению индуцированных токов, находим с помощью зависимостей в [6, 22, 23].

$$P_{attr}(t, r) = \mu_0 \cdot J_{\varphi}^{(\vartheta)}(t, r) \cdot J_{\varphi}^{(3)}(t, r) \cdot \frac{r}{(2h)}, \quad (1.53)$$

где  $J_{\varphi}^{(\vartheta)}(t, r)$  и  $J_{\varphi}^{(3)}(t, r)$  определены соотношениями (1.37) и (1.44), соответственно.

Выражение для распределённой силы отталкивания, действующей на листовую заготовку, можно получить интегрированием произведения объёмной плотности индуцированного тока и радиальной компоненты напряжённости возбуждаемого магнитного поля [5, 6].

$$P_{rep}(t, r) = \mu_0 \cdot \int_0^d H_r^{(3)}(t, r, \zeta) \cdot j_\varphi^{(3)}(t, r, \zeta) d\zeta, \quad (1.54)$$

где  $H_r^{(3)}(t, r, \zeta)$  и  $j_\varphi^{(3)}(t, r, \zeta)$  определены зависимостями (1.49) и (1.52), соответственно.

Выражения (1.53) и (1.54) полностью описывают возбуждение механических усилий, действующих на обрабатываемый объект (исключая достаточно малые крутящие моменты, обусловленные нормальной компонентой напряжённости магнитного поля).

Соотношение между возбуждаемыми силами притяжения и отталкивания будет определять действенность рассматриваемой «индукторной системы с притягивающим экраном» и внешним возбуждением магнитного поля.

Численные оценки проведём для следующих исходных данных:

а) геометрия индукторной системы –  $R_3 = 0,005$  м,  $R_4 = 0,05$  м,  $h = 0,005$  м;

б) ток в индукторе –  $I_m = 10$  кА, число витков –  $W = 12$ , рабочая частота –  $\omega = 2\pi \cdot (100 \dots 5000)$  Гц, относительный декремент затухания –  $\delta = 0,2 \dots 0,3$ ;

в) листовые немагнитные металлы –  $d = 0,001$  м,  $\gamma = 0,4 \cdot 10^7$  1/Ом·м (сталь) и  $\gamma = 3,75 \cdot 10^7$  1/Ом·м (алюминий).

Расчётные формулы:

– пространственно-временное распределение линейной плотности тока в металле экрана – (1.37),

– пространственно-временное распределение линейной плотности тока в металле листовой заготовки – (1.44),

– тангенциальная составляющая напряжённости магнитного поля в металле листовой заготовки – (1.49),

– пространственно-временное распределение объёмной плотности тока, индуцированного в металле листовой заготовки – (1.52),

– сила притяжения (Ампера) – (1.53) с подстановкой (1.37) и (1.44),

– сила отталкивания (Лоренца) – (1.54) с подстановкой (1.49) и (1.52).

Вычисления проводились с помощью стандартного программного пакета «Mathematica 5.1».

Порядок расчёта.

1. По виду подынтегральной функции –  $F(x)$ , являющейся Фурье-Бесселевым образом радиального распределения иницирующего тока в индукторе –  $f(r)$ , определяется приближённый интервал изменения переменной интегрирования –  $x$ , в пределах которого  $|F(x)|$  отличен от нуля, то есть  $x \in [0; x_{\max}]$ .

Как показали численные оценки, для принятой геометрии индуктора –  $x \in [0; 0,3]$ .

2. В интервале значений  $x \in [0; x_{\max}]$  вычисляются корни уравнения (1.28) –  $\beta_k = \beta_k(x)$  для значений индекса суммирования  $k = 0, 1, 2, 3, \dots$

3. В общем случае расчётную зависимость  $\beta_k = \beta_k(x)$  можно аппроксимировать совокупностью последовательности линейных функций.

Как показали численные оценки, для принятой геометрии индуктора вполне удовлетворительной представляется аппроксимация аналитической зависимостью:  $\beta_k \approx \sqrt{x} + k \cdot \pi$ .

4. Найденная зависимость  $\beta_k = \beta_k(x)$  подставляется в подынтегральные выражения расчётных формул.

5. Несобственные интегралы и суммы рядов вычисляются с помощью стандартных программ «NIntegrate» и «NSum».

6. Суммирование в рядах выполняется для разного числа высших гармоник. Их учтённое количество полагается достаточным, если увеличение

предельного значения « $k$ » на единицу не приводит к результату, отличному от предыдущего более чем на 5...10 %.

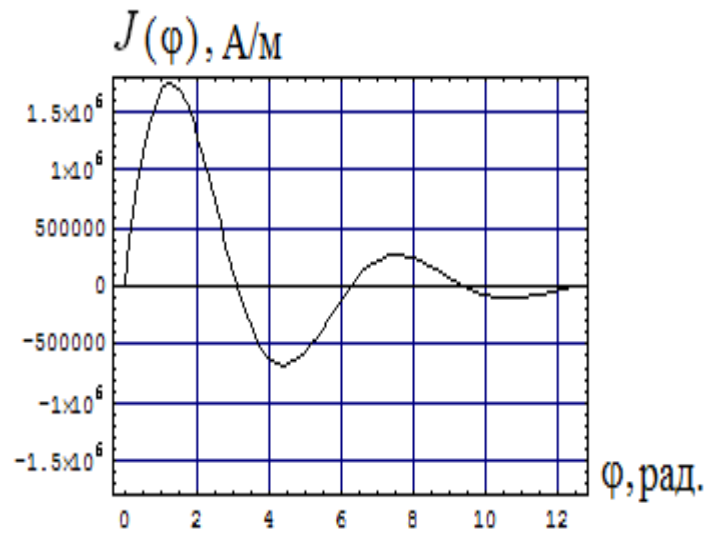


Рис. 1.5. Фазовая зависимость линейной плотности тока в индукторе, максимум  $\sim 1,76 \cdot 10^6$  А/м, фаза максимума  $\sim 1,256$  рад ( $f = 100 \dots 5000$  Гц,  $\delta = 0,3$ )

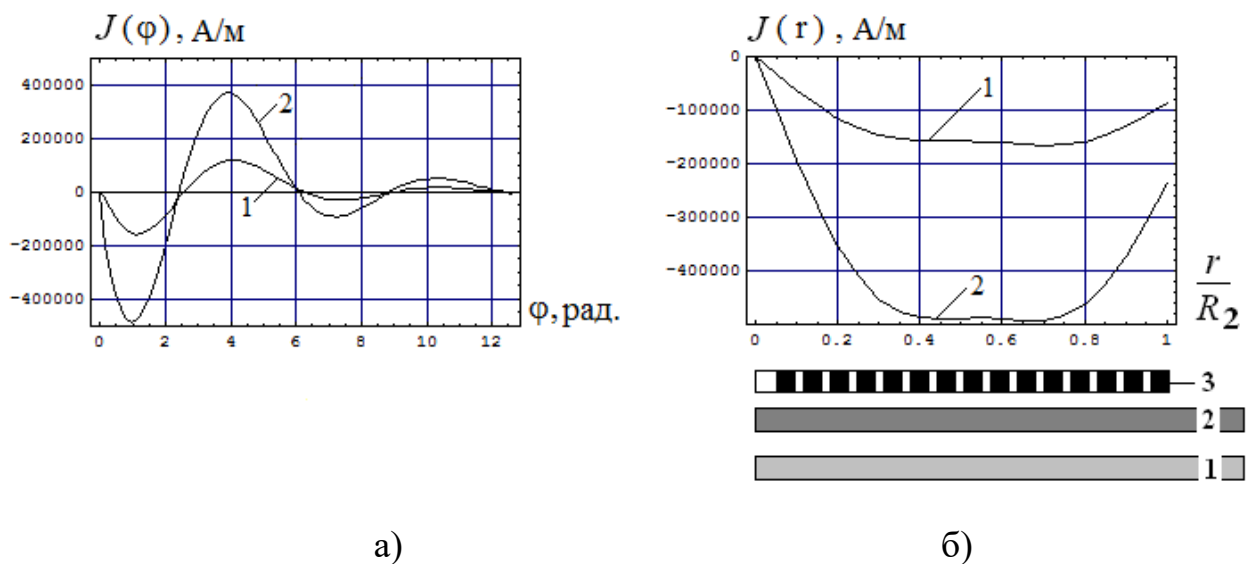


Рис. 1.6. Распределения индуцированных токов в стальных заготовке и экране при частоте  $f = 5000$  Гц: а – по фазе на круговом контуре  $r = (R_1 + R_2) / 2 \cdot R_2$ , б – по радиусу для временных максимумов в заготовке –  $\varphi_{m1} = 1,099$  рад и экране –  $\varphi_{m2} = 0,942$  рад

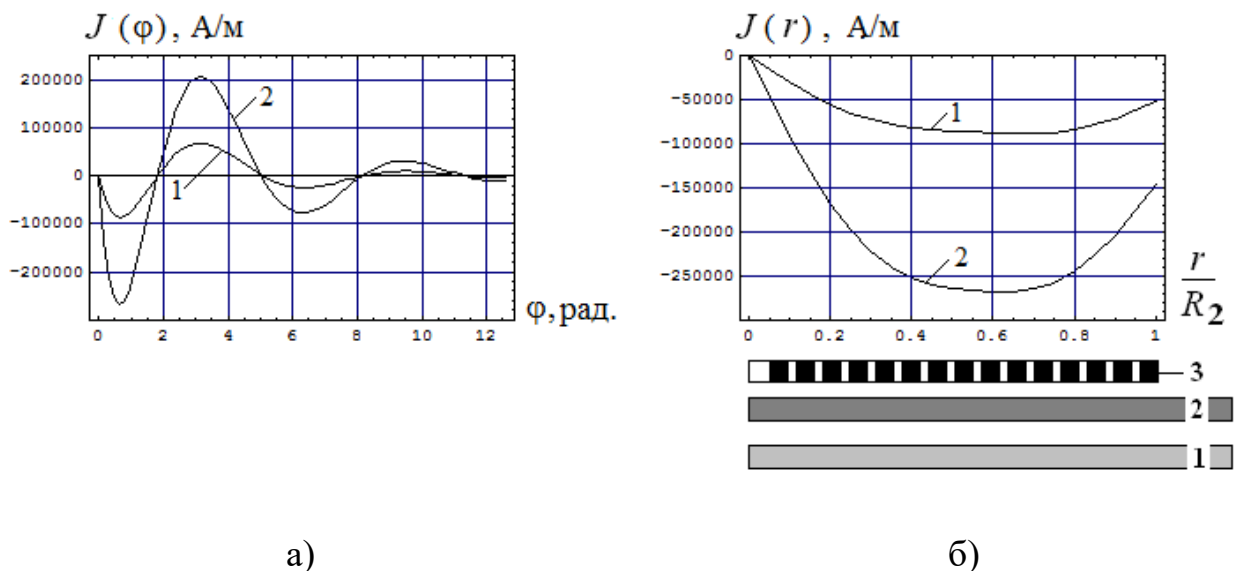


Рис. 1.7. Распределения индуцированных токов в стальных заготовке и экране при частоте  $f = 1000$  Гц: а – по фазе на круговом контуре  $r = (R_1 + R_2) / 2 \cdot R_2$ , б – по радиусу для временных максимумов в заготовке –  $\varphi_{m1} = 0,628$  рад и экране –  $\varphi_{m2} = 0,628$  рад

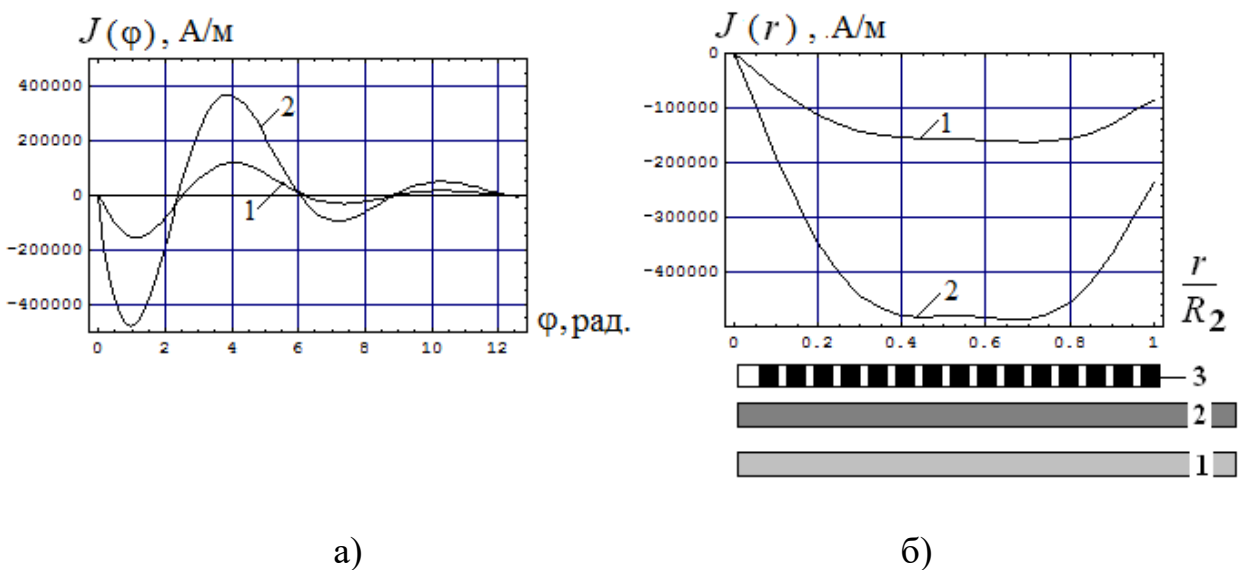


Рис. 1.8. Распределения индуцированных токов в алюминиевых заготовке и экране при частоте  $f = 500$  Гц: а – по фазе на круговом контуре  $r = (R_1 + R_2) / 2 \cdot R_2$ , б – по радиусу для временных максимумов в заготовке –  $\varphi_{m1} = 1,099$  рад и экране –  $\varphi_{m2} = 0,942$  рад

Корректировка интервала интегрирования  $x \in [0; x_{\max}]$  производится для принятого априори  $x > x_{\max}$  с помощью сравнения конечных результатов вычислений. Допускается их расхождение  $\sim 5 \dots 10 \%$ .

Графические иллюстрации характерных расчётных зависимостей представлены ниже.

Индуктированные токи.

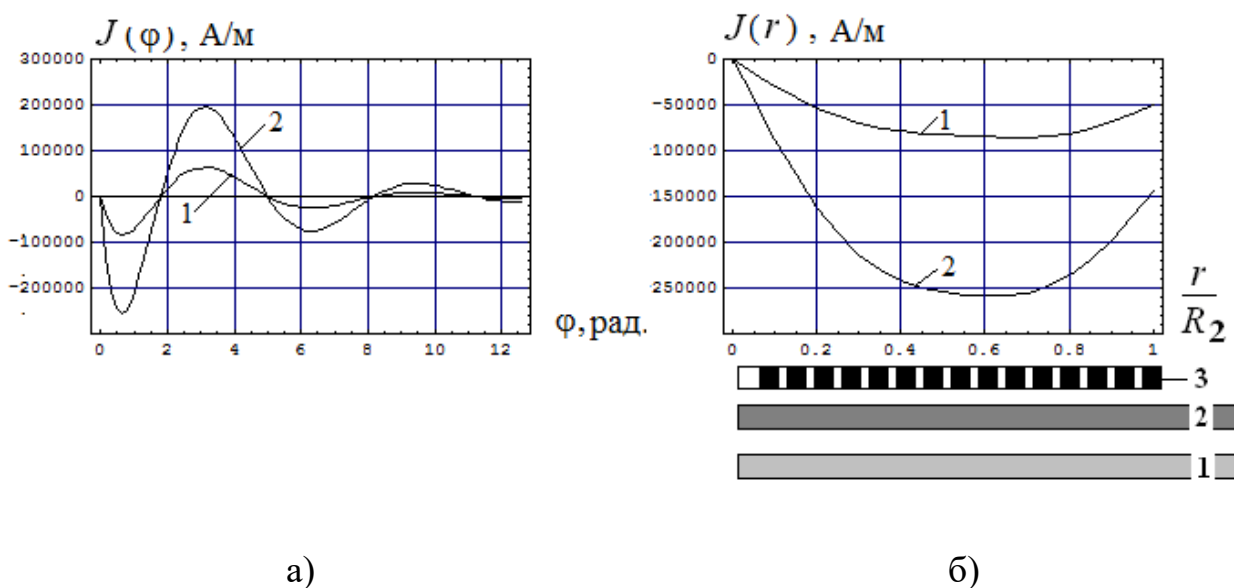


Рис. 1.9. Распределения индуцированных токов в алюминиевых заготовке и экране при частоте  $f = 100$  Гц: а – по фазе на круговом контуре  $r = (R_1 + R_2) / 2 \cdot R_2$ , б – по радиусу для временных максимумов в заготовке –  $\varphi_{m1} = 0,628$  рад и экране –  $\varphi_{m2} = 0,628$  рад

Результаты вычислений сводятся к следующим положениям.

Сравнение кривых на Рис. 1.6, а – рис. 1.7, а с графической зависимостью на рис. 1.5 показывает, что при понижении частот действующих полей временные формы индуцированных токов, как в экране, так и в листовой заготовке, претерпевают значительные изменения:

- последние стремятся к виду производной от временной функции возбуждающего тока в индукторе, что полностью согласуется с результатом работы [17] и является свидетельством достоверности проведенных вычислений;



- количественно, отмеченные изменения наглядно иллюстрируются смещением к нулю фазовых максимумов;
- наибольший сдвиг последних при понижении рабочих частот в принятом расчётном диапазоне составляет  $\sim 0,25 \cdot \pi$  (рис. 1.7 и рис. 1.9, а в сравнении с рис. 1.5);
- изменения фазовых зависимостей токов, индуцированных в заготовке, больше, чем в экране, но при понижении рабочих частот отмеченные различия исчезают, так при наибольших частотах разность фазовых максимумов составляет  $\sim 0,05 \cdot \pi$  (рис. 1.6, а и рис.1.8, а), но при наименьших расчётных частотах эта разность стремится к нулю (рис. 1.7, а и рис. 1.9, а);
- радиальные распределения индуцированных токов претерпевают изменения в сравнении с радиальным распределением тока индуктора, так, от строго «прямоугольного» в обмотке индуктора распределения в листовых экране и заготовке приближаются к виду параболических зависимостей (рис. 1.6, б – рис. 1.9, б);
- радиальные распределения токов, индуцированных в заготовке, являются более пологими в сравнении с аналогом для токов, индуцированных в металле экрана (рис. 1.6, б – рис. 1.9, б).

Вид фазовых и радиальных зависимостей индуцированных токов представляет практический интерес, поскольку, в конечном итоге, первые будут определять амплитуды возбуждаемых сил притяжения, а вторые – их пространственные распределения.

Значение высокой или низкой частоты для металлов экрана и заготовки в рассматриваемой индукторной системе количественно определяется величиной их удельной электропроводности. Так, при одинаковой толщине отношение этих электрофизических характеристик приближается к величине отношения соответствующих частот. В частности, для алюминия и стали с удельными электропроводностями  $\gamma_{Al} = 3,75 \cdot 10^7$  1/Ом·м и  $\gamma_{St} = 0,4 \cdot 10^7$  1/Ом·м, имеем,

что  $\frac{\gamma_{Al}}{\gamma_{St}} \approx 9,4$ ; а отношение высокой и соответствующей низкой частот для этих

же металлов будет равно:  $\frac{f_H}{f_L} = \frac{5000}{1000} \Big|_{St} = \frac{500}{100} \Big|_{Al} = 10$ . То есть,  $\frac{\gamma_{Al}}{\gamma_{St}} \approx \frac{f_H}{f_L}$ .

Приближённое равенство отношения частот и удельных электропроводностей имеет практическое значение для приближённой оценки соответствия частотных диапазонов действующих полей электрофизическим параметрам металлов экрана и заготовки при проектировании индукторных систем с притягивающими экранами.

Коэффициенты трансформации, определённые как отношение максимума линейной плотности тока, индуцированного в листовом металле, и линейной плотности тока в индукторе –  $K_S$  (экран) и  $K_W$  (заготовка) составляют:

–  $f = 5000$  Гц для стали и  $f = 500$  Гц для алюминия,  $K_S \approx 0,29$  и  $K_W \approx 0,09$ ;

–  $f = 1000$  Гц для стали и  $f = 100$  Гц для алюминия,  $K_S \approx 0,16$  и  $K_W \approx 0,05$ .

Коэффициенты трансформации  $K_{S,W}$  позволяют ориентироваться в практических оценках амплитуд индуцированных токов, определяющих возбуждаемые силы магнитно-импульсного притяжения в ИСПЭ.

Электродинамические усилия.

Результаты анализа для токов дополним вычислениями электродинамических усилий (притяжение – силы Ампера, отталкивание – силы Лоренца) для тех же рабочих частот полей (диапазон –  $f \in [100; 5000]$  Гц), возбуждаемых в рассматриваемой индукторной системе. В конечном итоге, именно эти вычисления должны проиллюстрировать практические возможности ИСПЭ для притяжения тонкостенных листовых металлов.

Ранее была указана конкретная направленность проведенных вычислений. В этой связи выделим основные результаты, представляющие

интерес для практики создания предлагаемых индукторных систем с притягивающими экранами.

Рассмотренный вариант конструктивного исполнения ИСПЭ позволяет получить достаточно высокие амплитуды сил притяжения, обусловленные, согласно закону Ампера, взаимодействием однонаправленных токов, индуцированных в экране и заготовке.

При токе индуктора  $\sim 10$  кА и частоте  $\sim 5000$  Гц стальной лист толщиной  $\sim 0,001$  м испытывает притяжение  $\sim 3,5$  МПа (рис. 1.10). Такие же амплитуды сил притяжения должен испытывать алюминиевый лист той же толщины  $\sim 0,001$  м при том же токе индуктора  $\sim 10$  кА, но частоте  $\sim 500$  Гц (рис. 1.12).

При частоте  $\sim 5000$  Гц для стали и  $\sim 500$  Гц для алюминия в круге с радиусом, равным внешнему радиусу обмотки индуктора  $\sim 0,05$  м, при токе  $\sim 10$  кА средние силы притяжения могут достигать  $\sim 15$  кН.

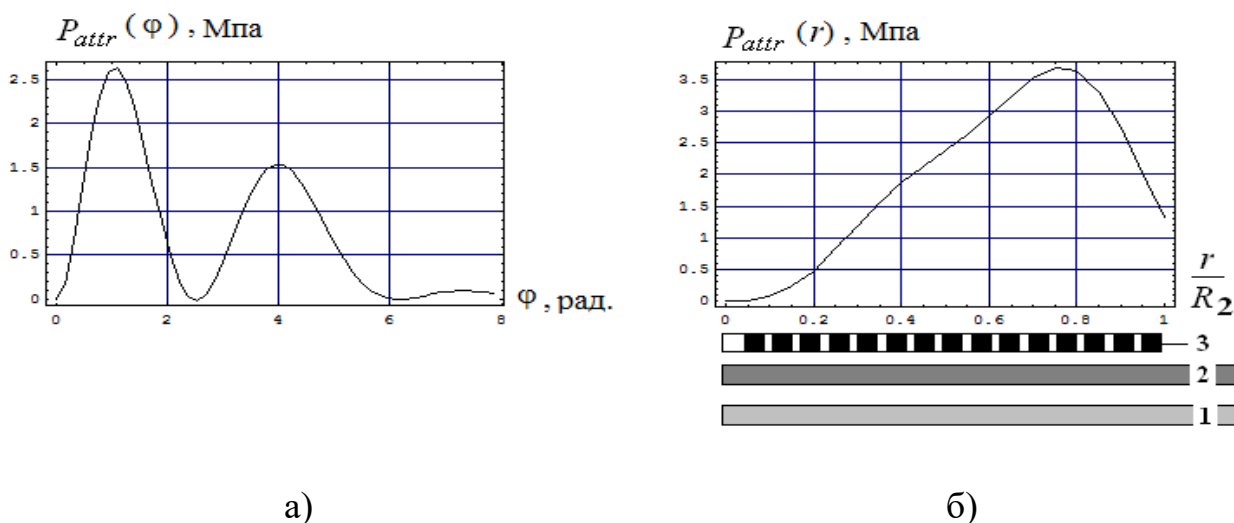


Рис. 1.10. Распределённые силы притяжения – силы Ампера, действующие на стальную заготовку, при частоте  $f = 5000$  Гц: а – фазовая зависимость на круговом контуре

$r = (R_1 + R_2) / 2 \cdot R_2$ , б – радиальная зависимость для временного максимума –  $\varphi_m = 1,099$

рад, среднее значение в круге  $r \in [0; R_2] - \bar{P}_{attr} = 1,92$  МПа

Естественно, что при увеличении тока индуктора силы притяжения должны возрастать в квадратичной зависимости. Так, уже при токе  $\sim 50$  кА (что

вполне реально для практики магнитно-импульсной обработки металлов) возможны усилия притяжения до  $\sim 87,5$  МПа. При этом средние силы притяжения в рабочей зоне системы будут составлять  $\sim 375$  кН.

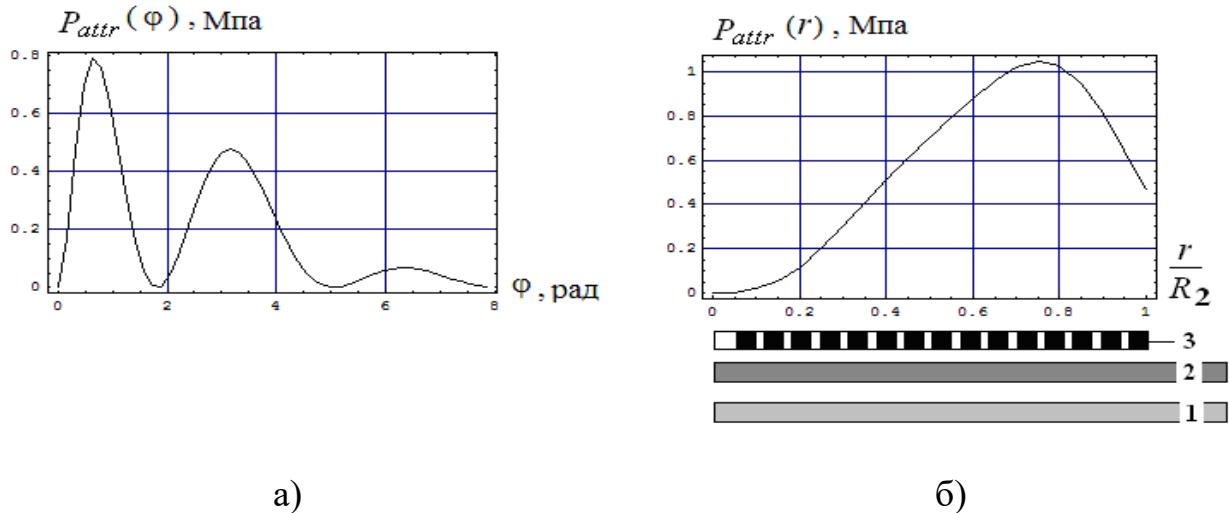


Рис. 1.11. Распределённые силы притяжения – силы Ампера, действующие на стальную заготовку, при частоте  $f = 1000$  Гц: а – фазовая зависимость на круговом контуре  $r = (R_1 + R_2) / 2 \cdot R_2$ , б – радиальная зависимость для временного максимума –  $\varphi_m = 0,628$  рад, среднее значение в круге  $r \in [0; R_2]$  –  $\bar{P}_{attr} = 0,55$  МПа

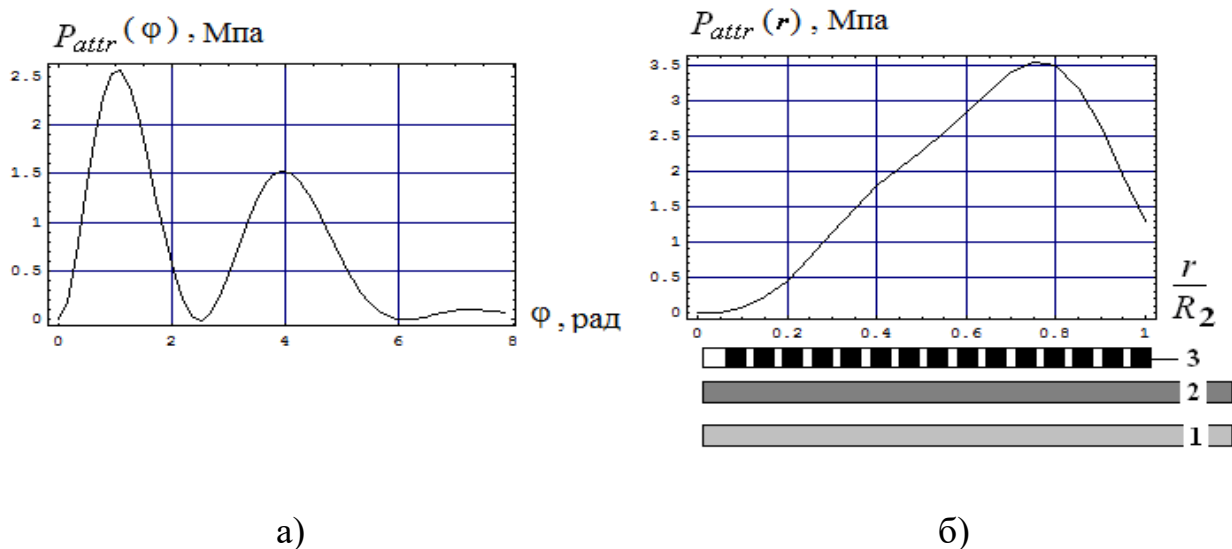


Рис. 1.12. Распределённые силы притяжения – силы Ампера, действующие на алюминиевую заготовку, при частоте  $f = 500$  Гц: а – фазовая зависимость на круговом контуре  $r = (R_1 + R_2) / 2 \cdot R_2$ , б – радиальная зависимость для временного максимума –  $\varphi_m = 1,099$  рад, среднее значение в круге  $r \in [0; R_2]$  –  $\bar{P}_{attr} = 1,87$  МПа

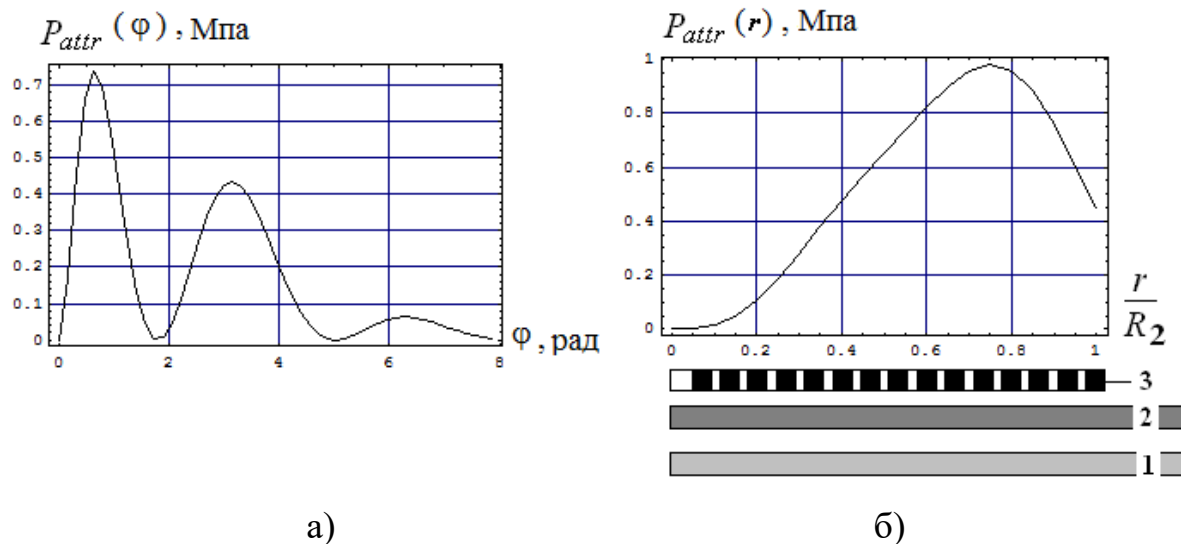


Рис. 1.13. Распределённые силы притяжения – силы Ампера, действующие на алюминиевую заготовку, при частоте  $f = 100$  Гц: а – фазовая зависимость на круговом контуре  $r = (R_1 + R_2) / 2 \cdot R_2$ , б – радиальная зависимость для временного максимума –  $\varphi_m = 0,628$  рад, среднее значение в круге  $r \in [0; R_2]$  –  $\bar{P}_{attr} = 0,514$  МПа

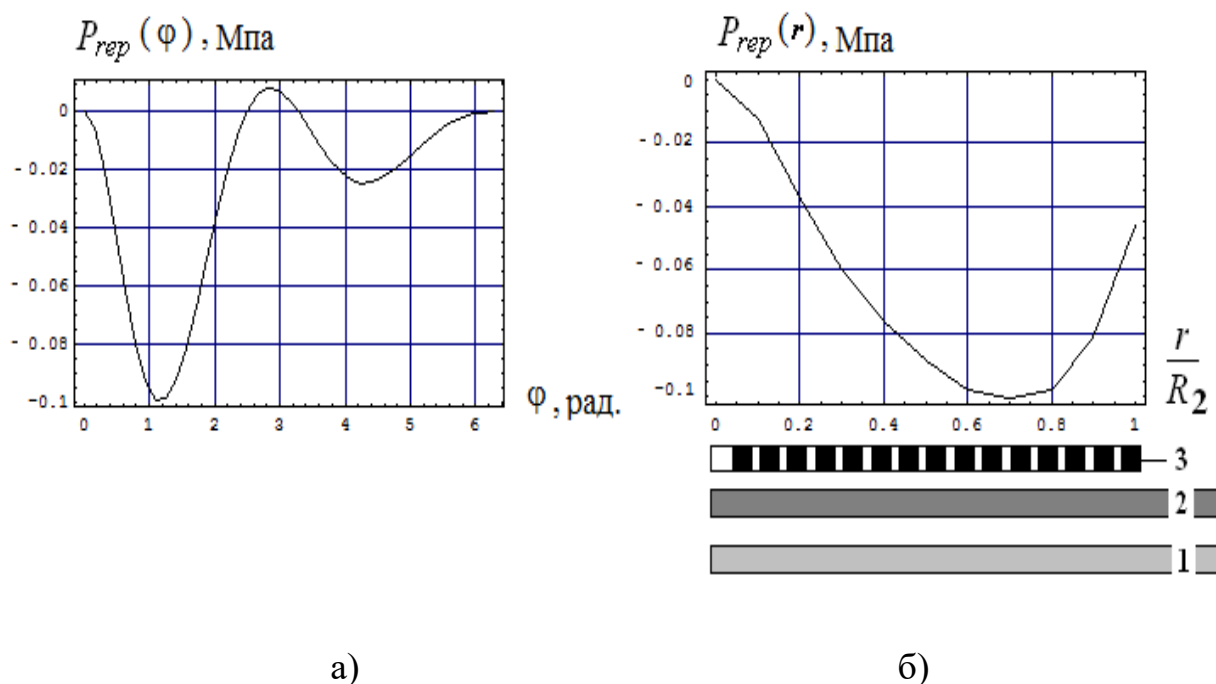


Рис. 1.14. Распределённые силы отталкивания – силы Лоренца, действующие на стальную заготовку, при частоте  $f = 5000$  Гц: а – фазовая зависимость на круговом контуре  $r = (R_1 + R_2) / 2 \cdot R_2$ , б – радиальная зависимость для временного максимума –  $\varphi_m = 1,1$  рад, среднее значение в круге  $r \in [0; R_2]$  –  $\bar{P}_{rep} = 0,062$  МПа

При понижении рабочих частот, как и следовало ожидать, падают амплитуды сил притяжения. Как для стали, так и для алюминия, уменьшение частот в  $\sim 5$  раз приводит к снижению распределённых сил притяжения более чем в  $\sim 3$  раза (сравнение рис. 1.10 с рис. 1.11...1.13).

В исследованном диапазоне рабочих частот как, для стали, так и для алюминия, возбуждение сил отталкивания (сил Лоренца) не влияет на притяжение листовых образцов, ввиду достаточной малости этих сил (рис. 1.14).

В заключение проведенного анализа можно сформулировать «условие эквивалентности»: для листовых металлов одинаковой толщины, силовые показатели притяжения (так же, как показатели процессов возбуждения индуцированных токов) будут одинаковыми, если отношение электрофизических характеристик этих металлов приближается к величине отношения соответствующих частот.

### **1.3 Экспериментальная апробация в удалении вмятин на металлических покрытиях автомобилей**

Для экспериментальной апробации действенности «индукторной системы с притягивающим экраном» (ИСПЭ), возбуждаемой плоским круговым соленоидом, была выбрана производственная операция по внешнему бесконтактному удалению вмятин в металлических покрытиях легковых автомобилей. Данный выбор был обусловлен, в первую очередь, актуальностью этой операции в прогрессивных технологиях ремонта современных автомобилей, освещённых на сайте ведущего европейского концерна «Beulentechnik AG» [18].

Принципиальная конструкция ИСПЭ, задействованной в экспериментах, представлена на рис. 1.15.

Отличительными особенностями инструмента такого рода являются:

- возбуждение системы источником магнитного поля – многовитковым соленоидом, расположенным вне рабочей зоны системы;
- совмещение функций согласующего устройства и собственно инструмента силового магнитно-импульсного воздействия на объект обработки.

Фактически, предложенная конструкция «индукторной системы с притягивающим экраном» по результату силового действия аналогична хорошо известному электромагниту. Но в отличие от последнего, здесь может быть осуществлено притяжение заданных участков не только ферромагнетиков, а и металлов любой физической природы.

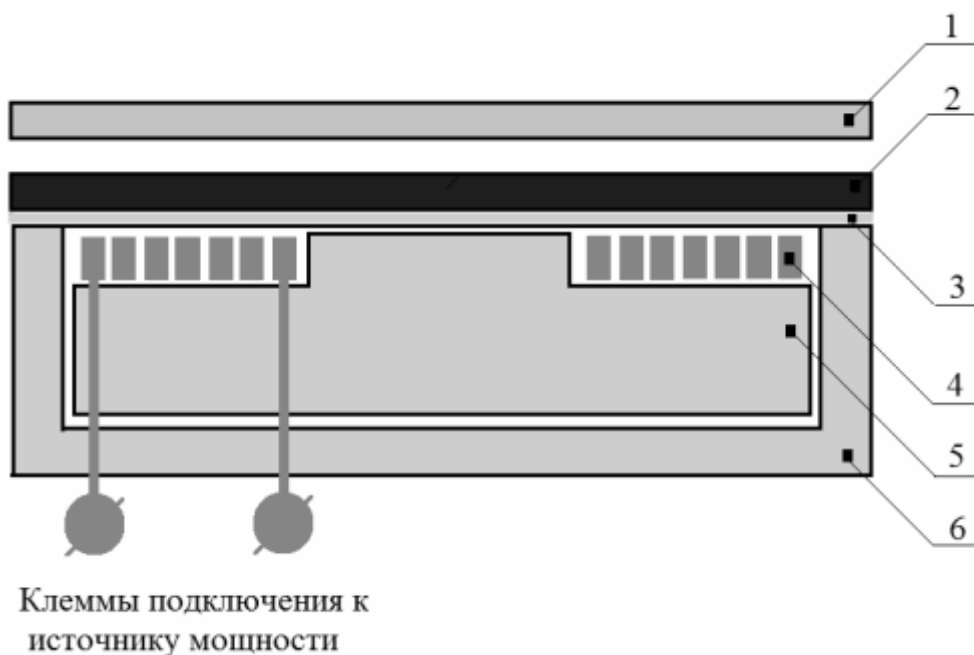


Рис. 1.15. Эскиз «индукторной системы с притягивающим экраном» в поперечном сечении: 1 – листовая заготовка, 2 – вспомогательный притягивающий экран, 3 – диэлектрическая прокладка, 4 – обмотка, 5 – диэлектрическая основа для размещения обмотки, 6 – диэлектрический корпус

На рис. 1.16 показана схема, реально моделирующая производственную операцию по магнитно-импульсному бесконтактному внешнему удалению

вмятин (имеется ввиду со стороны вогнутости) в образцах листовых металлов с помощью «индукторной системы с притягивающим экраном».

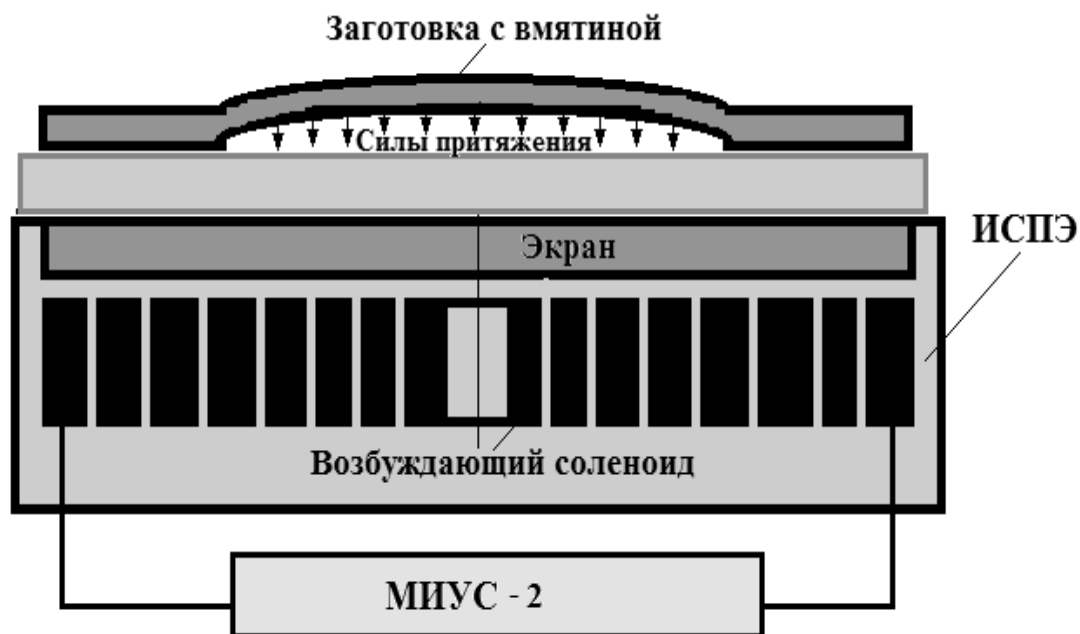
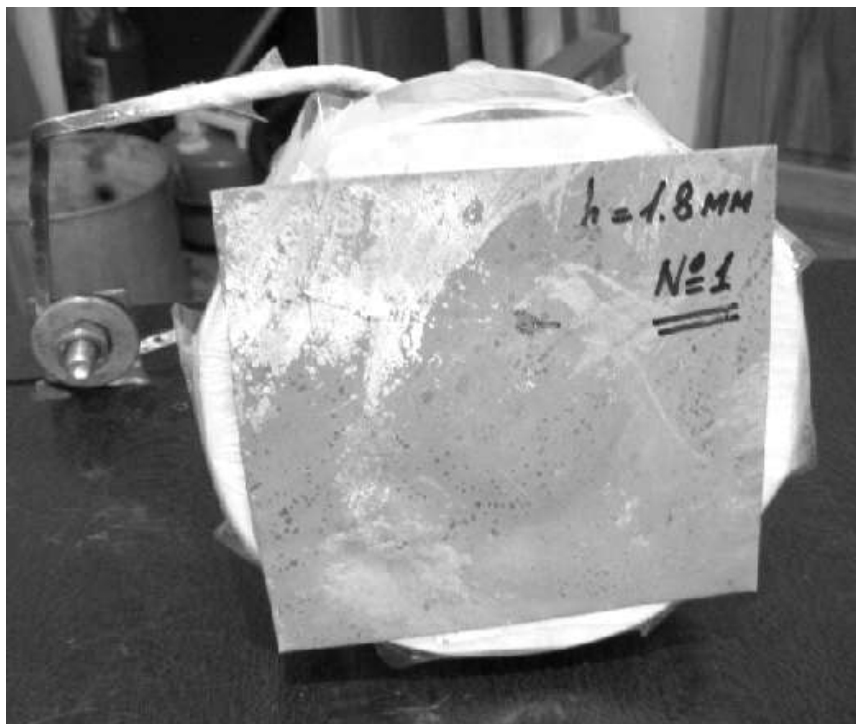


Рис. 1.16. Схема осуществления экспериментальной операции по удалению вмятин в листовых металлах

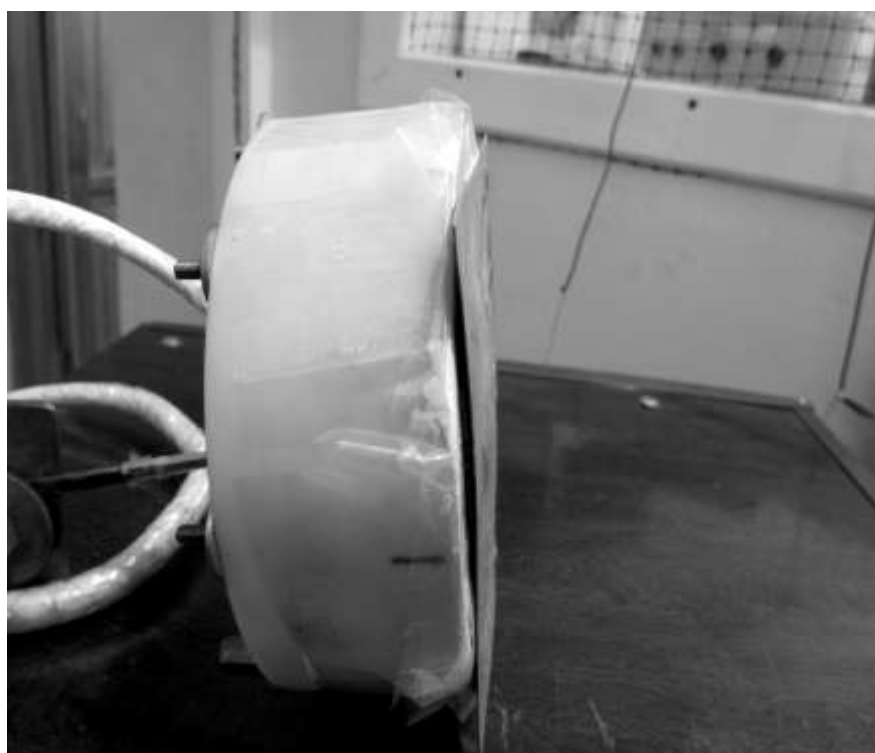
Обмотка возбуждающего соленоида подключалась к источнику мощности – магнитно-импульсной установке МИУС-2, разработанной и созданной в лаборатории электромагнитных технологий Харьковского национального автомобильно-дорожного университета [6, 13...15]. Отличительной особенностью МИУС-2 является работа в серийном режиме. То есть, в режиме непрерывного повторения заданного числа токовых импульсов, поступающих в обмотку возбуждающего соленоида и, в конечном итоге, трансформирующихся в импульсы силового притяжения металла вмятины к плоскости экрана.

В качестве экспериментальных образцов были взяты листовые металлы из оцинкованной стали и кузовных покрытий а/м «Subaru» и «Citroen». Толщина образцов составляла  $\sim 0,0008...0,001$  м. Вмятины, созданные механически в каждом из них, имели глубину  $\sim 0,0018...0,002$  м и внешний диаметр  $\sim 0,05$  м.





а)



б)

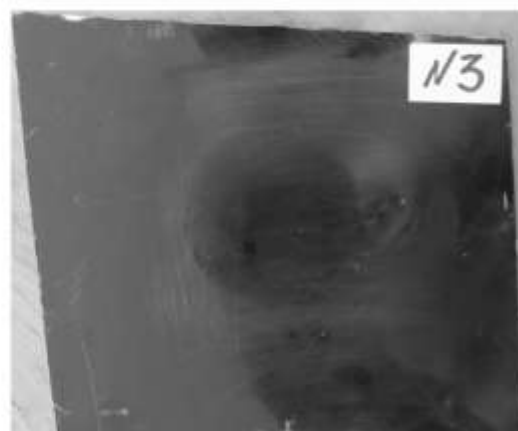
Рис. 1.17. Иллюстрация практического осуществления эксперимента (листовая заготовка из оцинкованной стали на рабочей поверхности ИСПЭ): а – образец с вмятиной до силового воздействия; б – выровненная листовая заготовка после магнитно-импульсного притяжения

Производственная операция осуществлялась при следующих показателях.

- Запасаемая энергия и напряжение на емкостном накопителе ~ 2,4 кДж и 1500 В, соответственно.
- Рабочая частота тока в разряде ~ 1500 Гц.
- Амплитуда тока в импульсе ~ 12 кА.
- Частота повторения токовых импульсов ~ 5 Гц.
- Количество импульсов силового притяжения, обеспечивающее выравнивание листового образца с вмятиной ~ 18...20.



а)



б)



в)



г)

Рис. 1.18. Экспериментальные образцы из различных автомобильных сталей: а – до силового воздействия, заготовка – часть кузова автомобиля «Subaru», б – после притяжения, заготовка – часть кузова автомобиля «Subaru»; в – до силового воздействия, заготовка – часть кузова автомобиля «Citroen» г – после притяжения, заготовка – часть кузова автомобиля «Citroen»

Фотографии рис. 1.17 иллюстрируют собственно проведение эксперимента.

На рис. 1.18 представлены экспериментальные образцы, иллюстрирующие примеры эффективного внешнего бесконтактного магнитно-импульсного удаления вмятин в листовых покрытиях легковых автомобилей японского и европейского производства.

Образцы на рис. 1.18 иллюстрируют также возможность сохранения имеющегося защитного лакокрасочного покрытия.

Экспериментальная апробация «индукторной системы с притягивающим экраном» и внешним возбуждением с помощью многовиткового кругового соленоида, совмещающей согласующее устройство и собственно инструмент магнитно-импульсного притяжения, в актуальной производственной операции по бесконтактному удалению вмятин в образцах листовых металлов продемонстрировала эффективность предложения в практической реализации способа ремонта автомобильных кузовов.

## ГЛАВА 2

### «ИНДУКТОРНАЯ СИСТЕМА С ПРИТЯГИВАЮЩИМ ЭКРАНОМ», ВОЗБУЖДАЕМАЯ ПОЛЕМ ПРОТЯЖЁННОГО ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО СОЛЕНОИДА

В рамках настоящего раздела проведен анализ электродинамических процессов в «индукторной системе с притягивающим экраном», конструкция которой представлена цилиндрическим многовитковым соленоидом, на торце которого размещены тонкостенные листовые металлы с различными геометрическими и электрофизическими характеристиками. Один из них – заготовка, подлежащая деформированию, второй – притягивающий экран.

Интерес к конструктивному исполнению источника поля в виде протяжённого цилиндрического соленоида обусловлен практикой создания эффективных инструментов магнитно-импульсного притяжения.

Безусловно, ранее рассмотренный вариант возбуждения системы плоским круговым соленоидом обеспечивает максимум электромагнитной связи между его обмоткой и листовыми металлами. Существенным недостатком такой конструкции источника поля является обширность рабочей зоны и, соответственно, невозможность концентрации силового воздействия на малых участках поверхности объектов обработки.

В конструкции инструмента магнитно-импульсного притяжения, где поле возбуждается протяжённым цилиндрическим соленоидом, имеет место более низкий уровень электромагнитной связи между его обмоткой и листовыми металлами. Но этот недостаток компенсируется тем, что при достаточно малом диаметре соленоида становится возможным сконцентрировать силы притяжения на небольших площадях обрабатываемой заготовки.

Априори очевидно, что эффективность индукторной системы с внешним расположением источника поля по отношению к рабочей зоне определяется не только конструктивным исполнением возбуждающего соленоида, но также соотношением толщин и проводимостей экрана и заготовки.

Цель настоящего рассмотрения – анализ и оценки эффективности возбуждения электродинамических сил притяжения с помощью физико-математической модели, адекватность которой обеспечивается учётом геометрии индуктора, его расположения и диффузионных эффектов, обусловленных реальными величинами параметров объекта обработки и притягивающего экрана.

## 2.1. Уравнения Максвелла, общие решения

Расчётная модель в цилиндрической системе координат представлена на рис. 2.1.

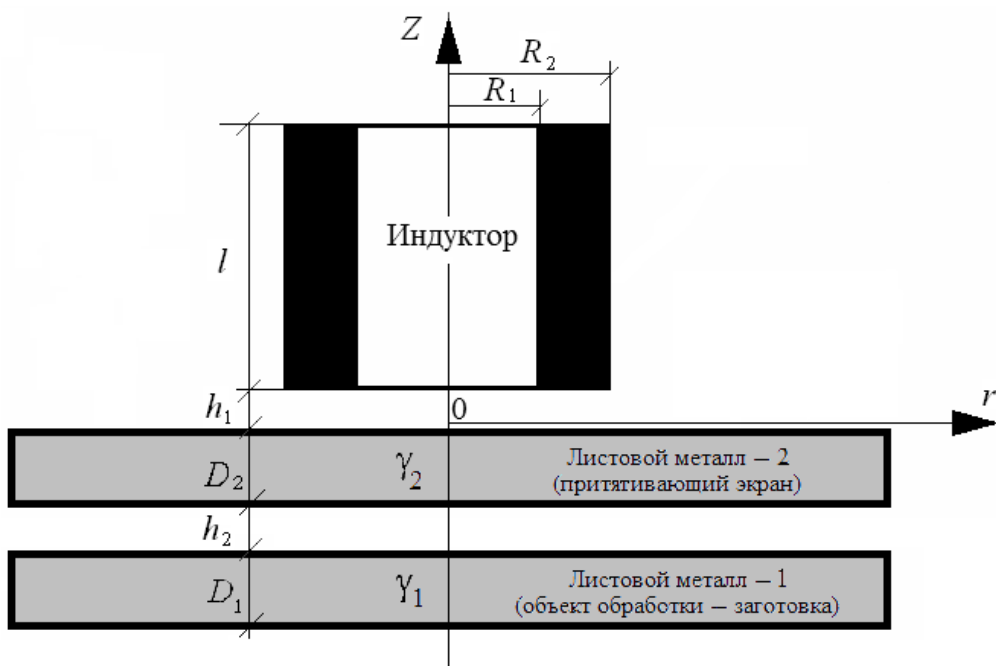


Рис. 2.1. Модель индукторной системы с длинным цилиндрическим соленоидом – индуктором, на торце которого расположены тонкостенные листовые металлы

Постановка задачи.

– Достаточно протяжённые в поперечных измерениях листовая заготовка и тонкостенные экран выполнены из немагнитных металлов с удельными электропроводностями –  $\gamma_1, \gamma_2$  и толщинами –  $D_1, D_2$ , соответственно.

- Система обладает азимутальной симметрией, так что  $\frac{\partial}{\partial \varphi} = 0$ ;  $\varphi$  – азимутальный угол.
- Ток в обмотке индуктора представлен азимутальной компонентой с равномерно распределённой пространственной плотностью –  $j_{\varphi}(t)$ ,  $t$  – время.
- Электромагнитные процессы в системе квазистационарны по Ландау, так что  $\frac{\omega}{c} \cdot L \gg 1$ ,  $\omega$  – циклическая частота,  $c$  – скорость света в вакууме,  $L$  – наибольший характерный размер системы [23].
- Витки обмотки выполнены из проводников с поперечным сечением  $\sim d \times d$  в изоляции толщиной –  $\Delta$ .
- Металл обмотки индуктора «прозрачен» для действующих полей и не влияет на протекающие электромагнитные процессы.

В действительности нижерасположенные витки экранируют поля вышерасположенных витков. Соответственно, пренебрежение этим фактором даёт завышенные расчётные показатели индукционных процессов.

Решение поставленной задачи проведём аналогично авторским работам [6, 18...21]. Уравнения Максвелла для нетривиальных составляющих напряжённостей электромагнитного поля, преобразованных по Лапласу с учётом нулевых начальных условий, в пространстве над листовой заготовкой, где  $z \geq 0$ , имеют вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_r(p, r, z)}{\partial z} - \frac{\partial H_z(p, r, z)}{\partial r} = j_{\varphi}(p, r, z); \\ \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot E_{\varphi}(p, r, z)) = - \mu_0 \cdot p \cdot H_z(p, r, z); \\ \frac{\partial E_{\varphi}(p, r, z)}{\partial z} = \mu_0 \cdot p \cdot H_r(p, r, z); \end{array} \right. \quad (2.1)$$

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot E_{\varphi}(p, r, z)) = - \mu_0 \cdot p \cdot H_z(p, r, z); \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial E_{\varphi}(p, r, z)}{\partial z} = \mu_0 \cdot p \cdot H_r(p, r, z); \quad (2.3)$$

где  $p$  – параметр преобразования Лапласа;

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

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

В общем случае плотность тока в правой части уравнения (2.1) записывается в виде:

$$j_{\varphi}(p, r, z) = (p \cdot \varepsilon_0 + \gamma) \cdot E_{\varphi}(p, r, z) + j_{\varphi i}(p, r, z), \quad (2.4)$$

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

$$j_{\varphi i}(p, r, z) = j(p) \cdot f_1(r) \cdot f_2(z);$$

$j(p)$  – амплитудно-временная зависимость;

$f_1(r)$  – функция распределения тока в индукторе по радиусу –  $r$ ;

$f_2(z)$  – функция распределения тока в индукторе по переменной –  $z$ ;

$\varepsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума.

В общем случае цилиндрического индуктора на рис. 2.1 с радиальным и продольным числом витков –  $w_r$ ,  $w_z$ , соответственно, однородные распределения возбуждающего тока по пространственным переменным будут описываться следующими функциями:

$$\begin{cases} f_1(r) = [\eta(r - R_1) - \eta(r - R_2)], \\ f_2(z) = [\eta(z - h_1) - \eta(z - (h_1 + \ell))], \end{cases} \quad (2.5)$$

$$\text{где } R_2 - R_1 = w_r \cdot d \cdot \left(1 + \frac{\Delta}{d} \cdot \left(1 - \frac{1}{w_r}\right)\right),$$

$$\ell = w_z \cdot d \cdot \left(1 + \frac{\Delta}{d} \cdot \left(1 - \frac{1}{w_z}\right)\right).$$

Амплитудно-временная зависимость плотности возбуждающего тока запишется в виде:

$$j(p) = \frac{I(p)}{d^2 \cdot N_m}, \quad (2.6)$$

где  $I(p) = L\{I(t)\}$ ,  $I(t)$  – ток в индукторе,

$I(t) = I_m \cdot \psi(t)$ ,  $I_m$ ,  $\psi(t)$  – амплитуда и временная зависимость,

$$N_m = \left(1 + \frac{\Delta}{d} \cdot \left(1 - \frac{1}{w_r}\right)\right) \cdot \left(1 + \frac{\Delta}{d} \cdot \left(1 - \frac{1}{w_z}\right)\right).$$

Согласно модели на рис. 1.1 выделим области с одинаковыми электрофизическими характеристиками:

- область 1, свободное полупространство под листовым металлом – 1,  $z \in (-\infty; -D_1]$ ;
- область 2, полоса собственно листового металла – 1,  $z \in [-D_1; -(h_2 + D_2)]$ ;
- область 3, полоса промежутка между плоскостями листовых металлов,  $z \in [-(h_2 + D_2); -D_2]$ ;
- область 4, полоса собственно листового металла – 2,  $z \in [-D_2; 0]$ ;
- область 5, полупространство над поверхностью листового металла – 2 со стороны индуктора,  $z \in [0; \infty)$ .

В каждой из выделенных областей из системы (2.1...2.3) следует получить дифференциальные уравнения для  $\Phi^-$  компоненты вектора напряжённости электрического поля –  $E_\Phi(p, r, z)$ .

Азимутальная симметрия принятой модели, а также требование ограниченности возбуждаемых полей при  $r = 0$  и  $r \rightarrow \infty$  позволяют применить преобразование Фурье-Бесселя, в соответствии с которым имеют место



следующие интегральные представления для напряжённости и возбуждающего тока (с учётом зависимостей (2.5)):

$$\begin{cases} E_{\varphi}(p, \lambda, z) = \int_0^{\infty} E_{\varphi}(p, r, z) \cdot J_1(\lambda r) r dr; \\ j_{\varphi}(p, \lambda, z) = j(p) \cdot f_1(\lambda) \cdot f_2(z), \end{cases} \quad (2.7)$$

где  $\lambda$  – параметр интегрального преобразования,

$J_1(\lambda r)$  – функция Бесселя первого порядка,

$$f_1(\lambda) = \int_{R_1}^{R_2} r \cdot J_1(\lambda r) dr.$$

С помощью представлений (4.7) уравнения для азимутальной компоненты напряжённости электрического поля в каждой из выделенных областей принимают вид:

область 1, свободное полупространство под листовым металлом,

$$z \in (-\infty; -D_1],$$

$$\frac{d^2 E_{\varphi}^{(1)}(p, \lambda, z)}{dz^2} - \lambda^2 \cdot E_{\varphi}^{(1)}(p, \lambda, z) = 0; \quad (2.8)$$

область 2, полоса собственно листового металла – 1,

$$z \in [-D_1; -(h_2 + D_2)],$$

$$\frac{d^2 E_{\varphi}^{(2)}(p, \lambda, z)}{dz^2} - q_1^2(p, \lambda) \cdot E_{\varphi}^{(2)}(p, \lambda, z) = 0; \quad (2.9)$$

где  $q_1(p, \lambda) = \sqrt{\lambda^2 + p\mu_0\gamma_1}$  – параметр, соответствующий волновому числу в металле с удельной электропроводностью –  $\gamma_1$ ;

область 3, полоса промежутка между плоскостями листовых металлов,  
 $z \in [-(h_2 + D_2); -D_2]$ ,

$$\frac{d^2 E_{\varphi}^{(3)}(p, \lambda, z)}{dz^2} - \lambda^2 \cdot E_{\varphi}^{(3)}(p, \lambda, z) = 0; \quad (2.10)$$

область 4, полоса собственно листового металла – 2,  
 $z \in [-D_2; 0]$ ,

$$\frac{d^2 E_{\varphi}^{(4)}(p, \lambda, z)}{dz^2} - q_2^2(p, \lambda) \cdot E_{\varphi}^{(4)}(p, \lambda, z) = 0; \quad (2.11)$$

где  $q_2(p, \lambda) = \sqrt{\lambda^2 + p\mu_0\gamma_2}$  – параметр, соответствующий волновому числу в металле с удельной электропроводностью –  $\gamma_2$ ;

область 5, полупространство над поверхностью листового металла – 2 со стороны индуктора,  
 $z \in [0; \infty)$ ,

$$\frac{d^2 E_{\varphi}^{(5)}(p, \lambda, z)}{dz^2} - \lambda^2 \cdot E_{\varphi}^{(5)}(p, \lambda, z) = K(p, \lambda) \cdot f_2(z); \quad (2.12)$$

где  $K(p, \lambda) = \mu_0 \cdot p \cdot j(p) \cdot f_1(\lambda)$ .

Интегралы линейных дифференциальных уравнений 2-го порядка с постоянными коэффициентами (2.8...2.12) определяются следующими зависимостями:

область 1, свободное полупространство под листовым металлом,  
 $z \in (-\infty; -D_1]$ ,

$$E_{\varphi}^{(1)}(p, \lambda, z) = A_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda z} + A_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda z}, \quad (2.13)$$

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

область 2 (полоса собственно листового металла – 1),

$$z \in [-D_1; -(h_2 + D_2)],$$

$$E_{\varphi}^{(2)}(p, \lambda, z) = B_1(p, \lambda) \cdot e^{q_1(p, \lambda) \cdot z} + B_2(p, \lambda) \cdot e^{-q_1(p, \lambda) \cdot z}, \quad (2.14)$$

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

область 3, полоса промежутка между плоскостями листовых металлов,

$$z \in [-(h_2 + D_2); -D_2],$$

$$E_{\varphi}^{(3)}(p, \lambda, z) = C_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda \cdot z} + C_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda \cdot z}, \quad (2.15)$$

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

область 4, полоса собственно листового металла – 2,

$$z \in [-D_2; 0],$$

$$E_{\varphi}^{(4)}(p, \lambda, z) = G_1(p, \lambda) \cdot e^{q_1(p, \lambda) \cdot z} + G_2(p, \lambda) \cdot e^{-q_1(p, \lambda) \cdot z}, \quad (2.16)$$

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

область 5, полупространство над поверхностью листового металла – 2 со стороны индуктора,

$$z \in [0; \infty),$$

$$E_{\varphi}^{(5)}(p, \lambda, z) = L_1(p, \lambda) e^{\lambda z} + L_2(p, \lambda) e^{-\lambda z} -$$

$$-\frac{K(p,\lambda)}{\lambda^2} \left[ \left(1 - \operatorname{ch}(\lambda(z - h_1))\right) \eta(z - h_1) - \left(1 - \operatorname{ch}(\lambda(z - (h_1 + \ell)))\right) \eta(z - (h_1 + \ell)) \right], \quad (2.17)$$

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

Выражения для напряжённости электрического поля в свободных полупространствах под и над листовым металлом можно упростить с помощью условия их ограниченности при  $z \rightarrow \mp\infty$ .

Так, в общем интеграле (2.13)  $A_2(p,\lambda) = 0$ .

$$E_{\varphi}^{(1)}(p,\lambda,z) = A_1(p,\lambda) \cdot e^{\lambda z}. \quad (2.18)$$

В выражении (2.17)  $L_1(p,\lambda) = -\frac{K(p,\lambda)}{2\lambda^2} \cdot e^{-\lambda h_1} \cdot (1 - e^{-\lambda \ell})$ .

Оставляя функциональную зависимость только для  $z < h_1$ , записываем, что

$$E_{\varphi}^{(5)}(p,\lambda,z) = \left[ -\frac{K(p,\lambda)}{2\lambda^2} \cdot e^{-\lambda h_1} \cdot (1 - e^{-\lambda \ell}) \right] \cdot e^{\lambda z} + L_2(p,\lambda) \cdot e^{-\lambda z}. \quad (2.19)$$

С помощью уравнения Максвелла (2.3) найдём радиальные компоненты напряжённости магнитного поля в выделенных областях.

область 1, свободное полупространство под листовым металлом,

$z \in (-\infty; -D_1]$ , из (2.18) получаем, что

$$H_r^{(1)}(p,\lambda,z) = \frac{\lambda}{p \cdot \mu_0} \cdot A_1(p,\lambda) \cdot e^{\lambda z}; \quad (2.20)$$

область 2 (полоса собственно листового металла – 1),

$z \in [-D_1; -(h_2 + D_2)]$ , из (2.14) находим, что

$$H_r^{(2)}(p, \lambda, z) = \frac{q_1(p, \lambda)}{p \cdot \mu_0} \cdot \left( B_1(p, \lambda) \cdot e^{q_1(p, \lambda) \cdot z} - B_2(p, \lambda) \cdot e^{-q_1(p, \lambda) \cdot z} \right); \quad (2.21)$$

область 3 (полоса промежутка между плоскостями листовых металлов),  
 $z \in [-(h_2 + D_2); -D_2]$ , с помощью (2.15) определяем, что

$$H_r^{(3)}(p, \lambda, z) = \frac{\lambda}{p \mu_0} \cdot \left( C_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda \cdot z} - C_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda \cdot z} \right); \quad (2.22)$$

область 4 (полоса собственно листового металла – 2),  
 $z \in [-D_2; 0]$ ,

$$H_r^{(4)}(p, \lambda, z) = \frac{q_2(p, \lambda)}{p \cdot \mu_0} \cdot \left( G_1(p, \lambda) \cdot e^{q_2(p, \lambda) \cdot z} - G_2(p, \lambda) \cdot e^{-q_2(p, \lambda) \cdot z} \right); \quad (2.23)$$

область 5 (полупространство над поверхностью листового металла – 2 со стороны индуктора),

$z \in [0; \infty)$ , из (2.19) получаем, что

$$H_r^{(5)}(p, \lambda, z) = \frac{\lambda}{p \cdot \mu_0} \cdot \left( \left[ -\frac{K(p, \lambda)}{2\lambda^2} \cdot e^{-\lambda h_1} \cdot (1 - e^{-\lambda \ell}) \right] \cdot e^{\lambda z} - L_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda z} \right). \quad (2.24)$$

Из условия непрерывности тангенциальных компонент вектора напряжённости электромагнитного поля на границах выделенных областей можно получить систему линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных произвольных постоянных в выражениях для  $E_\varphi^{(1-5)}(p, \lambda, z)$  и  $H_r^{(1-5)}(p, \lambda, z)$ .

$$z = 0.$$

$$\begin{cases} \left[ -\frac{K(p,\lambda)}{2\lambda^2} \cdot e^{-\lambda h_1} \cdot (1 - e^{-\lambda \ell}) \right] + L_2(p,\lambda) = G_1(p,\lambda) + G_2(p,\lambda), \\ \frac{\lambda}{p \cdot \mu_0} \cdot \left( \left[ -\frac{K(p,\lambda)}{2\lambda^2} e^{-\lambda h_1} (1 - e^{-\lambda \ell}) \right] - L_2(p,\lambda) \right) = \frac{q_2(p,\lambda)}{p \cdot \mu_0} \cdot (G_1(p,\lambda) - G_2(p,\lambda)). \end{cases} \quad (2.25)$$

$$z = -D_2.$$

$$\begin{cases} G_1(p,\lambda) \cdot e^{-q_2(p,\lambda) \cdot D_2} + G_2(p,\lambda) \cdot e^{q_2(p,\lambda) \cdot D_2} = C_1 e^{-\lambda \cdot D_2} + C_2 e^{\lambda \cdot D_2}, \\ \frac{q_2(p,\lambda)}{p \cdot \mu_0} \left( G_1(p,\lambda) e^{-q_2(p,\lambda) \cdot D_2} - G_2(p,\lambda) e^{q_2(p,\lambda) \cdot D_2} \right) = \frac{\lambda}{p \cdot \mu_0} \left( C_1 e^{-\lambda \cdot D_2} - C_2 e^{\lambda \cdot D_2} \right). \end{cases} \quad (2.26)$$

$$z = -(D_1 + h_2).$$

$$\begin{cases} B_1(p,\lambda) \cdot e^{-q_1(p,\lambda)(D_1+h_2)} + B_2(p,\lambda) \cdot e^{q_1(p,\lambda)(D_1+h_2)} = C_1 e^{-\lambda(D_1+h_2)} + C_2 e^{\lambda(D_1+h_2)}, \\ \frac{q_1(p,\lambda)}{p \cdot \mu_0} \left( B_1(p,\lambda) e^{-q_1(p,\lambda)(D_1+h_2)} - B_2(p,\lambda) e^{q_1(p,\lambda)(D_1+h_2)} \right) = \\ = \frac{\lambda}{p \cdot \mu_0} \left( C_1 e^{-\lambda(D_1+h_2)} - C_2 e^{\lambda(D_1+h_2)} \right). \end{cases} \quad (2.27)$$

$$z = -(D_1 + D_2 + h_2).$$

$$\begin{cases} B_1(p,\lambda) e^{-q_1(p,\lambda)(D_1+D_2+h_2)} + B_2(p,\lambda) e^{q_1(p,\lambda)(D_1+D_2+h_2)} = A_1 e^{-\lambda(D_1+D_2+h_2)}, \\ \frac{q_1(p,\lambda)}{p \mu_0} \left( B_1(p,\lambda) e^{-q_1(p,\lambda)(D_1+D_2+h_2)} - B_2(p,\lambda) e^{q_1(p,\lambda)(D_1+D_2+h_2)} \right) = \\ = \frac{\lambda}{p \mu_0} A_1 e^{-\lambda(D_1+D_2+h_2)}. \end{cases} \quad (2.28)$$

## 2.2. Низкочастотный режим, расчётные соотношения

Наибольший практический интерес представляет случай, когда листовые экран и заготовка достаточно тонкостенны и «прозрачны» для действующих полей (низкочастотный режим:  $\omega \cdot \tau_{1,2} \ll 1$ ;  $\tau_{1,2} = \mu_0 \cdot \gamma_{1,2} \cdot D_{1,2}^2$ , [5]). Формально, эта идеализация соответствует соотношениям:  $|p \cdot \mu_0 \cdot \gamma_{1,2}| \ll \lambda^2$  и  $q_{1,2}(p, \lambda) \approx \lambda$ .

Далее, для определения индуцированных токов нам понадобятся только  $B_{1,2}(p, \lambda)$  и  $G_{1,2}(p, \lambda)$ . В принятой идеализации достаточно низких частот протекающих процессов найдём их из систем (2.25...2.28).

Выполнив несложные, но громоздкие, тождественные преобразования получаем, что

$$B_1(p, \lambda) = G_1(p, \lambda) = -\frac{K(p, \lambda)}{2\lambda^2} \cdot e^{-\lambda h_1} \cdot (1 - e^{-\lambda \ell}), \quad B_2(p, \lambda) = G_2(p, \lambda) = 0. \quad (2.29)$$

Подставим (2.29) в (2.14) и (2.16). После перехода в пространство оригиналов находим линейные плотности токов, индуцированных в листовых металлах.

Экран,

$$J_s(t, r) = -\frac{dj(t)}{dt} \left( \frac{\tau_2}{4D_2^2} \right) \int_0^\infty \frac{f_1(\lambda)}{\lambda^2} e^{-\lambda h_1} (1 - e^{-\lambda \ell}) (1 - e^{-\lambda D_2}) J_1(\lambda r) d\lambda, \quad (2.30)$$

где  $\tau_2 = \mu_0 \cdot \gamma_2 \cdot D_2^2$  – характерное время проникновения поля в металл экрана.

Заготовка,

$$J_w(t, r) = -\frac{dj(t)}{dt} \left( \frac{\tau_1}{2D_1^2} \right) \int_0^\infty \frac{f_1(\lambda)}{\lambda^2} e^{-\lambda(h_1+D_2+h_2)} (1-e^{-\lambda\ell}) (1-e^{-\lambda D_1}) J_1(\lambda r) d\lambda, \quad (2.31)$$

где  $\tau_1 = \mu_0 \cdot \gamma_1 \cdot D_1^2$  – характерное время проникновения поля в металл заготовки.

С помощью формул (2.30) и (2.31) найдём токи, индуцированные в области листовых металлов, ограниченных окружностями радиуса –  $R$ .

Экран,

$$I_s(t, R) = -\frac{dj(t)}{dt} \left( \frac{\tau_2}{2D_2^2} \right) \int_0^\infty \frac{f_1(p, \lambda)}{\lambda^3} e^{-\lambda h_1} (1-e^{-\lambda\ell}) (1-e^{-\lambda D_2}) (1-J_0(\lambda R)) d\lambda, \quad (2.32)$$

где  $J_0(\lambda R)$  – функция Бесселя нулевого порядка.

Заготовка,

$$I_w(t, R) = -\frac{dj(t)}{dt} \left( \frac{\tau_1}{2D_1^2} \right) \int_0^\infty \frac{f_1(p, \lambda)}{\lambda^3} e^{-\lambda(h_1+D_2+h_2)} (1-e^{-\lambda\ell}) (1-e^{-\lambda D_1}) (1-J_0(\lambda R)) d\lambda. \quad (2.33)$$

Для удобства в выполнении численных оценок преобразуем выражения (2.30...2.33). От переменной интегрирования –  $\lambda \in [0; \infty)$  перейдём к новой безразмерной переменной –  $x = \lambda d; x \in [0; \infty)$ . Для временной производной плотности возбуждающего тока примем оценку по максимуму –

$$\frac{dj(t)}{dt} \approx \omega \cdot \frac{I_m}{d^2 \cdot N_m}.$$

Выполнив указанные операции, получим следующие зависимости.

Линейная плотность тока в металле экрана,



$$J_{s-m}(r) = -\left(\frac{I_m \cdot d}{N_m}\right) \left(\frac{\omega\tau_2}{2D_2^2}\right) \int_0^\infty \frac{f_1(x)}{x^2} e^{-x\frac{h_1}{d}} \left(1 - e^{-x\frac{\ell}{d}}\right) \left(1 - e^{-x\frac{D_2}{d}}\right) J_1\left(x\frac{r}{d}\right) dx, \quad (2.34)$$

где  $f_1(x) = \frac{1}{x^2} \cdot \int_{\left(x\frac{R_1}{d}\right)}^{\left(x\frac{R_2}{d}\right)} y \cdot J_1(y) dy$ .

Линейная плотность тока в металле заготовки,

$$J_{w-m}(r) = -\left(\frac{I_m \cdot d}{N_m}\right) \left(\frac{\omega\tau_1}{2D_1^2}\right) \int_0^\infty \frac{f_1(x)}{x^2} e^{-x\frac{(h_1+D_2+h_2)}{d}} \left(1 - e^{-x\frac{\ell}{d}}\right) \times \\ \times \left(1 - e^{-x\frac{D_1}{d}}\right) \cdot J_1\left(x\frac{r}{d}\right) dx. \quad (2.35)$$

Ток, индуцированный в круге радиуса –  $R$  на поверхности экрана,

$$I_{s-m}(R) = -\frac{I_m}{N_m} \left(\frac{\omega\tau_2}{2}\right) \left(\frac{d}{D_2}\right)^2 \int_0^\infty \frac{f_1(x)}{x^3} e^{-x\frac{h_1}{d}} \left(1 - e^{-x\frac{\ell}{d}}\right) \times \\ \times \left(1 - e^{-x\frac{D_2}{d}}\right) \cdot \left(1 - J_0\left(x\frac{R}{d}\right)\right) dx. \quad (2.36)$$

Ток, индуцированный в круге радиуса –  $R$  на поверхности заготовки,

$$I_{w-m}(R) = -\frac{I_m}{N_m} \left(\frac{\omega\tau_1}{2}\right) \left(\frac{d}{D_1}\right)^2 \int_0^\infty \frac{f_1(x)}{x^3} e^{-x\frac{(h_1+D_2+h_2)}{d}} \left(1 - e^{-x\frac{\ell}{d}}\right) \times \\ \times \left(1 - e^{-x\frac{D_1}{d}}\right) \left(1 - J_0\left(x\frac{R}{d}\right)\right) dx. \quad (2.37)$$

В заключение, выпишем формулы, необходимые для практических оценок действенности исследованной ИСПЭ.

Отношение величин токов, индуцированных в экране и заготовке,

$$\eta_{s-w} = \left( \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \right) \cdot \frac{\int_0^{\infty} \frac{f_1(x)}{x^3} e^{-x \frac{h_1}{d}} \left( 1 - e^{-x \frac{\ell}{d}} \right) \left( 1 - e^{-x \frac{D_2}{d}} \right) \left( 1 - J_0 \left( x \frac{R}{d} \right) \right) dx}{\int_0^{\infty} \frac{f_1(x)}{x^3} e^{-x \frac{(h_1 + D_2 + h_2)}{d}} \left( 1 - e^{-x \frac{\ell}{d}} \right) \left( 1 - e^{-x \frac{D_1}{d}} \right) \left( 1 - J_0 \left( x \frac{R}{d} \right) \right) dx}. \quad (2.38)$$

Распределённые силы притяжения,

$$P_{attr-m}(r) = \mu_0 \cdot J_{s-m}(r) \cdot J_{w-m}(r) \cdot \left( \frac{r}{h_2} \right), \quad (2.39)$$

где  $J_{s-m}(r)$ ,  $J_{w-m}(r)$  – определены зависимостями (2.34) и (2.35), соответственно.

### 2.3. Численные оценки токов и сил, обобщение результатов

При проведении численных оценок примем исходные данные, соответственно параметрам реальных индукторных систем [6] (обозначения соответствуют схеме на рис. 2.1):  $d = 0,003$  м,  $\Delta = 0,001$  м,  $h_1 = 0,0005$  м,  $D_{2,1} = 0,001$  м,  $h_2 = 0,002$  м,  $R_1 = 0,01$  м,  $w_{r,z} = 1-30$ , рабочая частота тока в индукторе –  $f = 1000$  Гц, амплитуда возбуждающего тока  $\sim 10$  кА.

Результаты вычислений представлены на графиках ниже. Результаты на рис. 2.2...2.4 дополним характерными числами.

Общее число витков в обмотке соленоида, вне зависимости от конструктивного расположения витков, составляет –  $w_g = w_r \cdot w_\ell = 30$ .

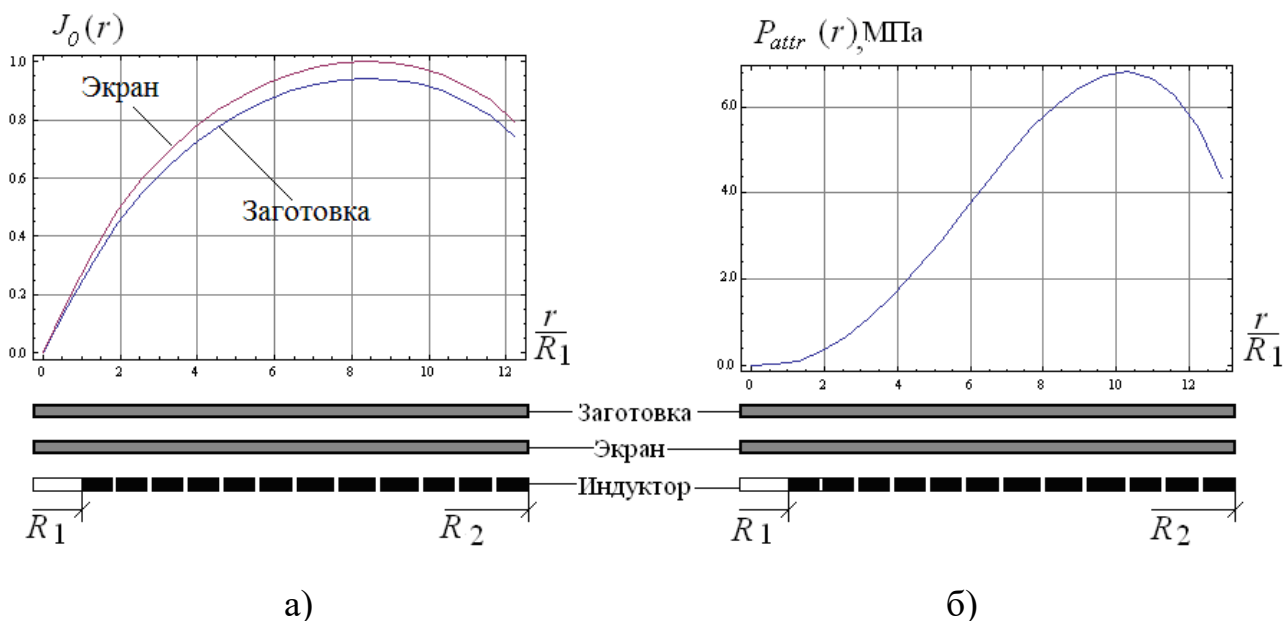


Рис. 2.2. Радиальные распределения токов и сил в ИСПЭ, возбуждаемой внешним соленоидом с однослойной обмоткой ( $w_\ell = 1$ ) число витков по радиусу –  $w_r = 30$ : а – индуцированные токи в относительных величинах (нормировка на максимум в металле экрана); б – распределённые силы притяжения листовой заготовки

Оценка эффективности развиваемых сил притяжения производится по следующим показателям:

– среднее значение распределённой силы притяжения на интервале  $r \in [0; R_w]$ , где  $R_w$  – внешний радиус рабочей зоны, вычисляется как среднее

значение непрерывной функции – 
$$\bar{P}_{attr} = \frac{1}{R_w} \cdot \int_0^{R_w} P_{attr}(r) dr ;$$

– интегральная сила притяжения на площади с  $r \in [0; R_w]$

вычисляется как интеграл вида – 
$$F_{attr}^{full} = 2\pi \int_0^{R_w} P_{attr}(r) r dr ;$$

– сила притяжения на площади с  $r \in [r_1; r_2]$ ,  $r_{1,2}$  – внутренний и внешний радиусы области, где сконцентрировано  $\sim 90$  % возбуждаемой

интегральной силы, вычисляется как интеграл –  $F_{attr}^{90\%} = 2\pi \int_{r_1}^{r_2} P_{attr}(r) r dr$ , так

называемый 90 %-ый показатель  $\left( \frac{F_{attr}^{90\%}}{F_{attr}^{full}} \approx 0,9 \right)$ .

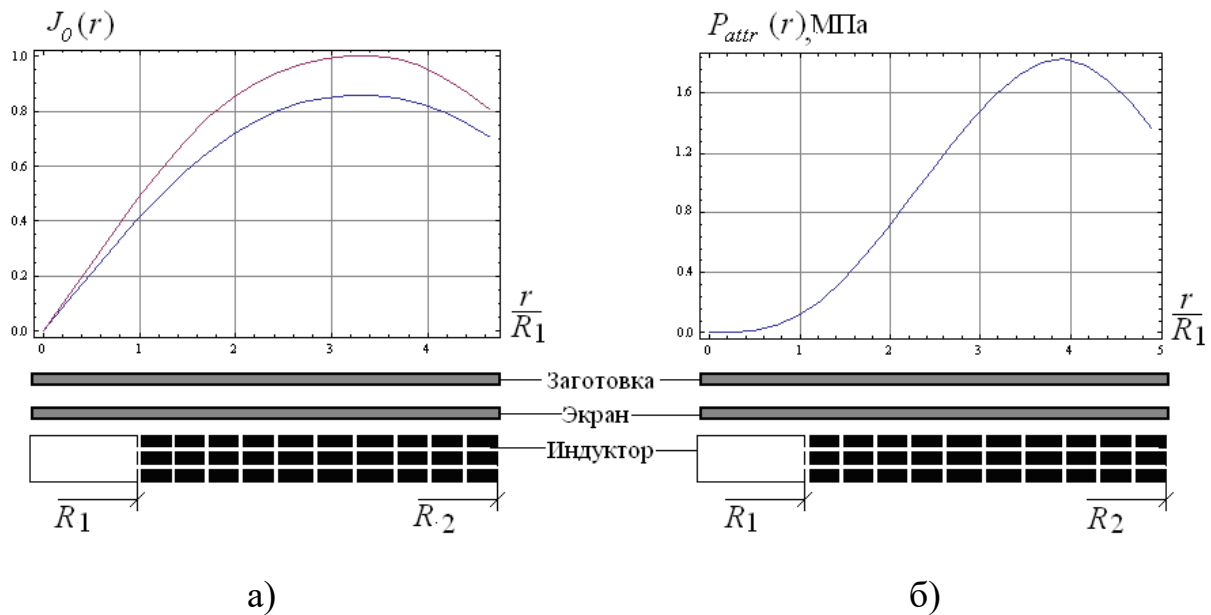


Рис. 2.3. Радиальные распределения токов и сил в ИСПЭ, возбуждаемой внешним соленоидом с двухслойной обмоткой ( $w_\ell = 3$ ), число витков по радиусу –  $w_r = 10$ : а – индуцированные токи в относительных величинах (нормировка на максимум в металле экрана); б – распределённые силы притяжения листовой заготовки

Рис. 2.2: внешний радиус рабочей зоны –  $R_w = R_2 = 0,129$  м, среднее значение распределённой силы притяжения –  $\bar{P}_{attr} = 3,6$  МПа, интегральная сила притяжения –  $F_{attr}^{full} = 264000$  Н, в зоне с минимумом распределённой силы притяжения, равным её среднему,  $r_1 \approx 6R_1$ ;  $r_2 = R_w$ , 90 %-ый показатель –  $F_{attr}^{90\%} = 240000$  Н.

Рис. 2.3: внешний радиус рабочей зоны –  $R_w = R_2 = 0,049$  м, среднее значение распределённой силы притяжения –  $\bar{P}_{attr} = 0,96$  МПа, интегральная

сила притяжения –  $F_{attr}^{full} = 2525$  Н, в зоне с минимумом распределённой силы притяжения, равным её среднему,  $r_1 \approx 2,4R_1$ ;  $r_2 = R_w$ , 90 %-ый показатель –  $F_{attr}^{90\%} = 9120$  Н.

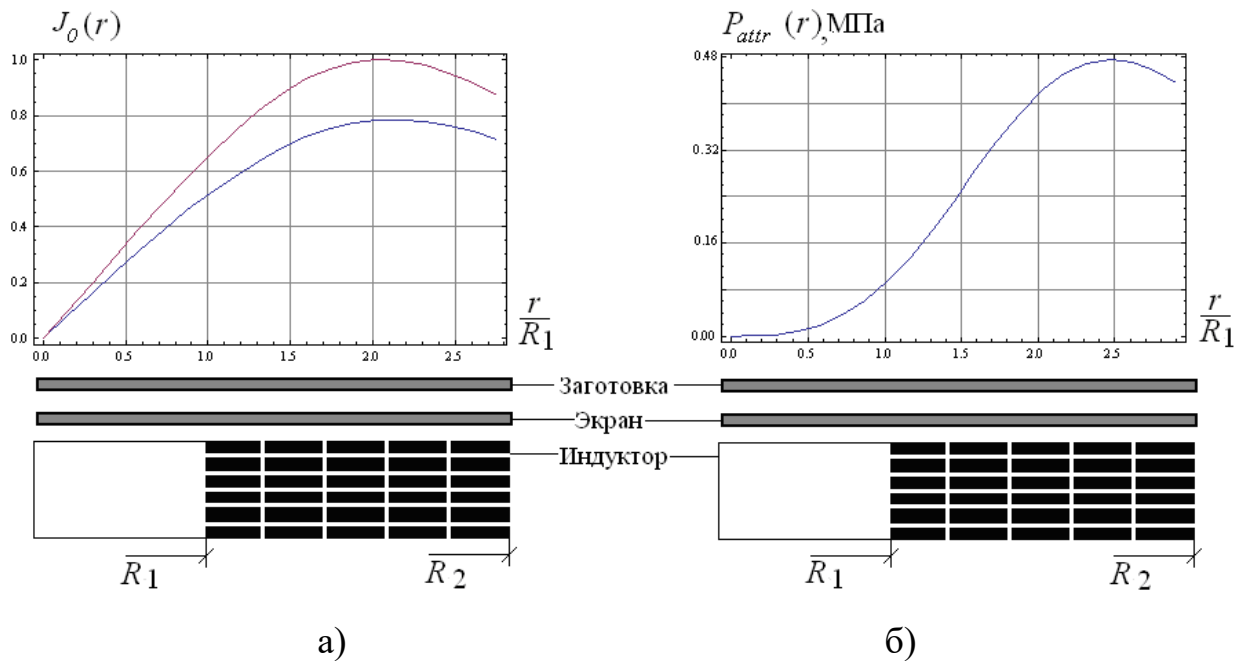


Рис. 2.4. Радиальные распределения токов и сил в ИСПЭ, возбуждаемой внешним соленоидом с двухслойной обмоткой ( $w_\ell = 6$ ), число витков по радиусу –  $w_r = 5$ : а – индуцированные токи в относительных величинах (нормировка на максимум в металле экрана); б – распределённые силы притяжения листовой заготовки

Рис. 2.4: внешний радиус рабочей зоны –  $R_w = R_2 = 0,029$  м, среднее значение распределённой силы притяжения –  $\bar{P}_{attr} = 0,224$  МПа, сила притяжения –  $F_{attr}^{full} = 868$  Н, в зоне с минимумом распределённой силы притяжения, равным её среднему,  $r_1 \approx 1,4R_1$ ;  $r_2 = R_w$ , 90 %-ый показатель –  $F_{attr}^{90\%} = 9120$  Н.

Обобщение результатов проведенных вычислений приводит к следующим выводам.

При уменьшении внешнего радиуса обмотки возбуждающего соленоида (соответственно, размера рабочей зоны почти в  $\sim 4$  раза) за счёт роста числа витков по вертикали и снижении их радиального количества разница между величинами токов, индуцированными в экране и заготовке, растёт от 10...20 %.

Максимум распределённой силы притяжения концентрируется на окружности  $\sim (0,7...0,8) \cdot R_2$ .

В диапазоне  $R_2 = 0,129...0,029$  м средние значения распределённых сил притяжения заключены в интервале –  $\bar{P}_{attr} = 2,48...0,224$  МПа.

Очевидно, что уменьшения размера рабочей зоны для неизменности распределённых сил притяжения требует увеличения тока в индукторе.

Как следует из вычислений, с ростом амплитуд возбуждающих токов силы притяжения возрастают в квадратичной зависимости. Так, увеличение тока в индукторе до  $\sim 20$  кА при наименьшем рассмотренном внешнем радиусе –  $R_2 = 0,029$  м даст увеличение средней силы притяжения с  $\sim P_{attr} \approx 0,224$  МПа до  $\sim P_{attr} \approx 0,896$  МПа, Последняя цифра близка к характеристике для существенно большего размера рабочей зоны  $\sim R_2 = 0,049$  м.

Увеличение слоёв обмотки возбуждающего соленоида свыше  $\sim w_\ell = 3$  не целесообразно, поскольку возрастающая конструктивная громоздкость не компенсируется соответствующим увеличением эффективности индукционных процессов и, соответственно, ростом сил притяжения. Так, в случае 3-хслойной обмотки по сравнению с 1-нослойной силы падают в  $\sim 2,5$  раза. Но для обмотки из 6-ти слоёв это падение составляет уже почти  $\sim$  порядок.

## 2.4. Возможности повышения эффективности ИСПЭ

Как следует из анализа интегральных сил притяжения, 90 % их величин сконцентрировано в зонах, расположенных вблизи краёв областей под обмотками индукторов ( $r \in [r_1; R_w = R_2]$ ). Последнее обстоятельство позволяет

реально выделить рабочие зоны силового воздействия на объект обработки в рассмотренных ИСПЭ: их границы определены средним значением распределённой силы притяжения –  $\bar{P}_{attr}$ , которое является минимумом этой силы в пределах выделенной рабочей зоны.

Таким образом, увеличение интегральной силы притяжения возможно за счёт увеличения размеров рабочей зоны в сторону  $R_w > R_2$  до радиуса окружности, на которой величина распределённой силы притяжения снижается до своего среднего значения. То есть, границами рабочей зоны в данном случае будут окружности с  $r_{1,2}$ , такими, что  $P_{attr}(r_{1,2}) = \bar{P}_{attr}$ .

Результаты вычислений, как иллюстрация возможностей роста эффективности ИСПЭ за счёт увеличения размеров листового экрана, для различных видов индуктора приведены на рис. 2.5, рис. 2.6.

Для индукторной системы на рис. 2.5 при увеличении рабочей зоны до  $\sim R_w \approx 1,2 \cdot R_2$  на площади, ограниченной окружностями с  $r_1 \approx 2,25 \cdot R_1$  и  $r_2 \approx 5,75 \cdot R_1$ , интегральная сила притяжения составляет  $F_{attr} \approx 12084$  Н.

Данная величина возбуждаемой силы в  $\sim 1,35$  раз превышает 90 %-ый аналог для ИСПЭ с  $R_w = R_2$  – внешнему радиусу обмотки индуктора. Для индукторной системы на рис. 2.6 при увеличении рабочей зоны до  $\sim R_w \approx 1,45 \cdot R_2$  на площади, ограниченной окружностями с  $r_1 \approx 1,5 \cdot R_1$  и  $r_2 \approx 4 \cdot R_1$ , интегральная сила притяжения составляет  $F_{attr} \approx 1480$  Н.

Данная величина возбуждаемой силы в  $\sim 1,7$  раз превышает 90 %-ый аналог для ИСПЭ с  $R_w = R_2$  – внешнему радиусу обмотки индуктора.

Следует отметить, что практическая реализация предложения по увеличению рабочей зоны означает соответствующее конструктивное увеличение размеров вспомогательного экрана (реальная листовая заготовка обладает существенно большими поперечными размерами).

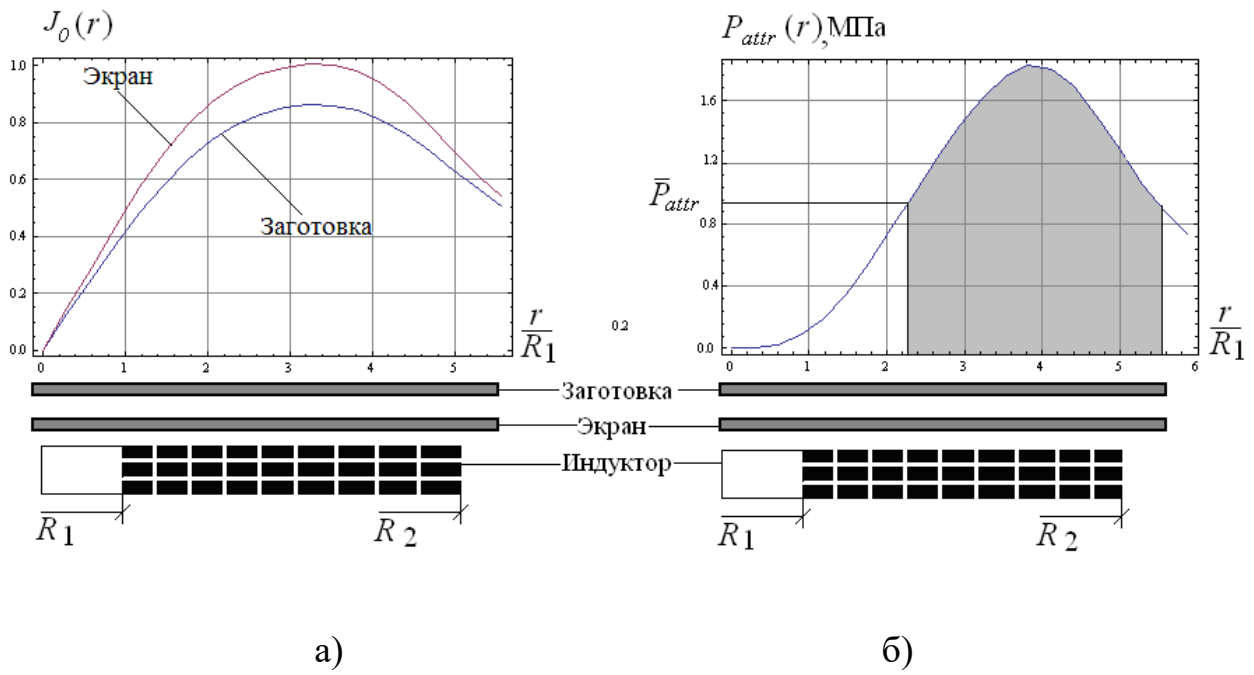


Рис. 2.5. Характеристики эффективности ИСПЭ, возбуждаемой внешним соленоидом с двухслойной обмоткой ( $w_\ell = 6$ ), число витков по радиусу –  $w_r = 5$ , с увеличенным экраном: а – индуцированные токи в относительных величинах (нормировка на максимум в металле экрана); б – распределённые силы притяжения листовой заготовки

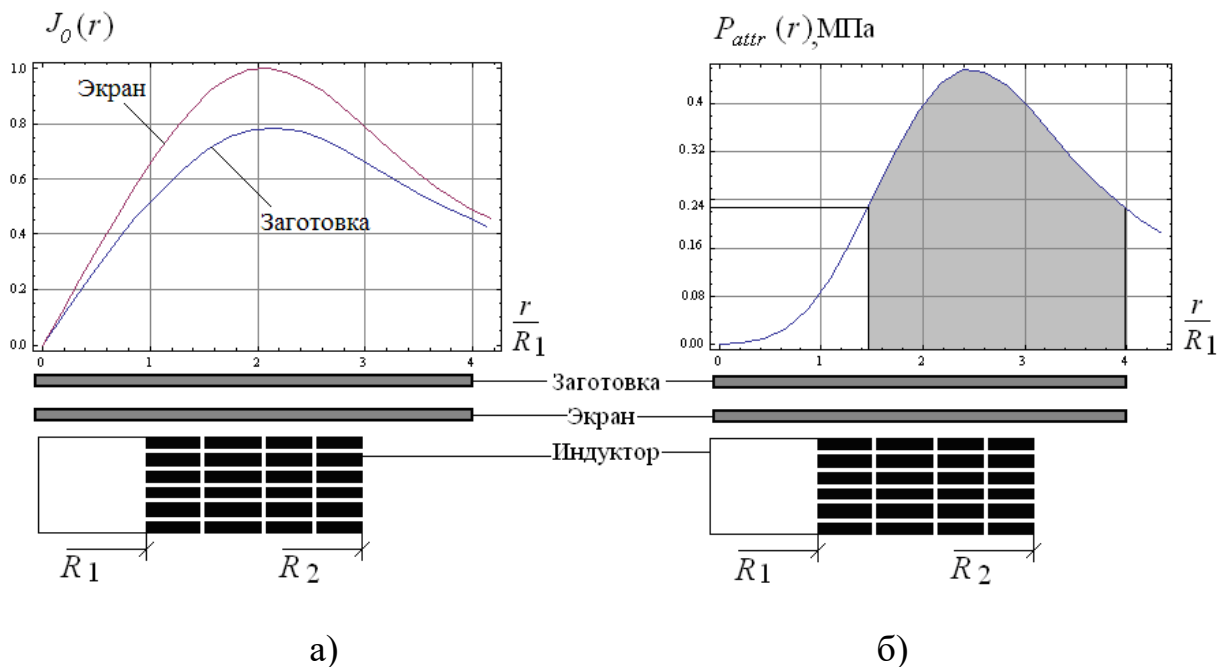


Рис. 2.6. Характеристики эффективности ИСПЭ, возбуждаемой внешним соленоидом с двухслойной обмоткой ( $w_\ell = 6$ ), число витков по радиусу –  $w_r = 5$ , с увеличенным экраном: а – индуцированные токи в относительных величинах (нормировка на максимум в металле экрана); б – распределённые силы притяжения листовой заготовки



Обобщим результаты.

При увеличении размеров вспомогательного экрана за пределы внешнего радиуса обмотки индуктора возрастает эффективность ИСПЭ, что проявляется в существенном увеличении амплитуд интегральных сил притяжения.

Требуемое увеличение размеров вспомогательного экрана определяется из условия равенства минимального значения распределенной силы её средней величине на внутренней и внешней границах рабочей зоны индукторной системы ( $P_{attr}(r_{1,2}) = \bar{P}_{attr}$ ).

Увеличение экрана тем больше, чем меньше поперечные размеры обмотки индуктора, и в рассмотренных случаях составляют:

– для  $\{w_\ell = 3; w_r = 10; R_1 = 0,01 \text{ м}\}$  – с  $R_w = R_2 = 0,049$  до  $R_w \approx 0,04$  м при росте силы притяжения в 1,35 раз;

– для  $\{w_\ell = 6; w_r = 5; R_1 = 0,01 \text{ м}\}$  – с  $R_w = R_2 = 0,029$  до  $R_w \approx 0,04$  м при росте силы притяжения в 1,7 раз.

В заключение вопроса о возможностях ИСПЭ следует остановиться на перспективах работы с алюминием – металлом, сплавы которого находят широкое применение в современном промышленном производстве изделий разного назначения.

Алюминий, в отличие от стали, обладает высокой удельной электропроводностью (почти на порядок выше). Соответственно, рабочие частоты действующих полей должны быть намного ниже, чем в случае магнитно-импульсного притяжения листовых сталей. Как показывают приближённые оценки, их верхняя граница не должна превышать  $\sim 250$  Гц.

Столь низкие частоты необходимы для нейтрализации естественного отталкивания со стороны возбуждаемых сил Лоренца. Но не следует забывать, что понижение частот влечёт за собой и уменьшение сил притяжения, обусловленных законом Ампера. В рамках принятой расчётной модели с «прозрачными проводниками» представляется возможным оценить только

амплитуды последних. Действенность сил отталкивания полагается весьма несущественной. Вследствие значительных осцилляций во времени, интегрирование даёт результат, стремящийся к нулю.

Рассмотрим несколько вариантов конструктивного исполнения индукторных систем с притягивающими экранами, предназначенных для работы с алюминиевыми листами толщиной  $\sim 0,001$  м.

Поперечные размеры обмотки индуктора и количество витков в одном ряду примем неизменными:  $R_1 = 0,01$  м,  $R_2 = 0,05$  м,  $w_r = 10$ .

Число рядов и рабочую частоту проварьировуем:  $w_\ell = 2,3$   $f = 250, 200$  Гц.

Варианты возможных экранов:

- листовой алюминий толщиной  $\sim 0,001$  м;
- листы стали толщиной  $\sim 0,002\dots 0,003$  м (такие экраны позволят

увеличить механическую прочность всей ИСПЭ в целом).

Результаты вычислений представлены ниже на рис. 2.7...2.9.

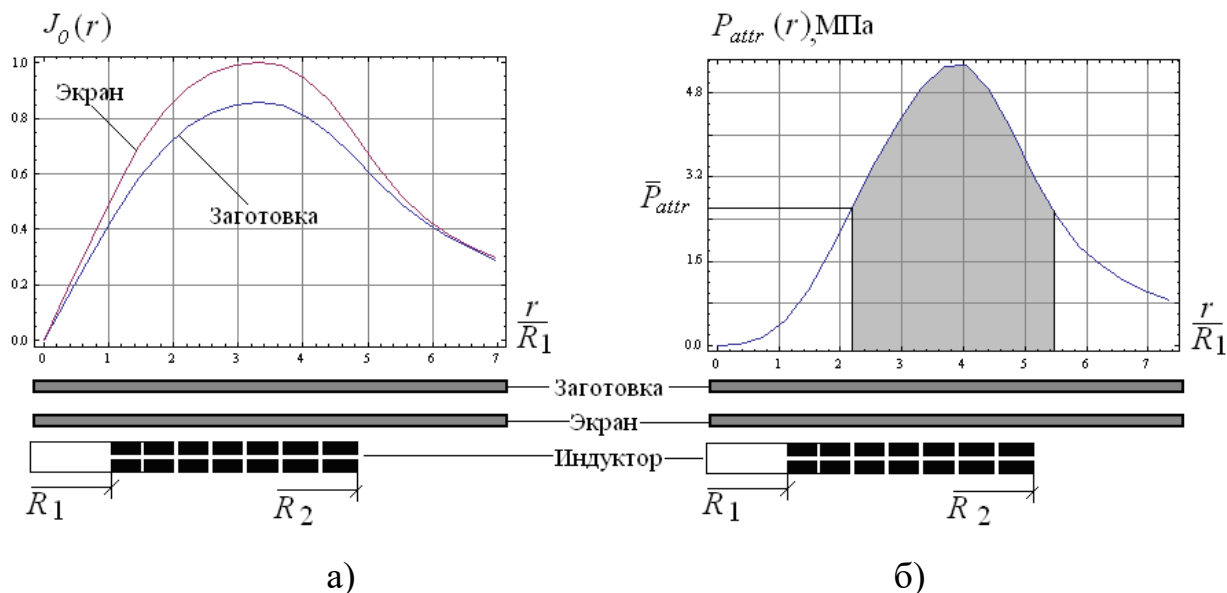


Рис. 2.7. Эффективность ИСПЭ, возбуждаемой внешним соленоидом с двухслойной обмоткой ( $w_\ell = 2$ ,  $w_r = 10$ ), с увеличенным алюминиевым экраном при рабочей частоте  $\sim 250$  Гц: а – индуцированные токи в относительных величинах (нормировка на максимум в металле алюминиевого экрана толщиной  $\sim 1$  мм); б – распределённые силы притяжения алюминиевой заготовки толщиной  $\sim 1$  мм

Результаты вычислений, представленные на рис. 2.7...2.9, дополним некоторыми характерными величинами.

Рис. 2.7: отношения скин-слоя к толщине экрана и заготовки –  $\eta_s = \eta_w = 9,2$ ; среднее значение распределённой силы притяжения –  $P_{attr} \approx 2,48$  МПа; 90 %-ная сила в рабочей зоне системы –  $F_{attr}^{90\%} \approx 32800$  Н.

Рис. 2.8: отношения скин-слоя к толщине экрана и заготовки –  $\eta_s = 14,1$ ;  $\eta_w = 9,2$ ; среднее значение распределённой силы притяжения –  $P_{attr} \approx 0,496$  МПа; 90 %-ная сила в рабочей зоне системы –  $F_{attr}^{90\%} \approx 9840$  Н.

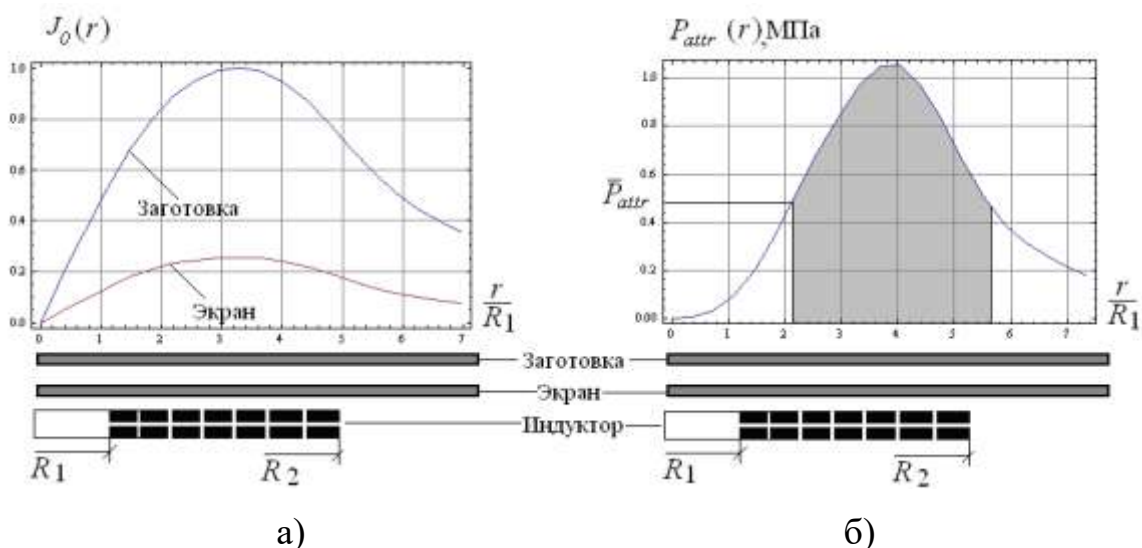


Рис. 2.8. Эффективность ИСПЭ, возбуждаемой внешним соленоидом с двухслойной обмоткой ( $w_\ell = 2$ ,  $w_r = 10$ ), с увеличенным стальным экраном при рабочей частоте  $\sim 250$  Гц: а – индуцированные токи в относительных величинах (нормировка на максимум в металле стального экрана толщиной  $\sim 2$  мм); б – распределённые силы притяжения алюминиевой заготовки толщиной  $\sim 1$  мм

Рис. 2.9:

– отношения скин-слоя к толщине экрана и заготовки –  $\eta_s = 9,4$ ;  $\eta_w = 9,2$ ; среднее значение распределённой силы притяжения –  $P_{attr} \approx 0,696$  МПа; 90 %-ная сила в рабочей зоне системы –  $F_{attr}^{90\%} \approx 9852$  Н;

– отношения скин-слоя к толщине экрана и заготовки –  $\eta_s = 10,5$ ;  $\eta_w = 10,3$ ; среднее значение распределённой силы притяжения –  $P_{attr} \approx 0,86$  МПа; 90 %-ная сила в рабочей зоне системы –  $F_{attr}^{90\%} \approx 12648$  Н.

Отношение скин-слоя в толщине проводника характеризует степень его «прозрачности» для действующих полей при заданной рабочей частоте.

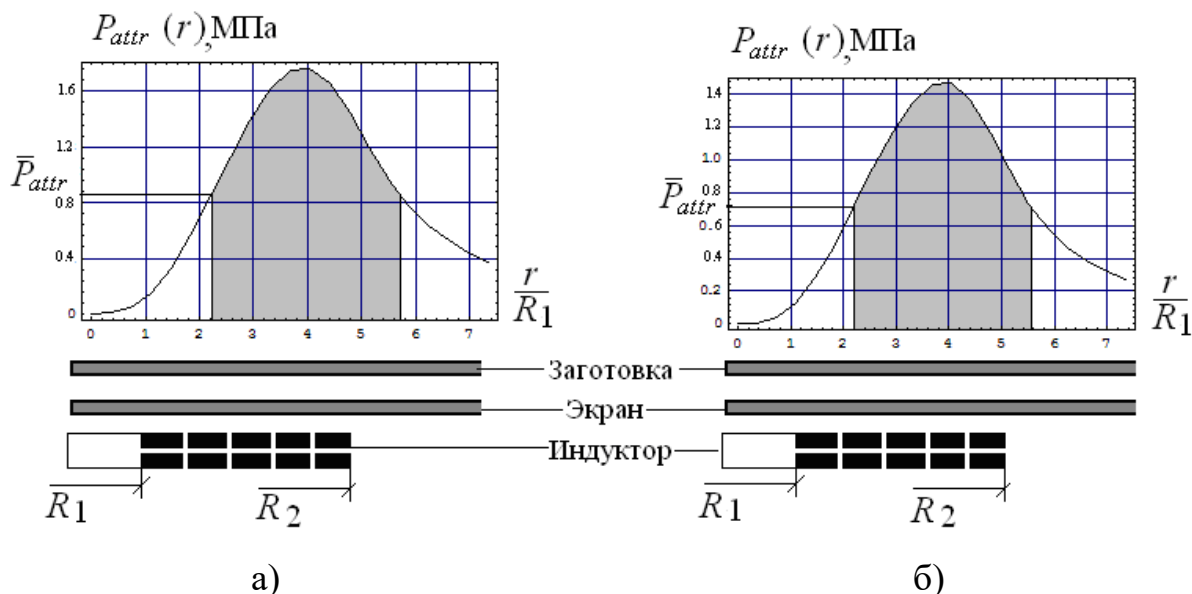


Рис. 2.9. – Эффективность ИСПЭ, возбуждаемой внешним соленоидом с обмоткой, где по радиусу –  $w_r = 10$ , с увеличенным стальным экраном толщиной  $\sim 3$  мм при различных значениях рабочих частот: а – распределённые силы притяжения алюминиевой заготовки толщиной  $\sim 1$  мм при частоте  $\sim 250$  Гц и  $w_\ell = 2$ ; б – распределённые силы притяжения алюминиевой заготовки толщиной  $\sim 1$  мм при частоте  $\sim 200$  Гц и  $w_\ell = 3$

Анализ результатов выполненных расчётов приводит к следующим выводам.

Предложенная индукторная система с притягивающим экраном (ИСПЭ) в диапазоне рабочих частот действующих полей до  $\sim 250$  Гц является эффективным инструментом магнитно-импульсного притяжения заданных участков листовых алюминиевых образцов. Развиваемые силы в системе с

двухслойной обмоткой индуктора и 10-ю витками в каждом из слоёв при  $\sim 250$  Гц при токе индуктора  $\sim 10$  кА находятся в диапазоне  $\sim 7000 \dots 33960$  Н.

Рабочие зоны в рассмотренных ИСПЭ одинаковы. Это круговые области, ограниченные радиусами –  $r \in [0,025; 0,061]$  м с шириной  $\sim 3,5$  см.

Вспомогательный экран в конструктивном исполнении должен превышать поперечный размер обмотки соленоида индуктора на  $\sim 20 \dots 25$  %, что обеспечивает рост сил притяжения не менее, чем на  $\sim 35$  %.

Наибольшие электродинамические усилия развиваются в конструкциях с одинаковыми вспомогательным экраном и заготовкой из листового алюминия толщиной  $\sim 1$  мм и достигают значений  $\sim 33960$  Н.

Введение вместо алюминиевого утолщённого стального экрана (2...3 мм) позволяет увеличить механическую прочность индукторной системы, но требует снижения рабочих частот (до  $\sim 200$  Гц), чтобы обеспечить «прозрачность» утолщённого металла для действующих полей. Это обстоятельство приводит к падению амплитуд возбуждаемых сил притяжения.

Увеличить силы притяжения можно за счёт увеличения слоёв в обмотке индуктора. Так, переход от 2-хслойной к 3-хслойной обмотке при сохранении числа витков в каждом из слоёв – 10, рабочей частоте  $\sim 200$  кГц и возбуждающем токе  $\sim 10$  кА даёт силовой показатель  $\sim 12648$  Н вместо  $\sim 9852$  Н при том же токе индуктора, но в двухслойной обмотке и частоте  $\sim 250$  кГц.

Обобщая результаты вычислений для индукторных систем с вспомогательными притягивающими экранами, как универсальных инструментов магнитно-импульсного притяжения заданных участков тонкостенных металлов, можно сформулировать ориентировочные рекомендации по их конструктивному исполнению и выбору частот при работе с тонкостенными листовыми металлами различной электрофизической природы.

Конструкция ИСПЭ – одинакова для ферро- и не ферромагнетиков (в частности, стали и алюминия). Она включает следующие компоненты:

- многовитковую обмотку из 3-х вертикальных слоёв с 10-ю витками в каждом из них и общим числом витков, равным 30;
- витки выполняются из медных проводников с площадью поперечного сечения  $\sim 10 \text{ мм}^2$  в изоляции толщиной  $\sim 1 \text{ мм}$ ;
- вспомогательный экран выполняется из стального диска толщиной 2...3 мм и диаметром, равным  $\sim 1,25$  внешнего диаметра обмотки индуктора;
- обмотка индуктора со стороны торца жёстко фиксируется на плоскости вспомогательного экрана с минимумом возможного зазора между ними;
- рабочая зона, на площади которой сконцентрировано 90 % возбуждаемых сил притяжения, представляет собой область, ограниченную концентрическими окружностями;
- границы рабочей зоны определяются значениями распределённых сил, равных их средним величинам в зоне под обмоткой индуктора (например, для предложенной конструкции ИСПЭ радиусы будут равны  $\sim 25 \text{ мм}$  и  $\sim 60 \text{ мм}$ , соответственно).

Амплитуда тока в индукторе выбирается из диапазона  $\geq 10 \text{ кА}$ . Рабочие частоты действующих полей для ферро- и не ферромагнетиков различны. В случае работы со сталью приемлемы  $f \approx 1000...1500 \text{ Гц}$ . Для алюминия –  $f < 250...200 \text{ Гц}$ .

## **2.5. ИСПЭ с тонкостенными листовыми ферромагнетиками**

Особый интерес представляет работа «индукторной системы с притягивающим экраном», где заготовка представлена тонкостенным листовым металлом, обладающим магнитными свойствами.

Априори очевидно, что принципиальная электродинамическая действенность данной индукторной системы, основанная, согласно закону Ампера, на притяжении проводников с однонаправленными токами, должна

усиливаться за счёт магнитных свойств у металла обрабатываемой заготовки. Можно ожидать, что пространственно-временная суперпозиция электродинамических и электромагнитных сил притяжения должна повысить эффективность силового притяжения заданных участков листовых ферромагнетиков.

Целью настоящего рассмотрения являются количественные оценки сил электродинамического плюс электромагнитного притяжения тонкостенных ферромагнетиков с помощью физико-математической модели, адекватно соответствующей процессам в режиме интенсивного проникновения действующих полей сквозь проводящие компоненты «индукторной системы с притягивающим экраном».

Расчётная модель в цилиндрической системе координат представлена на рис. 2.10. Решение выполнено аналогично авторским работам [6, 18...21].

Постановка задачи.

– Достаточно протяжённые в поперечных измерениях листовая заготовка и экран выполнены из тонкостенных проводников с электрофизическими характеристиками –  $\{\gamma_1, \mu_1\}, \{\gamma_2, \mu_2 = \mu_0\}$  и толщинами –  $D_1, D_2$ , соответственно ( $\mu_{1,0}$  – абсолютные магнитные проницаемости заготовки из ферромагнетика и экрана из немагнитного металла).

– Система обладает азимутальной симметрией, так что  $\frac{\partial}{\partial \varphi} = 0$ ,  $\varphi$  – азимутальный угол.

– Ток в обмотке индуктора представлен азимутальной компонентой с равномерно распределённой пространственной плотностью –  $j_\varphi(t)$ ,  $t$  – время.

– Электромагнитные процессы в системе квазистационарны по Ландау, так что  $\frac{\omega}{c} \cdot L \gg 1$ ,  $\omega$  – циклическая частота,  $c$  – скорость света в вакууме,  $L$  – наибольший характерный размер системы.

- Витки обмотки выполнены из проводников с поперечным сечением  $\sim d \times d$  в изоляции толщиной  $\sim \Delta$ .
- Металл обмотки индуктора «прозрачен» для действующих полей и не влияет на протекающие электромагнитные процессы.

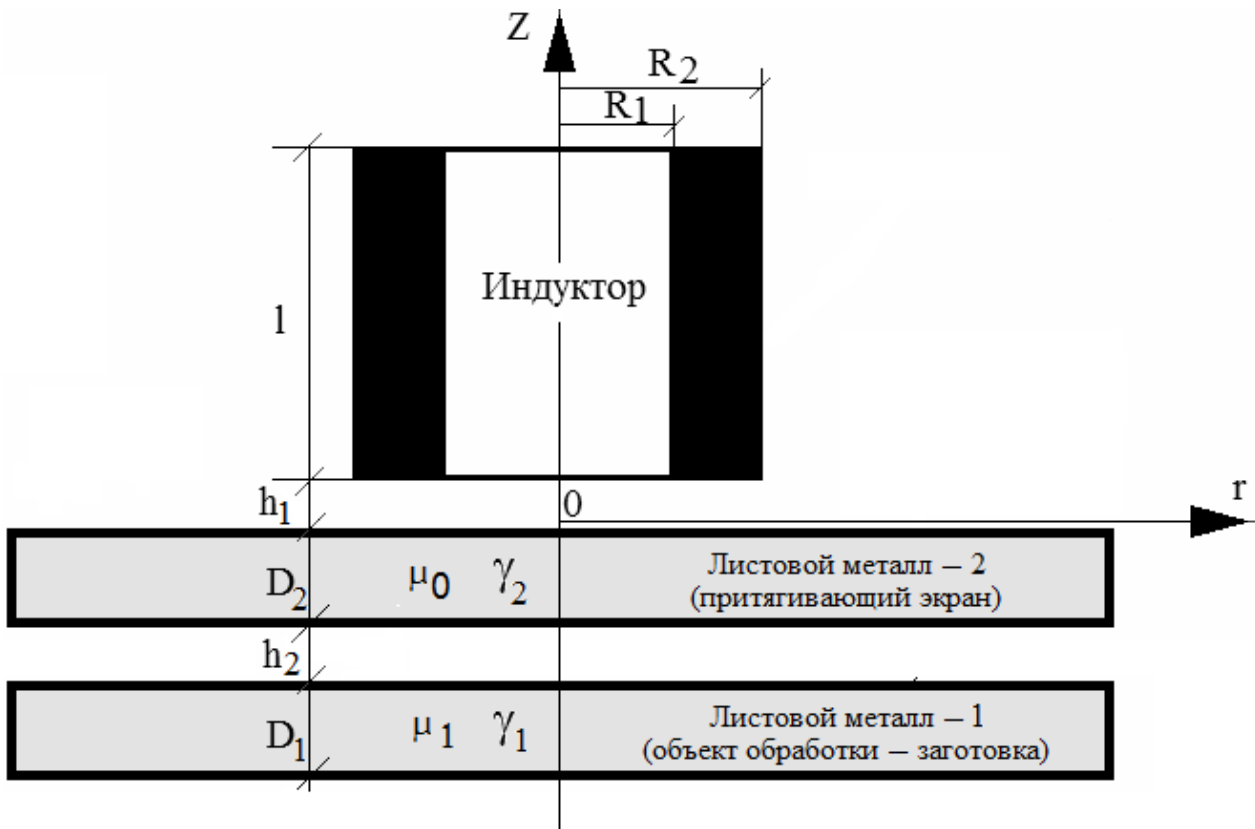


Рис. 2.10. Модель индукторной системы с длинным цилиндрическим соленоидом – индуктором, на торце которого расположены тонкостенные листовые немагнитный экран и магнитная заготовка

В действительности нижерасположенные витки экранируют поля вышерасположенных витков. Соответственно, пренебрежение этим фактором даёт завышенные расчётные показатели индукционных процессов.

Уравнения Максвелла для нетривиальных составляющих напряжённостей электромагнитного поля, преобразованных по Лапласу с учётом нулевых начальных условий, в пространстве над листовой заготовкой, где  $z \geq 0$ , имеют вид:



$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_r(p,r,z)}{\partial z} - \frac{\partial H_z(p,r,z)}{\partial r} = j_\varphi(p,r,z); \\ \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot E_\varphi(p,r,z)) = -\mu_a \cdot p \cdot H_z(p,r,z); \\ \frac{\partial E_\varphi(p,r,z)}{\partial z} = \mu_a \cdot p \cdot H_r(p,r,z); \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} (2.40) \\ (2.41) \\ (2.42) \end{array}$$

где  $p$  – параметр преобразования Лапласа;

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

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

$\mu_a$  – абсолютная магнитная проницаемость среды, металл экрана –  $\mu_a = \mu_0$ , металл заготовки –  $\mu_a = \mu_1$ .

В общем случае плотность тока в правой части уравнения (2.40) записывается в виде:

$$j_\varphi(p,r,z) = (p \cdot \varepsilon_0 + \gamma) \cdot E_\varphi(p,r,z) + j_{\varphi i}(p,r,z), \quad (2.43)$$

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

$$j_{\varphi i}(p,r,z) = j(p) \cdot f_1(r) \cdot f_2(z);$$

$j(p)$  – амплитудно-временная зависимость;

$f_1(r)$  – функция распределения тока в индукторе по радиусу –  $r$ ;

$f_2(z)$  – функция распределения тока в индукторе по переменной –  $z$ ;

$\varepsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума.

В общем случае цилиндрического индуктора на рис. 2.10 с радиальным и продольным числом витков –  $w_r$ ,  $w_z$ , соответственно, однородные распределения возбуждающего тока по пространственным переменным будут описываться следующими функциями.

$$\begin{cases} f_1(r) = [\eta(r - R_1) - \eta(r - R_2)], \\ f_2(z) = [\eta(z - h_1) - \eta(z - (h_1 + \ell))], \end{cases} \quad (2.44)$$

$$\text{где } R_2 - R_1 = w_r \cdot d \cdot \left(1 + \frac{\Delta}{d} \cdot \left(1 - \frac{1}{w_r}\right)\right), \quad \ell = w_z \cdot d \cdot \left(1 + \frac{\Delta}{d} \cdot \left(1 - \frac{1}{w_z}\right)\right).$$

Амплитудно-временная зависимость плотности возбуждающего тока запишется в виде:

$$j(p) = \frac{I(p)}{d^2 \cdot N_m}, \quad (2.45)$$

где  $I(p) = L\{I(t)\}$ ,

$I(t)$  – ток в индукторе,

$I(t) = I_m \cdot \psi(t)$ ,

$I_m, \psi(t)$  – амплитуда и временная зависимость,

$$N_m = \left(1 + \frac{\Delta}{d} \cdot \left(1 - \frac{1}{w_r}\right)\right) \cdot \left(1 + \frac{\Delta}{d} \cdot \left(1 - \frac{1}{w_z}\right)\right).$$

Не повторяя выкладок ранее цитированных работ, где подробно изложены алгоритмы решения идентичных задач, запишем соответствующие выражения для компонент возбуждаемых электромагнитных полей в выделенных областях с однородными электрофизическими характеристиками:

область 1 (свободное полупространство под листовым металлом),

$$z \in (-\infty, -(D_1 + h_2 + D_2)],$$

$$\begin{cases} E_{\varphi}^{(1)}(p, \lambda, z) = A(p, \lambda) \cdot e^{\lambda z}, \\ H_r^{(1)}(p, \lambda, z) = \frac{\lambda}{p \cdot \mu_0} \cdot A_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda z}, \end{cases} \quad (2.46)$$

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

область 2 (полоса листового металла – 1),

$$z \in [-(D_1 + h_2 + D_2), -(h_2 + D_2)],$$

$$\begin{cases} E_{\varphi}^{(2)}(p, \lambda, z) = B_1(p, \lambda) \cdot e^{q_1(p, \lambda) \cdot z} + B_2(p, \lambda) \cdot e^{-q_1(p, \lambda) \cdot z}, \\ H_r^{(2)}(p, \lambda, z) = \frac{q_1(p, \lambda)}{p \cdot \mu_0} \cdot (B_1(p, \lambda) \cdot e^{q_1(p, \lambda) \cdot z} - B_2(p, \lambda) \cdot e^{-q_1(p, \lambda) \cdot z}), \end{cases} \quad (2.47)$$

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

$$q_1(p, \lambda) = \sqrt{\lambda^2 + p\mu_1\gamma_1};$$

область 3 (полоса промежутка между плоскостями листовых металлов),

$$z \in [-(h_2 + D_2), -D_2],$$

$$\begin{cases} E_{\varphi}^{(3)}(p, \lambda, z) = C_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda \cdot z} + C_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda \cdot z}, \\ H_r^{(3)}(p, \lambda, z) = \frac{\lambda}{p\mu_0} \cdot (C_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda \cdot z} - C_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda \cdot z}) \end{cases} \quad (2.48)$$

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

область 4 (полоса листового металла – 2),

$$z \in [-D_2, 0],$$

$$\begin{cases} E_{\varphi}^{(4)}(p, \lambda, z) = G_1(p, \lambda) \cdot e^{q_2(p, \lambda) \cdot z} + G_2(p, \lambda) \cdot e^{-q_2(p, \lambda) \cdot z}, \\ H_r^{(4)}(p, \lambda, z) = \frac{q_2(p, \lambda)}{p \cdot \mu_0} \cdot (G_1(p, \lambda) \cdot e^{q_2(p, \lambda) \cdot z} - G_2(p, \lambda) \cdot e^{-q_2(p, \lambda) \cdot z}) \end{cases} \quad (2.49)$$

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

$$q_2(p, \lambda) = \sqrt{\lambda^2 + p\mu_0\gamma_2};$$

область 5 (полупространство над поверхностью листового металла – 2 со стороны индуктора),

$$z \in [0, \infty),$$

$$\begin{cases} E_{\varphi}^{(5)}(p, \lambda, z) = \left[ -\frac{K(p, \lambda)}{2\lambda^2} \cdot e^{-\lambda h_1} \cdot (1 - e^{-\lambda \ell}) \right] \cdot e^{\lambda z} + L(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda z}, \\ H_r^{(5)}(p, \lambda, z) = \frac{\lambda}{p \cdot \mu_0} \cdot \left( \left[ -\frac{K(p, \lambda)}{2\lambda^2} \cdot e^{-\lambda h_1} \cdot (1 - e^{-\lambda \ell}) \right] \cdot e^{\lambda z} - L(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda z} \right), \end{cases} \quad (2.50)$$

где  $K(p, \lambda) = \mu_0 \cdot f_1(\lambda) \cdot p \cdot j(p)$ ,

$$f_1(\lambda) = \int_{R_1}^{R_2} r \cdot J_1(\lambda \cdot r) dr,$$

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

Неизвестные произвольные постоянные в выражениях для  $E_{\varphi}^{(1-5)}(p, \lambda, z)$  и  $H_r^{(1-5)}(p, \lambda, z)$  можно найти с помощью известного условия их непрерывности на границах выделенных областей.

Соответствующая система линейных алгебраических уравнений принимает вид:

$$z = 0,$$

$$\begin{cases} -\frac{K(p, \lambda)}{2\lambda^2} \cdot e^{-\lambda h_1} \cdot (1 - e^{-\lambda \ell}) + L(p, \lambda) = G_1(p, \lambda) + G_2(p, \lambda), \\ -\frac{K(p, \lambda)}{2\lambda^2} \cdot e^{-\lambda h_1} \cdot (1 - e^{-\lambda \ell}) - L(p, \lambda) = \frac{q_2(p, \lambda)}{\lambda} \cdot (G_1(p, \lambda) - G_2(p, \lambda)); \end{cases} \quad (2.51)$$

$$z = -D_2,$$

$$\begin{cases} G_1(p, \lambda) \cdot e^{-q_2(p, \lambda) \cdot D_2} + G_2(p, \lambda) \cdot e^{q_2(p, \lambda) \cdot D_2} = C_1 e^{-\lambda \cdot D_2} + C_2 e^{\lambda \cdot D_2}, \\ \frac{q_2(p, \lambda)}{\lambda} \left( G_1(p, \lambda) e^{-q_2(p, \lambda) \cdot D_2} - G_2(p, \lambda) e^{q_2(p, \lambda) \cdot D_2} \right) = \left( C_1 e^{-\lambda \cdot D_2} - C_2 e^{\lambda \cdot D_2} \right); \end{cases} \quad (2.52)$$

$$z = -(D_1 + h_2),$$

$$\begin{cases} B_1(p, \lambda) e^{-q_1(p, \lambda)(D_1 + h_2)} + B_2(p, \lambda) e^{q_1(p, \lambda)(D_1 + h_2)} = \\ = C_1 e^{-\lambda(D_1 + h_2)} + C_2 e^{\lambda(D_1 + h_2)}, \\ \frac{q_1(p, \lambda)}{\lambda} \left( B_1(p, \lambda) e^{-q_1(p, \lambda)(D_1 + h_2)} - B_2(p, \lambda) e^{q_1(p, \lambda)(D_1 + h_2)} \right) = \\ = C_1 e^{-\lambda(D_1 + h_2)} - C_2 e^{\lambda(D_1 + h_2)}. \end{cases} \quad (2.53)$$

$$z = -(D_1 + D_2 + h_2),$$

$$\begin{cases} B_1(p, \lambda) e^{-q_1(p, \lambda)(D_1 + D_2 + h_2)} + B_2(p, \lambda) e^{q_1(p, \lambda)(D_1 + D_2 + h_2)} = \\ = A_1 e^{-\lambda(D_1 + D_2 + h_2)}, \\ \frac{q_1(p, \lambda)}{\lambda} \left( B_1(p, \lambda) e^{-q_1(p, \lambda)(D_1 + D_2 + h_2)} - B_2(p, \lambda) e^{q_1(p, \lambda)(D_1 + D_2 + h_2)} \right) = \\ = A_1 e^{-\lambda(D_1 + D_2 + h_2)} \end{cases} \quad (2.54)$$

Совокупность выражений (2.46...2.54) представляет собой полное решение поставленной задачи, записанное в виде выражений, полученных с помощью интегральных преобразований Лапласа и Фурье-Бесселя.

Наибольший практический интерес представляет случай, когда листовые экран и заготовка достаточно тонкостенны и «прозрачны» для действующих

полей (напомним, низкочастотный режим:  $\omega \cdot \tau_{1,2} \ll 1$ ,  $\tau_{1,2} = \mu_{1,0} \cdot \gamma_{1,2} \cdot D_{1,2}^2$ ).

Формально, эта идеализация соответствует соотношениям:

$$|p \cdot \mu_{1,0} \cdot \gamma_{1,2}| \ll \lambda^2 \text{ и } q_{1,2}(p, \lambda) \approx \lambda. \quad (2.55)$$

Справедливость принимаемой идеализации для ферромагнетика с абсолютной проницаемостью  $\mu_1 \neq \mu_0$  требует отдельного пояснения.

В работах разных авторов [17, 19, 20] теоретически и экспериментально показано, что при значениях напряжённостей магнитных полей, достаточных для деформирования заданных участков листовых ферромагнетиков, относительная проницаемость последних существенно падает, стремится к единице, но отлична от неё, и составляет  $\mu_r \leq 1,3 \dots 1,5$ . В этой связи удовлетворение неравенства (2.55), практически, будет одинаково справедливым как для немагнитного экрана, так и для магнитной заготовки.

Далее, для определения индуцированных токов нам понадобятся только  $V_{1,2}(p, \lambda)$  и  $G_{1,2}(p, \lambda)$ . В принятой идеализации достаточно низких частот протекающих процессов найдём их из систем (2.51...2.54).

Выполнив несложные, но громоздкие, тождественные преобразования получаем, что

$$G_1(p, \lambda) = -\frac{K(p, \lambda)}{2\lambda^2} \cdot e^{-\lambda h_1} \cdot (1 - e^{-\lambda \ell}). \quad (2.56)$$

$$G_2(p, \lambda) = -\frac{K(p, \lambda)}{2\lambda^2} \cdot e^{-\lambda h_1} \cdot (1 - e^{-\lambda \ell}) \cdot F_1(\lambda, \mu_r) \cdot F_2(\lambda, \mu_r), \quad (2.57)$$

$$\text{где } F_1(\lambda, \mu_r) = \frac{\mu_r}{(\mu_r + 1)} \cdot \frac{1}{\left(1 - \left(\frac{\mu_r - 1}{\mu_r + 1}\right)^2 \cdot e^{-2\lambda D_2}\right)},$$

$\mu_r$  – относительная магнитная проницаемость металла заготовки,

$$F_2(\lambda, \mu_r) = \left(\frac{\mu_r - 1}{\mu_r}\right) \cdot e^{-2\lambda(D_1 + h_2)} \cdot (1 - e^{-2\lambda D_2}).$$

$$B_1(p, \lambda) = -\frac{K(p, \lambda)}{\lambda^2} \cdot e^{-\lambda h_1} \cdot (1 - e^{-\lambda \ell}) \cdot F_1(\lambda, \mu_r), \quad (2.58)$$

$$B_2(p, \lambda) = \frac{K(p, \lambda)}{\lambda^2} \cdot e^{-\lambda h_1} \cdot (1 - e^{-\lambda \ell}) \cdot F_1(\lambda, \mu_r) \cdot \frac{(\mu_r - 1)}{(\mu_r + 1)} \cdot e^{-2\lambda \cdot (D_1 + h_2 + D_2)}. \quad (2.59)$$

Выражения (2.58) и (2.59) подставим в зависимости (2.47).

После выполнения обратных интегральных преобразований найдём тангенциальные компоненты вектора напряжённости электромагнитного поля, возбуждаемого в листовой заготовке.

$$\begin{aligned} E_{\varphi}^{(w)}(t, r, \zeta) = & -\frac{\mu_0}{2} \cdot \frac{dj(t)}{dt} \cdot \int_0^{\infty} \frac{f_1(\lambda)}{\lambda} \cdot e^{-\lambda h_1} \cdot (1 - e^{-\lambda \ell}) \cdot e^{-\lambda(D_1 + h_2 + D_2)} \times \\ & \times F_1(\lambda, \mu_r) \cdot \left( e^{\lambda \zeta} - \left(\frac{\mu_r - 1}{\mu_r + 1}\right) \cdot e^{-\lambda \zeta} \right) J_1(\lambda r) d\lambda, \end{aligned} \quad (2.60)$$

где  $\zeta \in [0, D_1]$  – пространственная переменная по толщине листовой заготовки.

$$H_r^{(w)}(t, r, \zeta) = -\frac{1}{2} \cdot j(t) \cdot \int_0^{\infty} f_1(\lambda) \cdot e^{-\lambda h_1} \cdot (1 - e^{-\lambda \ell}) \cdot e^{-\lambda(D_1 + h_2 + D_2)} \times$$

$$\times F_1(\lambda, \mu_r) \cdot \left( e^{\lambda \zeta} + \left( \frac{\mu_r - 1}{\mu_r + 1} \right) \cdot e^{-\lambda \zeta} \right) J_1(\lambda r) d\lambda. \quad (2.61)$$

С помощью уравнения (2.41) и зависимости (2.60) определяем нормальную составляющую напряжённости магнитного поля.

$$H_z^{(w)}(t, r, \zeta) = \frac{1}{2\mu_r} \cdot j(t) \cdot \int_0^\infty f_1(\lambda) \cdot e^{-\lambda h_1} \cdot (1 - e^{-\lambda \ell}) \cdot e^{-\lambda(D_1 + h_2 + D_2)} \times \\ \times F_1(\lambda, \mu_r) \cdot \left( e^{\lambda \zeta} - \left( \frac{\mu_r - 1}{\mu_r + 1} \right) \cdot e^{-\lambda \zeta} \right) J_0(\lambda r) d\lambda. \quad (2.62)$$

Линейная плотность тока, возбуждаемого в металле листовой заготовки, можно найти умножением напряжённости электрического поля на удельную электропроводность –  $\gamma_1$  и интегрированием по  $\zeta \in [0, D_1]$ .

$$J_\varphi^{(w)}(t, r) = -\frac{dj(t)}{dt} \cdot \left( \frac{\tau_1}{2\mu_r D_1^2} \right) \int_0^\infty \frac{f_1(\lambda)}{\lambda^2} \cdot e^{-\lambda h_1} \cdot (1 - e^{-\lambda \ell}) \cdot e^{-\lambda(h_2 + D_2)} \times \\ \times F_1(\lambda, \mu_r) \cdot \left( 1 - \left( \frac{\mu_r - 1}{\mu_r + 1} \right) \cdot e^{-\lambda D_1} \right) J_1(\lambda r) d\lambda, \quad (2.63)$$

где  $\tau_1 = (\mu_0 \mu_r) \cdot \gamma_1 D_1^2$  – характерное время проникновения поля в листовую заготовку с удельной электропроводностью –  $\gamma_1$  и магнитной проницаемостью –  $(\mu_0 \mu_r)$ .

Линейную плотность тока, индуцированного в металле листового экрана, можно найти подстановкой выражений (2.56) и (2.57) в зависимость для образа напряжённости электрического поля – (2.49), умножением результата на удельную электропроводность –  $\gamma_2$ , последующим интегрированием по



толщине экрана –  $z \in [-D_2, 0]$  и выполнением необходимых обратных преобразований Фурье – Бесселя и Лапласа.

$$J_{\varphi}^{(s)}(t, r) = -\frac{dj(t)}{dt} \cdot \left( \frac{\tau_2}{2D_2^2} \right) \int_0^{\infty} \frac{f_1(\lambda)}{\lambda^2} \cdot (1 - e^{-\lambda \ell}) \cdot e^{-\lambda h_1} \times \\ \times \left[ (1 - e^{-\lambda D_2}) + (e^{\lambda D_2} - 1) \cdot F_1(\lambda, \mu_r) \cdot F_2(\lambda, \mu_r) \right] \cdot J_1(\lambda r) d\lambda, \quad (2.64)$$

где  $\tau_2 = \mu_0 \cdot \gamma_2 \cdot D_2^2$  – характерное время проникновения поля в листовый экран из немагнитного металла с удельной электропроводностью –  $\gamma_2$ .

Вспомогательный экран закреплён жёстко, действующие электродинамические усилия оставляют его неподвижным.

Листовая заготовка имеет степени механической свободы. Она испытывает действие сил притяжения, обусловленных законом Ампера о взаимодействии проводников с токами, индуцированными в экране и заготовке. В то же время на заготовку действует отталкивающая сила Лоренца, интегральное действие которой при достаточно низких частотах стремится к нулю [5, 6].

Распределённую силу притяжения, пропорциональную произведению индуцированных токов, находим с помощью зависимостей в [22, 23].

$$P_{\text{attr}}(t, r) = \mu_0 \cdot J_{\varphi}^{(w)}(t, r) \cdot J_{\varphi}^{(s)}(t, r) \cdot \left( \frac{r}{h_2} \right), \quad (2.65)$$

где  $J_{\varphi}^{(w)}(t, r)$  и  $J_{\varphi}^{(s)}(t, r)$  определены соотношениями (2.63) и (2.64), соответственно.

В рассматриваемом случае листовая заготовка из ферромагнетика на неё, помимо силы притяжения Ампера (взаимодействие однонаправленных

индуцированных токов), будет действовать также сила притяжения, обусловленная магнитными свойствами металла заготовки [6, 19, 20].

Выражение для распределённой силы магнитного притяжения, действующей на листовую заготовку, выпишем из работы [6].

$$P_m(t,r) = -\frac{\mu_0}{2} \cdot (\mu_r - 1) \cdot \left( \mu_r \cdot \left[ H_z^2(\zeta = 0) - H_z^2(\zeta = D_1) \right] + \left[ H_r^2(\zeta = 0) - H_r^2(\zeta = D_1) \right] \right), \quad (2.66)$$

где  $H_r(t,r,\zeta)$  и  $H_z(t,r,\zeta)$  определены зависимостями (2.61) и (2.62).

Из формул (2.65) и (2.66) в совокупности с зависимостями (2.61...2.64) следует, что силы притяжения разной электрофизической природы, действующие на ферромагнитную заготовку, имеют различные временные зависимости. Это обстоятельство должно быть учтено при проведении численных оценок эффективности рассматриваемой ИСПЭ.

Магнитное притяжение, обусловленное магнитными свойствами металла заготовки, будет пропорционально квадрату возбуждающего тока:

$$P_m(t,r) \sim j^2(t). \quad (2.67)$$

Электродинамическое притяжение за счёт силового взаимодействия однонаправленных индуцированных токов пропорционально квадрату производной тока в индукторе:

$$P_{attr}(t,r) \sim \left( \frac{dj(t)}{dt} \right)^2. \quad (2.68)$$

Отмеченное обстоятельство означает, что максимумы сил притяжения – (2.67) и (2.68) будут смещены во времени друг относительно друга. Например,

в случае гармонической зависимости возбуждающего тока ( $j(t) \sim \sin(\omega \cdot t)$ ,  $\omega$  – циклическая частота) данное смещение в терминах фазы сигнала –  $\varphi = \omega \cdot t$  будет равно  $\sim \frac{\pi}{2}$ . То есть, простое суммирование амплитуд сил магнитного и электродинамического притяжения не определяет максимума силового воздействия на ферромагнитную заготовку в рассматриваемой ИСПЭ. Очевидно, что первое приближение в оценке интегральной действенности этих сил может основываться на усреднённых во времени зависимостях (2.67) и (2.68). В случае квазигармонического сигнала усреднение производится за период тока в индукторе, поскольку последний является некоторым «базовым» параметром любой индукторной системы. Для аperiodического тока в индукторе усреднение производится за время его действия.

Формулы (2.63) и (2.64) – это пространственно-временные зависимости для токов, индуцированных в немагнитном экране и магнитной заготовке, позволяют оценить влияние магнитных свойств последней на возбуждение токов в элементах «индукторной системы с притягивающим экраном».

Выражения (2.65) и (2.66) полностью описывают возбуждение механических усилий, действующих на обрабатываемый объект (исключая достаточно малые крутящие моменты, обусловленные нормальной компонентой напряжённости магнитного поля).

В общем случае пространственно-временная суперпозиция возбуждаемых сил притяжения будет определять эффективность рассматриваемой «индукторной системы с притягивающим экраном» и внешним возбуждением магнитного поля, когда обрабатываемый объект – тонкостенный листовой ферромагнетик.

Для удобства в выполнении численных оценок преобразуем все расчётные зависимости.

Первое, от переменной интегрирования –  $\lambda \in [0, \infty)$  в формулах (2.61...2.64) перейдём к новой безразмерной переменной –  $x = \lambda d$ ,  $x \in [0, \infty)$ .

Временную зависимость возбуждающего тока положим

$$\text{квазигармонической с максимумом} - j(t)|_{\max} = \left( \frac{I_m}{d^2 \cdot N_m} \right).$$

Для временной производной плотности возбуждающего тока примем

$$\text{оценку по максимуму} - \frac{dj(t)}{dt} \Big|_{\max} \approx \omega \cdot \left( \frac{I_m}{d^2 \cdot N_m} \right).$$

Выполнив указанные операции и опустив лишние индексы в обозначениях, получим следующие зависимости.

Временной максимум тангенциальной компоненты напряжённости магнитного поля в металле заготовки:

$$\begin{aligned} H_{r-m}(r, \zeta) = & -\frac{1}{2} \cdot j_m \cdot \int_0^{\infty} f_1(x) \cdot \left( 1 - e^{-x \frac{\ell}{d}} \right) \cdot e^{-x \cdot \frac{(h_1 + D_2 + h_2 + D_1)}{d}} \times \\ & \times F_1(x, \mu_r) \cdot \left( e^{x \frac{\zeta}{d}} + \left( \frac{\mu_r - 1}{\mu_r + 1} \right) \cdot e^{-x \frac{\zeta}{d}} \right) J_1 \left( x \frac{r}{d} \right) dx, \end{aligned} \quad (2.69)$$

$$\text{где } j_m = \left( \frac{I_m}{d \cdot N_m} \right),$$

$$f_1(x) = \frac{1}{x^2} \cdot \int_{\left( x \cdot \frac{R_1}{d} \right)}^{\left( x \cdot \frac{R_2}{d} \right)} y \cdot J_1(y) dy,$$

$$F_1(x, \mu_r) = \frac{\mu_r}{(\mu_r + 1)} \cdot \frac{1}{\left( 1 - \left( \frac{\mu_r - 1}{\mu_r + 1} \right)^2 \cdot e^{-2x \cdot \frac{D_2}{d}} \right)}.$$

Временной максимум нормальной составляющей напряжённости магнитного поля запишется в виде:

$$\begin{aligned}
H_{z-m}(r, \zeta) = & \frac{1}{2\mu_r} \cdot j_m \cdot \int_0^{\infty} f_1(x) \cdot \left(1 - e^{-x \cdot \frac{\ell}{d}}\right) \cdot e^{-x \cdot \frac{(h_1 + D_2 + h_2 + D_1)}{d}} \times \\
& \times F_1(x, \mu_r) \cdot \left( e^{x \cdot \frac{\zeta}{d}} - \left( \frac{\mu_r - 1}{\mu_r + 1} \right) \cdot e^{-x \cdot \frac{\zeta}{d}} \right) J_0\left(x \frac{r}{d}\right) dx . \quad (2.70)
\end{aligned}$$

Временной максимум линейной плотности тока, возбуждаемого в металле листовой заготовки:

$$\begin{aligned}
J_{w-m}(r) = & -j_m \cdot \frac{\omega\tau_1}{2\mu_r} \cdot \left(\frac{d}{D_1}\right)^2 \int_0^{\infty} \frac{f_1(x)}{x^2} \cdot \left(1 - e^{-x \cdot \frac{\ell}{d}}\right) \cdot e^{-x \cdot \frac{(h_1 + D_2 + h_2)}{d}} \times \\
& \times F_1(x, \mu_r) \cdot \left(1 - \left(\frac{\mu_r - 1}{\mu_r + 1}\right) \cdot e^{-x \cdot \frac{D_1}{d}}\right) J_1\left(x \frac{r}{d}\right) dx . \quad (2.71)
\end{aligned}$$

Временной максимум линейной плотности тока, индуцированного в металле листового экрана:

$$\begin{aligned}
J_{s-m}(r) = & -j_m \cdot \frac{\omega\tau_2}{2} \left(\frac{d}{D_2}\right)^2 \int_0^{\infty} \frac{f_1(x)}{x^2} \cdot \left(1 - e^{-x \cdot \frac{\ell}{d}}\right) \cdot e^{-x \cdot \frac{h_1}{d}} \times \\
& \times \left[ \left(1 - e^{-x \cdot \frac{D_2}{d}}\right) + \left(e^{x \cdot \frac{D_2}{d}} - 1\right) \cdot F_1(x, \mu_r) \cdot F_2(x, \mu_r) \right] \cdot J_1\left(x \frac{r}{d}\right) dx , \quad (2.72)
\end{aligned}$$

$$\text{где } F_2(x, \mu_r) = \left(\frac{\mu_r - 1}{\mu_r}\right) \cdot e^{-2x \cdot \frac{(D_1 + h_2)}{d}} \cdot \left(1 - e^{-2x \cdot \frac{D_2}{d}}\right) .$$

Как было ранее отмечено, для сравнительных оценок действенности сил притяжения разной электрофизической природы необходимо провести усреднение по времени – периоду квазипериодического тока в индукторе.

Усреднённая распределённая сила магнитного притяжения, обусловленная магнитными свойствами металла заготовки, запишется в виде:

$$\begin{aligned} \bar{P}_M(r) = & -\frac{\mu_0}{4} \cdot (\mu_r - 1) \cdot \left( \mu_r \cdot \left[ H_z^2(r, \zeta = 0) - H_z^2(r, \zeta = D_1) \right] + \right. \\ & \left. + \left[ H_r^2(r, \zeta = 0) - H_r^2(r, \zeta = D_1) \right] \right), \end{aligned} \quad (2.73)$$

где  $H_r(r, \zeta)$  и  $H_z(r, \zeta)$  определены зависимостями (2.69) и (2.70).

Усреднённая распределённая сила электродинамического притяжения, обусловленная взаимодействием однонаправленных токов, описывается зависимостью:

$$\bar{P}_A(r) = \frac{\mu_0}{2} \cdot J^w(r) \cdot J^s(r) \cdot \left( \frac{r}{h_2} \right), \quad (2.74)$$

где  $J^w(r)$  и  $J^s(r)$  определены соотношениями (2.71) и (2.72).

Усреднённая сила притяжения, обусловленная магнитными свойствами листовой заготовки и взаимодействием однонаправленных токов, находится суммированием выражений (2.73) и (2.74).

$$P_{attr}(r) = \bar{P}_M(r) + \bar{P}_A(r). \quad (2.75)$$

Резюмируя проведенные математические преобразования, следует подчеркнуть, что зависимость (2.74) описывает усреднённое по времени (периоду квазипериодического тока в индукторе) радиальное распределение суммарной силы притяжения, действующей на тонкостенный листовой

ферромагнетик в индукторной системе с притягивающим экраном. При проведении численных оценок примем исходные данные, соответственно параметрам реальных индукторных систем [6] (обозначения соответствуют схеме на рис. 2.10):  $d=0,004$  м,  $\Delta=0,001$  м,  $h_1=0,0005$  м,  $D_{2,1}=0,001$  м,  $h_2=0,002$  м,  $R_1=0,0075$  м,  $w_r=15$ ,  $w_z=2$ , рабочая частота тока в индукторе –  $f=882$  Гц, амплитуда возбуждающего тока  $\sim 10$  кА.

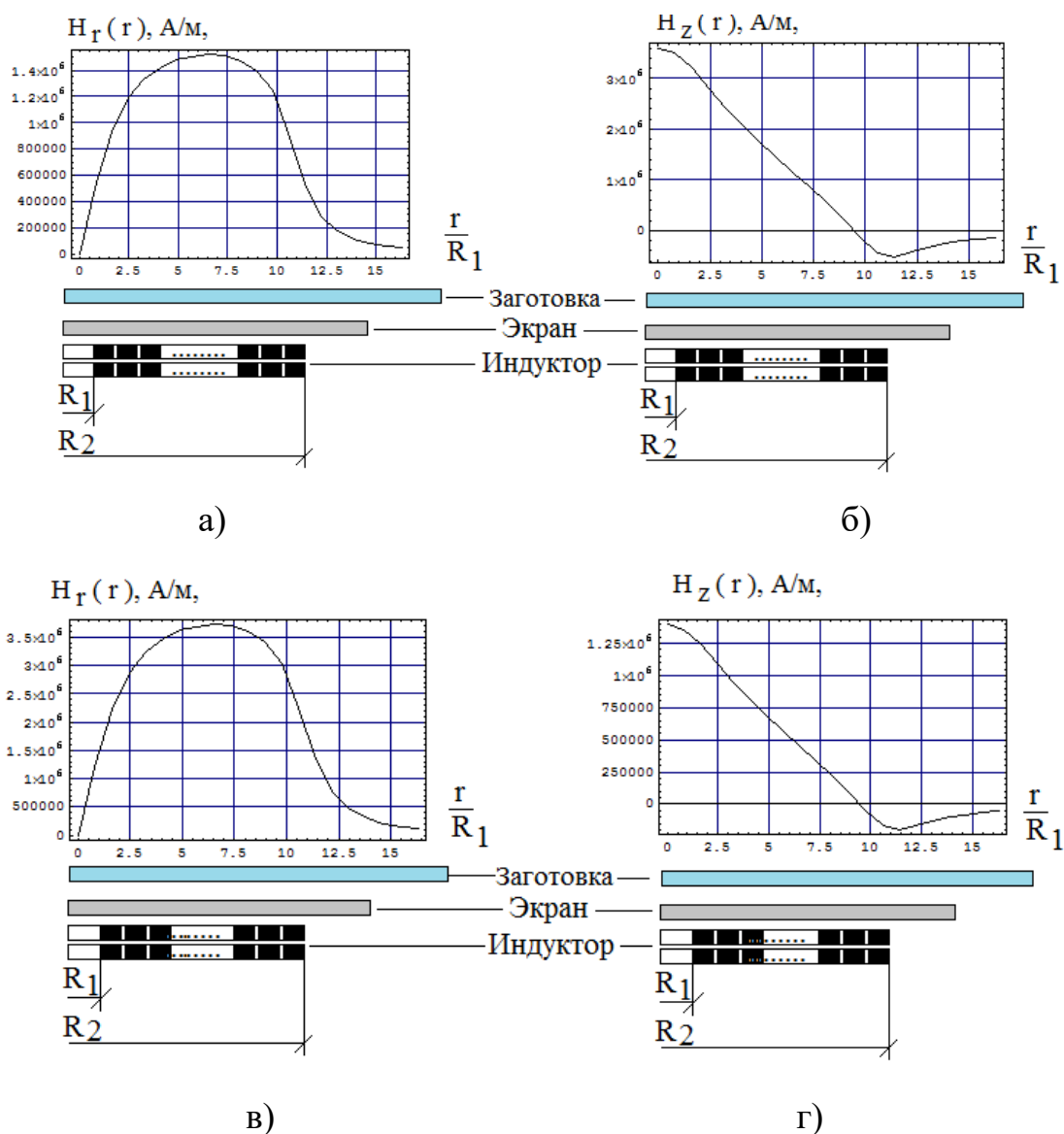


Рис. 2.11. Радиальные распределения амплитуд векторных компонент напряжённости магнитного поля на поверхности листовой заготовки со стороны экрана,  $\mu_r = 2,5$ : а – радиальная компонента,  $\mu_r = 1,0$ ; б – нормальная компонента,  $\mu_r = 1,0$ ; в – радиальная компонента,  $\mu_r = 2,5$ ; б – нормальная компонента

Удельная электропроводность металла экрана и листовой заготовки выбиралась равной  $\gamma = 0,4 \cdot 10^7$  1/Ом·м, относительная магнитная проницаемость принимала значения –  $\mu_r = 1,0; 2,5$  [17, 19, 20].

Результаты вычислений представлены на рисунках рис. 2.11...2.14.

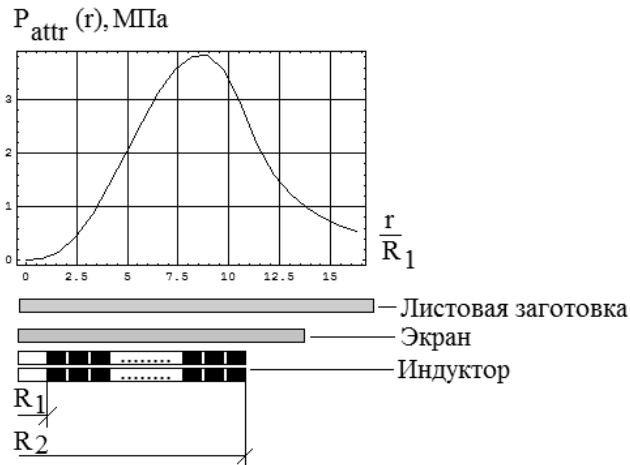


Рис. 2.12. Суммарная распределённая сила притяжения листового неферромагнитного металла,  $\mu_r = 1,0$

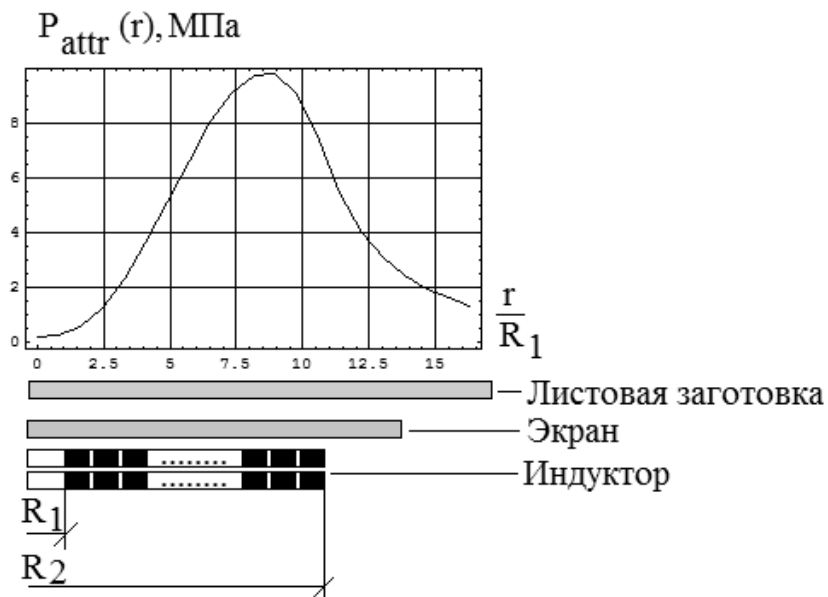


Рис. 2.13. Суммарная распределённая сила притяжения листового ферромагнетика,  $\mu_r = 2,5$



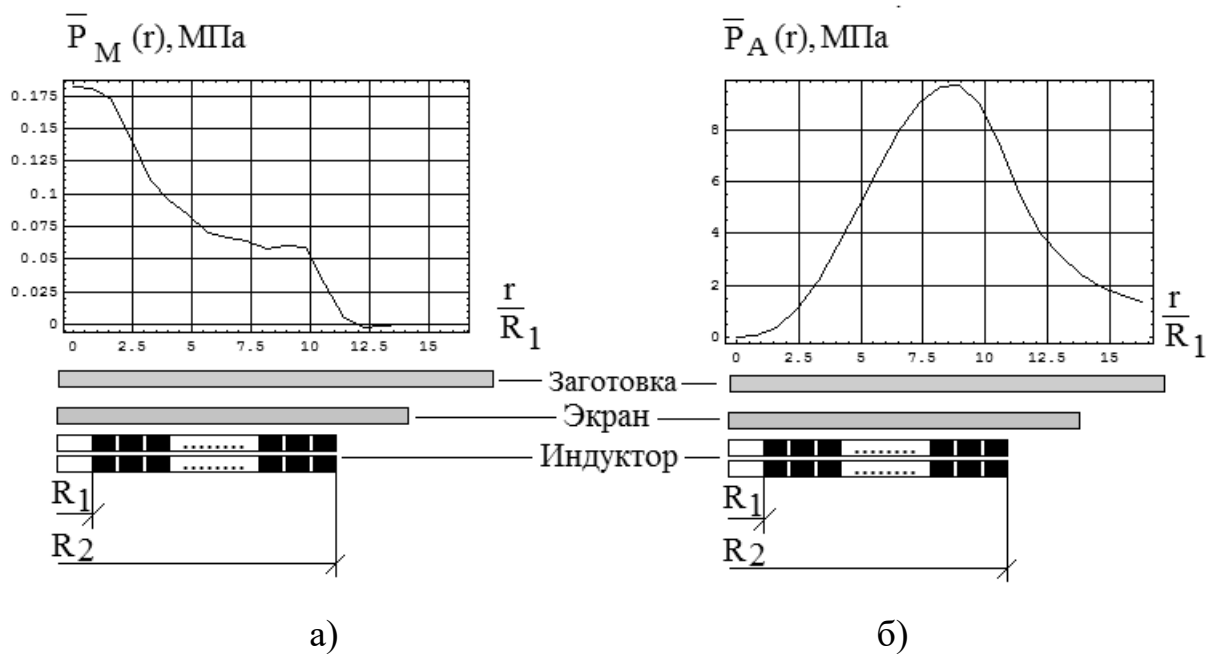


Рис. 2.14. Распределённые силы притяжения листового ферромагнетика,  $\mu_r = 2,5$ : а – сила магнитного притяжения; б – сила электродинамического притяжения

Анализ численных оценок процессов в индукторной системе с притягивающим экраном приводит к следующим выводам.

Увеличение относительной магнитной проницаемости приводит к росту амплитуд касательных компонент напряжённости возбуждаемых магнитных полей во внутренней полости индукторной системы (рис. 2.11). Физически, данный факт объясняется снижением уровня «прозрачности» металла листовой заготовки и соответствующим ростом её экранирующего действия.

Амплитуды возбуждаемых сил магнитного притяжения достаточно малы по сравнению с силами электродинамического притяжения (рис. 2.14).

С ростом относительной магнитной проницаемости растут и силы притяжения, обусловленные взаимодействием токов, индуцированных в экране и листовой заготовке (рис. 2.12 и рис. 2.13). Данный результат можно объяснить снижением уровня «прозрачности» металла заготовки, вследствие чего падает уровень потерь энергии при проникновении возбуждаемого поля сквозь заготовку в полупространство вне системы.

Несмотря на близость к насыщению и, соответственно, малые значения относительной проницаемости, наличие магнитных свойств у металла обрабатываемого объекта оказывает существенное влияние на протекающие электромагнитные процессы и амплитуды сил притяжения, возбуждаемых в индукторной системе с притягивающим экраном.

## 2.6. Пример расчёта экспериментальной ИСПЭ

Конструкция экспериментальной ИСПЭ одинакова для ферро- и не ферромагнетиков (в частности, стали и алюминия).

Она включает следующие компоненты:

- многовитковую обмотку из 2-х вертикальных слоёв с 15-ю витками в каждом из них и общим числом витков, равным 30;
- витки выполняются из медных проводников с площадью поперечного сечения  $\sim 3,0 \times 6,0 = 18 \text{ мм}^2$  в изоляции толщиной  $\sim 1 \text{ мм}$ ;
- внутренний радиус обмотки –  $R_1 = 0,0075 \text{ м}$ , внешний –  $R_2 = 0,067 \text{ м}$ ;
- вспомогательный экран выполняется из немагнитного стального диска толщиной 1,5 мм и радиусом, равным  $\sim 1,25$  внешнего диаметра обмотки индуктора –  $R_S = 0,083 \text{ м}$ ;
- обмотка индуктора со стороны торца жёстко фиксируется на плоскости вспомогательного экрана с минимумом возможного зазора между ними –  $h = 0,0005 \text{ м}$ ;
- листовая заготовка – немагнитный стальной лист толщиной  $\sim 1 \text{ мм}$  (удельная электропроводность  $\sim 0,4 \cdot 10^7 \text{ 1/Ом} \cdot \text{м}$ ).

Расчётная амплитуда тока в индукторе принимается равной –  $I_m = 10 \text{ кА}$ .

Результаты численных оценок:

- индуктивность обмотки рассматриваемой ИСПЭ составляет  $\sim 27,17 \text{ мкГн}$ ;

- рабочая частота действующих полей при ёмкости накопителя –  $C = 1200$  мкФ составляет  $\sim 882$  Гц;
- возможный максимум разрядного тока при рабочем напряжении  $\sim 2000$  В будет равен  $\sim 13,3$  кА;
- рабочая зона, на площади которой сконцентрировано 90 % возбуждаемых сил притяжения, представляет собой область, ограниченную концентрическими окружностями –  $r_1 = 0,035$  м и  $r_2 = 0,08$  м;
- границы рабочей зоны определяются значениями распределённых сил, равных их средним величинам в зоне под обмоткой индуктора (для предложенной конструкции среднее значение распределённых сил составляет  $\bar{P} = 1,2$  МПа).

Результаты вычислений представлены на рис. 2.15, рис. 2.16.

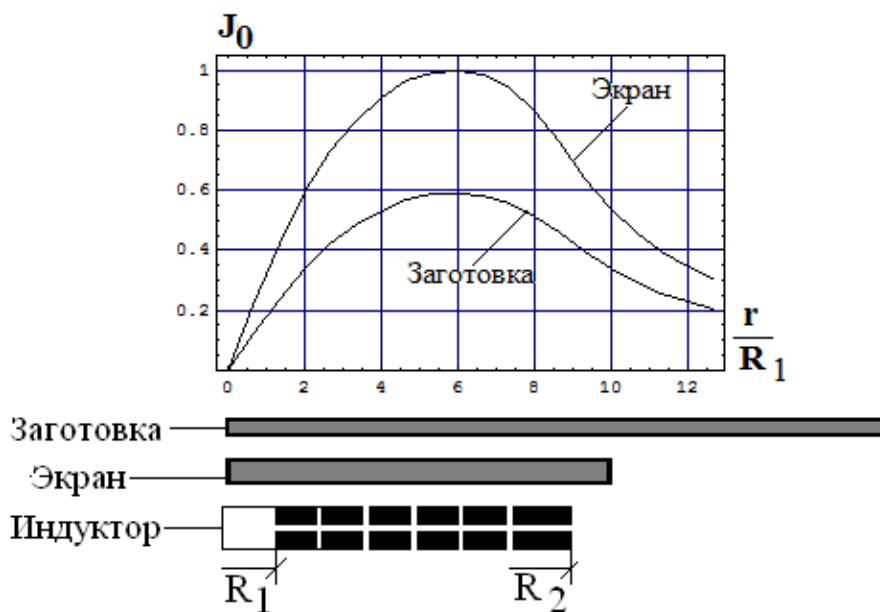


Рис. 2.15. Радиальные распределения токов, индуцированных в экране и листовой заготовке (графические зависимости даны в относительных единицах, нормировка на максимум тока в металле экрана)

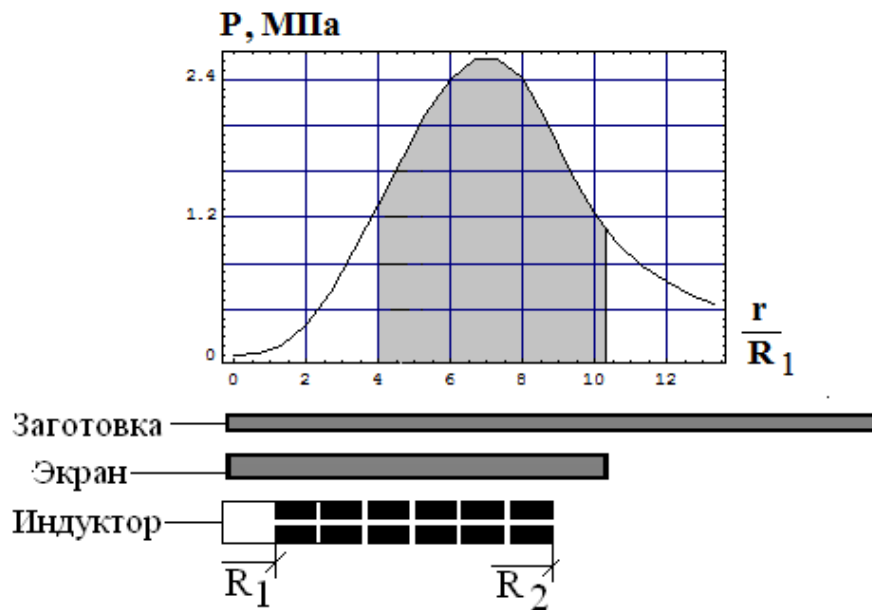


Рис. 2.16. Радиальная зависимость распределённой силы притяжения (затенённый участок соответствует рабочей зоне ИСПЭ)

В пределах выделенной рабочей зоны ожидаются следующие силовые показатели:

- при амплитуде тока  $\sim 10$  кА среднее значение распределённой силы притяжения составляет  $\sim 2,0$  МПа, собственно сила притяжения должна составить  $\sim 32000$  Н;
- при максимуме тока  $\sim 13,3$  кА максимум распределённой силы притяжения возрастает до  $\sim 3,4$  МПа, собственно сила притяжения должна составить  $\sim 52200$  Н.

## ГЛАВА 3

### РИХТОВКА ЭЛЕМЕНТА АВТОМОБИЛЬНОГО КУЗОВА С ПОМОЩЬЮ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ИСПЭ

Экспериментальная апробация «индукторной системы с притягивающим экраном» осуществлялась при выполнении реальной производственной операции по удалению вмятины на поверхности автомобильной двери автомобиля «Audi».



Рис. 3.1. Задняя дверь автомобиля «Audi» с вмятиной на поверхности верхней части

#### **3.1. Оборудование, объект обработки**

Экспериментальное оборудование для выполнения заданной производственной операции включало две основных составляющих:

- инструмент магнитно-импульсной рихтовки – экспериментальная «индукторная система с притягивающим экраном»;
- источник мощности – энергетический блок (магнитно-импульсная установка).

Инструмент магнитно-импульсной рихтовки. Инструмент рихтовки – экспериментальная «индукторная система с притягивающим экраном»

рассчитана в разделе 2.6. Её схематическое устройство и реальное воплощение приведены на рис. 3.2.

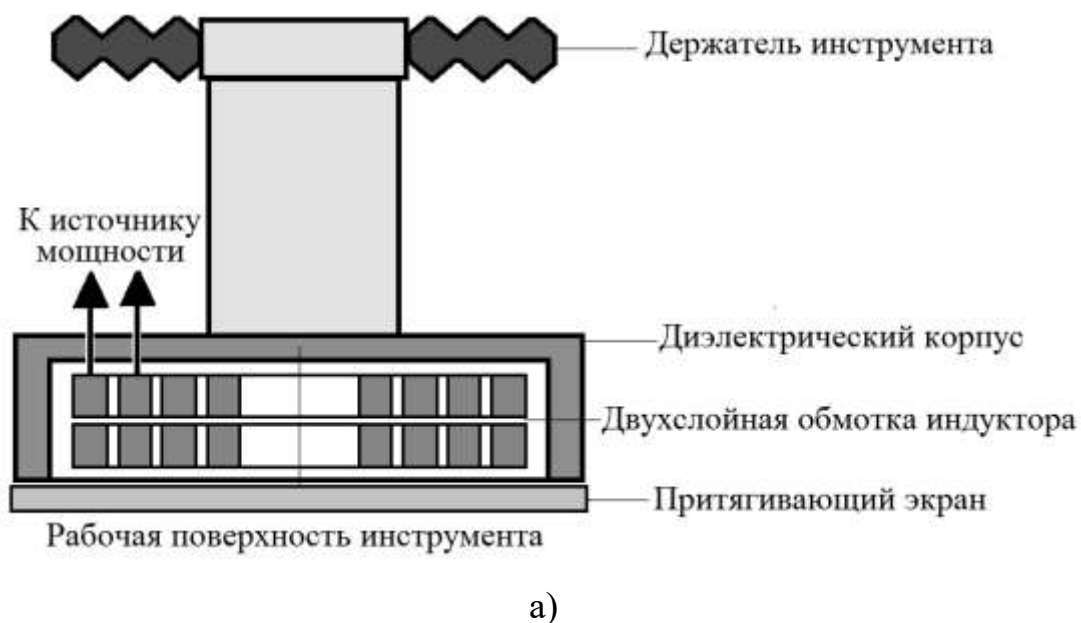


Рис. 3.2. Экспериментальная конструкция «индукторной системы с притягивающим экраном»: а – схематическое изображение; б – реальное воплощение

Основными расчётными характеристиками данной конструкции инструмента для выполнения рихтовки являются следующие показатели:

- индуктивность обмотки составляет  $\sim 27,17$  мкГн;

- рабочая частота действующих полей при ёмкости накопителя –  $C=2000$  мкФ составляет  $\sim 882$  Гц;
- возможный максимум разрядного тока при рабочем напряжении  $\sim 2000$  В будет равен  $\sim 13,3$  кА;
- рабочая зона, на площади которой сконцентрировано 90 % возбуждаемых сил притяжения, представляет собой область, ограниченную концентрическими окружностями –  $r_1 = 0,035$  м и  $r_2 = 0,08$  м;
- границы рабочей зоны определяются значениями распределённых сил, равных их средним величинам в зоне под обмоткой индуктора (для предложенной конструкции среднее значение распределённых сил составляет  $\bar{P} = 1,2$  МПа);
- в пределах выделенной рабочей зоны:
  - а) при амплитуде тока  $\sim 10$  кА среднее значение распределённой силы притяжения составляет  $\sim 2,0$  МПа ( $\sim 20,39$  Атм), собственно сила притяжения должна составить  $\sim 32000$  Н ( $\sim 3262$  кГ);
  - б) при максимуме тока  $\sim 13,3$  кА максимум распределённой силы притяжения возрастает до  $\sim 3,4$  МПа ( $\sim 34,66$  Атм), собственно сила притяжения должна составить  $\sim 52200$  Н ( $\sim 5321$  кГ).

Источник мощности – магнитно-импульсная установка МИУС–2, разработанная в лаборатории электромагнитных технологий ХНАДУ. Общий вид установки с инструментом представлен на рис. 3.3. Описание основных характеристик приведено в работах [6, 13...15].

Следует отметить, что МИУС-2, как источник мощности, непрерывно совершенствуется. В частности, осуществлен переход к апериодическому режиму разряда, что позволяет существенно повысить срок службы емкостных накопителей [15].

Источник мощности – энергетический блок. Магнитно-импульсная установка МИУС–2 представляет собой силовой блок, который можно рассматривать как составляющую любой магнитно-импульсной системы для

выполнения различных производственных операций, в частности для рихтовки, правки, сочленения металлических элементов транспортных средств, а также для сборочных и формовочных операций.



Рис. 3.3. Общий вид: магнитно-импульсная установка МИУС–2 с инструментом рихтовки

Условия работы МИУС–2, использованной при проведении настоящих экспериментов, установлены соответствующими нормативными документами для устройств аналогичного типа и назначения:

- изменение температуры – (+5...+35) °С;
- относительная влажность – не более 80 %;
- окружающая среда – взрывобезопасная, не содержащая агрессивных паров и газов в концентрациях, разрушающих металлы и изоляцию, а также токопроводящей пыли и кислот;
- МИУС–2 устанавливается в местах, защищенных от попадания воды, масла, эмульсии, щелочей и кислот;
- МИУС–2 устанавливается в местах, не подверженных тряске и ударам.

На рис. 3.4 приведена функциональная схема всего магнитно-импульсного комплекса, включающая собственно источник электромагнитной



мощности МИУС–2 и индукторную систему (электрическая нагрузка разрядного контура) – инструмент для выполнения заданной производственной операции. На схеме приняты следующие обозначения: РВУ – реле включения установки; ПУ – пульт управления; ПВУ – повышающее выпрямительное устройство; ДН – датчик напряжения; КЗ – короткозамыкатель; ЭКЗ – электронный ключ зарядки; БК – батарея конденсаторов; БС – блок сопротивлений; БА – блок автоматики; ЭКР – электронный ключ разрядки; ИС – индукторная система.

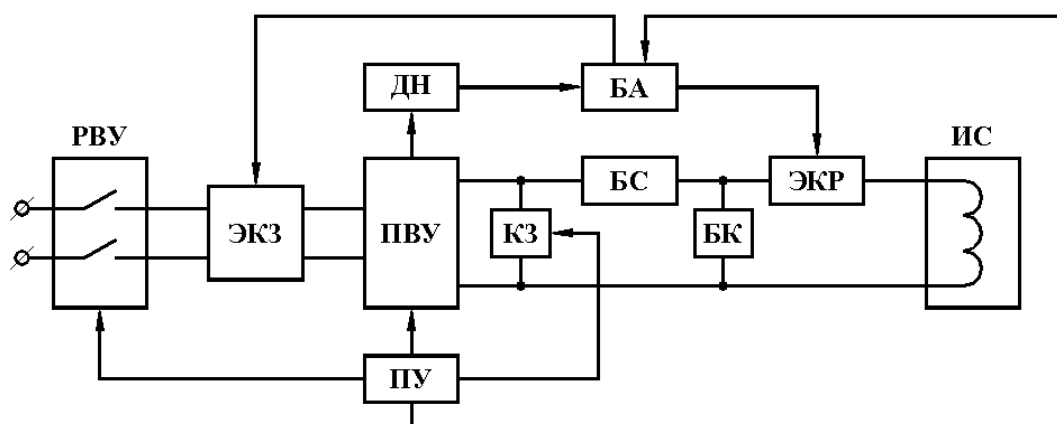


Рис. 3.4. Функциональная схема МИУС-2

Конструктивно, МИУС–2 оформлена в виде единого блока, в котором сконцентрировано все электрооборудование, а также воздушная система охлаждения коммутаторов и зарядного устройства, рис. 3.3.

На верхней плоскости корпуса установлена горизонтальная массивная диэлектрическая плита, которая может использоваться в качестве технологического стола. На его поверхность выведены токосъемники (электрические клеммы) для подключения нагрузки. Как было ранее указано, таковой является «индукторная система с притягивающим экраном» – инструмент для выполнения заданной производственной операции.

Магнитно-импульсная установка МИУС–2 обладает следующими техническими характеристиками:

- максимум запасаемой энергии  $W \sim 2,4$  кДж;

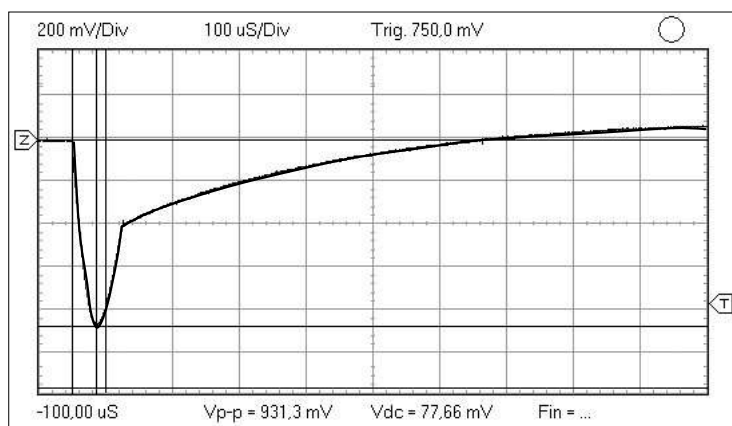
- ёмкость накопителя –  $C=1200$  мкФ;
- собственная частота –  $f_0 \sim 7$  кГц;
- собственная индуктивность –  $L \sim 440$  нГн;
- напряжение емкостного накопителя в диапазоне  $\sim 100\dots 2000$  В;
- частота следования генерируемых импульсов тока –  $1\dots 10$  Гц;
- режим многократного повторения обеспечивается электронным блоком управления, синхронизирующим процессы заряд – разряд;
- тип коммутаторов – тиристорные выключатели;
- напряжение питающей сети  $\sim 380/220$  В.

Объект обработки – дверь автомобиля с деформированной поверхностью представлена на рис. 3.1. Устраняемая вмятина выделена на рис. 3.5.

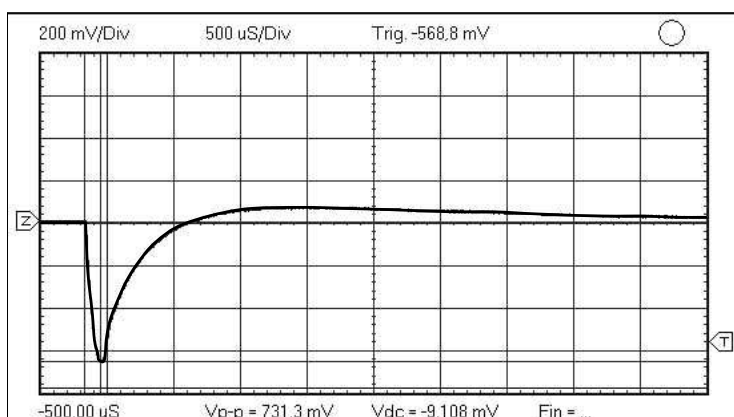


Рис. 3.5. Вмятина, подлежащая устранению

Характерный вид токовых импульсов, генерируемых источником мощности МИУС – 2 в проведенных экспериментах, представлены на рис. 3.8.



а)



б)

Рис. 3.8. Типичные осциллограммы токовых импульсов в разрядном контуре МИУС – 2: а – без нагрузки, зарядное напряжение  $\sim 370$  В; б – с нагрузкой – «индукторной системой с притягивающим экраном», зарядное напряжение  $\sim 1100$  В

### 3.2. Практическая апробация магнитно-импульсной рихтовки

Последовательность операций при силовой апробации представленного магнитно-импульсного комплекса для устранения вмятин в металлических покрытиях автомобильных кузовов иллюстрируется нижеприведенными слайдами, демонстрирующими в динамике процесс реальной рихтовки как процесс практического выполнения заданной производственной операции и концентрирующими отличительные достоинства предложенной прогрессивной технологии ремонта автотранспорта.



а)



б)



в)

Рис. 3.9. Выполнение внешней магнитно-импульсной рихтовки вмятины: а – дверь до рихтовки; б – инструмент в действии; в – дверь после рихтовки

Характерные действия и показатели процесса рихтовки при проведении эксперимента:

- осмотр и визуальное изучение объекта обработки – двери автомобиля с вмятиной;
- механическая фиксация объекта обработки;
- установка напряжения емкостного накопителя на уровне  $\sim 1800$  В;

- поднос инструмента рихтовки и ручная фиксация его рабочей поверхности над устраняемой вмятиной;
- включение цепи инструмента и силовое воздействие на металл с вмятиной в режиме (7...10-кратного) повторения магнитно-импульсного притяжения;
- вынос инструмента рихтовки из зоны воздействия на металл элемента ремонтируемого кузовного покрытия;
- осмотр и визуальное изучение результата магнитно-импульсной рихтовки, констатация качества выполненной производственной операции.

В случае недостаточного выравнивания поверхности с вмятиной рихтовка может повторяться до получения требуемого уровня качества выполняемой производственной операции.

Основные результаты проведенных экспериментов сводятся к следующим положениям.

Экспериментально продемонстрированы практические возможности «индукторных систем с притягивающими экранами» – эффективных инструментов магнитно-импульсной рихтовки металлических покрытий элементов автомобильных кузовов.

Практически реализовано управляемое (дозированное) силовое магнитно-импульсное воздействие, позволяющее осуществлять контролируемое деформирование листового металла в зоне обработки.

Продемонстрированы на практике достоинства внешнего бесконтактного выравнивания деформированных участков поверхности автомобильных кузовов (внешняя бесконтактная рихтовка), не требующее, в отличие от известных аналогов, разборки на элементы с целью обязательного доступа с внутренней стороны рихтуемой вмятины.

### **3.3. Рекомендации по возможному алгоритму внешней рихтовки вмятин на поверхности автомобильных кузовов**

Рекомендации по возможному алгоритму практической реализации внешней бесконтактной рихтовки вмятин кузовных покрытий транспортных средств, можно осветить, исходя из опыта проведенных экспериментов, а также на примере иллюстраций с официального сайта концерна «Beulentechnik AG» (Швейцария, г. Цюрих), которая выбрана по двум основным причинам.

Первая причина заключается в том, что в настоящее время именно этот концерн является ведущим мировым лидером в области разработки и внедрения электромагнитных технологий рихтовки для бесконтактной внешней реставрации повреждений обшивки автомобильных кузовов.

Второй причиной является тот факт, что именно «Beulentechnik AG» впервые предложил собственную технологию как последовательность (алгоритм) производственных операций, которые необходимо выполнить для «перехода» от постановки задачи до получения необходимого результата.

Первым действием алгоритма рихтовки является визуальный осмотр оператором вмятины, как объекта, подлежащего обработке (устранению). Её размеры и конфигурация определяют уровень и интенсивность необходимого силового воздействия.

Дальнейшие действия оператора:

- вмятина может фиксироваться нанесением чёткой отметины в её центре;
- на поверхности металла над вмятиной может размещаться специальная диэлектрическая накладка, назначение которой – это жесткая фиксация рабочей зоны инструмента магнитно-импульсного воздействия по отношению к внешним границам вмятины, подлежащей устранению;
- выбирается необходимый уровень энергии, который устанавливается специальным задатчиком величины зарядного напряжения на емкостном накопителе;

- на диэлектрической накладке помещается рабочая поверхность инструмента рихтовки;
- с помощью привода системы (нажатием кнопки) включения магнитно-импульсная система приводится в действие;
- силы притяжения вытягивают металл в области вмятины до уровня ровной поверхности.

Рабочая поверхность инструмента рихтовки является достаточно ровной. Она жёстко зафиксирована над вмятиной. Данная поверхность ограничивает движение металла удаляемой вмятины и определяет уровень качества выполняемой производственной операции.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Согласно конструктивному исполнению индукторных систем с притягивающими экранами (ИСПЭ), несмотря на очевидную общность, обусловленную единым принципом действия, основные результаты проведенного анализа можно разделить на две группы. Первая из них включает информацию об индукторной системе с двумя возбуждающими витками – основным и дополнительным. Вторая посвящена исследованиям ИСПЭ, возбуждение которой осуществляется только полем внешнего многовиткового индуктора, и объединяет результаты, когда последний представлен плоским круговым или цилиндрическим протяжённым соленоидом.

«Индукторная система с притягивающим экраном», возбуждаемая полем двух круговых витков.

Проведен анализ электродинамических процессов в цилиндрической «индукторной системе с притягивающим экраном», представленной двумя одинаковыми тонкостенными листовыми металлами (реально, один из них – вспомогательный экран, второй – объект обработки) и двумя круговыми витками, один из которых (основной) размещён под экраном, а второй (дополнительный) – над ним.

Введение дополнительного витка, размещённого поверх вспомогательного экрана позволяет сконцентрировать силы притяжения в центральной части рабочей зоны индукторной системы.

При введении дополнительного витка имеет место снижение амплитуд действующих сил, что объясняется постоянством величины тока, подаваемого на вход индукторной системы, и принятым в расчётах распределением тока по виткам, обратно пропорциональным их индуктивностям. Для более значимой концентрации сил в центре рабочей зоны при сохранении или даже увеличении амплитуд возбуждаемых сил притяжения следует применять соответствующую



схему питания индукторной системы, позволяющую регулировать амплитуды и распределение токов по виткам.

Особо следует отметить эффективную действенность рассмотренной индукторной системы при включении только «внешнего» и при отсутствии «внутреннего» витка. Здесь при достаточной простоте конструктивного исполнения в сравнении с системой, возбуждаемой двумя витками, имеют место довольно высокие значения развиваемых сил притяжения и их средних величин.

Отмеченная более высокая силовая эффективность системы при наличии только «внешнего» витка в сравнении с системой, где виток расположен во внутренней полости, объясняется отсутствием «провала» в радиальном распределении возбуждаемых сил. Данный «провал» в конструкции с витком между листовыми металлами обусловлен его экранирующим действием в отношении сил притяжения между индуцированными токами.

«Индукторная система с притягивающим экраном», возбуждаемая полем внешнего соленоида.

Проведен анализ электродинамических процессов в цилиндрической «индукторной системе с притягивающим экраном», представленной двумя одинаковыми тонкостенными листовыми металлами (реально, один из них – вспомогательный экран, второй – объект обработки) и внешним многовитковым соленоидом, расположенным над плоскостью вспомогательного экрана.

Показано, что при понижении частот действующих полей временные формы индуцированных токов, как в экране, так и в листовой заготовке, претерпевают значительные изменения:

– последние стремятся к виду производной от временной функции возбуждающего тока в индукторе, что полностью согласуется с результатом работы [15] и является свидетельством достоверности проведенных вычислений;

– изменения фазовых зависимостей токов, индуцированных в заготовке, больше, чем в экране, но при понижении рабочих частот отмеченные различия исчезают;

– радиальные распределения индуцированных токов претерпевают изменения в сравнении с радиальным распределением тока индуктора, так, от строго «прямоугольного» в обмотке индуктора распределения в листовых экране и заготовке приближаются к виду параболических зависимостей;

– радиальные распределения токов, индуцированных в заготовке, являются более пологими в сравнении с аналогом для токов, индуцированных в металле экрана.

Вид фазовых и радиальных зависимостей индуцированных токов представляет практический интерес, поскольку, в конечном итоге, первые будут определять амплитуды возбуждаемых сил притяжения, а вторые – их пространственные распределения.

Значение высокой или низкой частоты для металлов экрана и заготовки в рассматриваемой индукторной системе количественно определяется величиной их удельной электропроводности. Так, при одинаковой толщине отношение этих электрофизических характеристик приближается к величине отношения соответствующих частот. В частности, для алюминия и стали с удельными электропроводностями  $\gamma_{Al} = 3,75 \cdot 10^7$  1/Ом·м и  $\gamma_{St} = 0,4 \cdot 10^7$  1/Ом·м, имеем, что  $\frac{\gamma_{Al}}{\gamma_{St}} \approx 9,4$ ; а отношение высокой и соответствующей низкой частот для этих

же металлов будет равно:  $\frac{f_H}{f_L} = \frac{5000}{1000} \Big|_{St} = \frac{500}{100} \Big|_{Al} = 10$ . То есть,  $\frac{\gamma_{Al}}{\gamma_{St}} \approx \frac{f_H}{f_L}$ .

Приближённое равенство отношения частот и удельных электропроводностей имеет практическое значение для приближённой оценки соответствия частотных диапазонов действующих полей электрофизическим параметрам металлов экрана и заготовки при проектировании индукторных систем с притягивающими экранами.

Вариант конструктивного исполнения ИСПЭ, возбуждаемой полем плоского кругового соленоида, позволяет получить достаточно высокие амплитуды сил притяжения, обусловленные, согласно закону Ампера, взаимодействием однонаправленных токов, индуцированных в экране и заготовке:

- при токе индуктора  $\sim 10$  кА и частоте  $\sim 5000$  Гц стальной лист толщиной  $\sim 0,001$  м испытывает притяжение  $\sim 14,0$  МПа;

- такие же амплитуды сил притяжения должен испытывать алюминиевый лист той же толщины  $\sim 0,001$  м при том же токе индуктора  $\sim 10$  кА, но частоте  $\sim 500$  Гц;

- при частоте  $\sim 5000$  Гц для стали и  $\sim 500$  Гц для алюминия в круге с радиусом, равным внешнему радиусу обмотки индуктора  $\sim 0,05$  м, при токе  $\sim 10$  кА средние силы притяжения могут достигать  $\sim 60$  кН;

- при увеличении тока индуктора силы притяжения должны возрастать в квадратичной зависимости, так, уже при токе  $\sim 50$  кА (что вполне реально для практики магнитно-импульсной обработки металлов) возможны усилия притяжения до  $\sim 350$  МПа. При этом средние силы притяжения в рабочей зоне системы будут составлять  $\sim 1500$  кН;

- при понижении рабочих частот, как и следовало ожидать, падают амплитуды сил притяжения, как для стали, так и для алюминия, уменьшение частот в  $\sim 5$  раз приводит к снижению распределённых сил притяжения более чем в  $\sim 3$  раза.

- в исследованном диапазоне рабочих частот как, для стали, так и для алюминия, возбуждение сил отталкивания (сил Лоренца) не влияет на притяжение листовых образцов, ввиду достаточной малости этих сил.

Сформулировано, так называемое, «условие эквивалентности»: для листовых металлов одинаковой толщины, силовые показатели притяжения (так же, как показатели процессов возбуждения индуцированных токов) будут

одинаковыми, если отношение электрофизических характеристик этих металлов приближается к величине отношения соответствующих частот.

Экспериментальная апробация «индукторной системы с притягивающим экраном» и внешним возбуждением с помощью многовиткового плоского кругового соленоида, совмещающей согласующее устройство и собственно инструмент магнитно-импульсного притяжения, в актуальной производственной операции по бесконтактному удалению вмятин в образцах листовых металлов продемонстрировала эффективность предложения в практической реализации способа ремонта автомобильных кузовов.

Обобщение результатов вычислений для ИСПЭ, возбуждаемой полем протяжённого цилиндрического соленоида концентрируется в следующих положениях:

- при уменьшении внешнего радиуса обмотки возбуждающего соленоида (соответственно, размера рабочей зоны почти в  $\sim 4$  раза) за счёт роста числа витков по вертикали и снижении их радиального количества разница между величинами токов, индуцированными в экране и заготовке, растёт от 10 % до 20 %;

- максимум распределённой силы притяжения концентрируется на окружности  $\sim (0,7...0,8) \cdot R_2$ ;

- в диапазоне  $R_2 = 0,129...0,029$  м средние значения распределённых сил притяжения заключены в интервале –  $\bar{P}_{attr} = 2,48...0,224$  МПа;

- с ростом амплитуд возбуждающих токов силы притяжения возрастают в квадратичной зависимости;

- увеличение слоёв обмотки возбуждающего соленоида свыше  $w_\ell = 3$  не целесообразно, поскольку возрастающая конструктивная громоздкость не компенсируется соответствующим увеличением эффективности индукционных процессов и, соответственно, ростом сил притяжения.

Обобщая результаты вычислений для индукторных систем с притягивающими экранами при возбуждении полем внешнего многовиткового соленоида, можно сформулировать рекомендации по конструктивному исполнению и выбору частот для работы с тонкостенными листовыми металлами различной электрофизической природы.

Данные рекомендации могут служить практическим ориентиром при проектировании универсальных рабочих инструментов магнитно-импульсного притяжения в производственных операциях соответствующего назначения.

Конструкция ИСПЭ – одинакова для ферро- и не ферромагнетиков (в частности, стали и алюминия). Пример практического исполнения может включать следующие компоненты:

- многовитковую обмотку из 3-х вертикальных слоёв с 10-ю витками в каждом из них и общим числом витков, равным 30;
- витки выполняются из медных проводников с площадью поперечного сечения  $\sim 10 \text{ мм}^2$  в изоляции толщиной  $\sim 1 \text{ мм}$ ;
- вспомогательный экран выполняется из стального диска толщиной 2...3 мм и диаметром, равным  $\sim 1,25$  внешнего диаметра обмотки индуктора;
- обмотка индуктора со стороны торца жёстко фиксируется на плоскости вспомогательного экрана с минимумом возможного зазора между ними;
- рабочая зона, на площади которой сконцентрировано 90% возбуждаемых сил притяжения, представляет собой область, ограниченную концентрическими окружностями;
- границы рабочей зоны определяются значениями распределённых сил, равных их средним величинам в зоне под обмоткой индуктора (например, для предложенной конструкции ИСПЭ радиусы будут равны  $\sim 25 \text{ мм}$  и  $\sim 60 \text{ мм}$ , соответственно).

Амплитуда тока в индукторе выбирается из диапазона  $\geq 10 \text{ кА}$ .

Рабочие частоты действующих полей для ферро- и не ферромагнетиков различны. В случае работы со сталью приемлемы  $f \approx 1000 \dots 1500$  Гц. Для алюминия –  $f < 200 \dots 250$  Гц.

Отличительной особенностью электромагнитных процессов в индукторной системе с ферромагнитной листовой заготовкой является то, что, несмотря на близость к насыщению и, соответственно, малые значения относительной проницаемости, наличие магнитных свойств у металла обрабатываемого объекта оказывает существенное влияние амплитуды возбуждаемых сил притяжения:

- с увеличением относительной магнитной проницаемости в диапазоне  $\mu_r \in [1, 0; 2, 5]$  интегральные силы притяжения возрастают более чем в два раза;

- рост сил притяжения можно объяснить снижением уровня «прозрачности» металла заготовки, вследствие чего падает уровень потерь энергии при проникновении возбуждаемого поля сквозь заготовку в полупространство вне системы.

Экспериментально продемонстрированы практические возможности «индукторных систем с притягивающими экранами» – эффективных инструментов магнитно-импульсной рихтовки металлических покрытий элементов автомобильных кузовов.

Продемонстрированы на практике достоинства внешнего бесконтактного выравнивания деформированных участков поверхности автомобильных кузовов (внешняя бесконтактная рихтовка), не требующее, в отличие от известных аналогов, разборки на элементы с целью обязательного доступа с внутренней стороны рихтуемой вмятины.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Батыгин Ю. В. Физические основы возможных направлений развития магнитно-импульсной обработки тонкостенных металлов. / Ю. В. Батыгин, В. И. Лавинский, Л. Т. Хищенко // *Електротехніка і електромеханіка*. – 2004. – №2 – С. 80-84.
2. Пат. 74909 Украина, МПК<sup>7</sup> В21D 26/14. Спосіб магнітно-імпульсної обробки тонкостінних металевих заготовок / Батигін Ю. В., Лаврінський В. І., Хавін В. Л.; заявник та патентовласник Харківський національний автомобільно-дорожній університет.. – № U 2004010542; заяв. 26.01.04; опубл. 15.02.06, Бюл. №2.
3. Белый И. В. Справочник по магнитно-импульсной обработке металлов / И. В. Белый, С. М. Фертик, Л. Т. Хищенко. – Х: Вища школа. –1977. – 190 с.
4. Batygin Yu. V. Direction Change of the Force Action upon Conductor under Frequency Variation of the Acting magnetic Field / Yu. V. Batygin, V. I. Lavinsky, L. T. Khimenko // *Proceedings of the 1-st International Conference on High Speed Metal Forming*. March 31/April 1. – 2004. – P. 157-160.
5. Батыгин Ю. В. Силы, действующие на тонкостенный проводник, в проникающем поле плоского одновиткового соленоида / Ю. В. Батыгин, А. Ю. Бондаренко // *Техническая электродинамика*. – 2010. – №1. – С. 9 – 14.
6. Туренко А. Н. Импульсные магнитные поля для прогрессивных технологий. – Т.3: Теория и эксперимент притяжения тонкостенных металлов импульсными магнитными полями / А. Н. Туренко, Ю. В. Батыгин, А. В. Гнатов. – Х: ХНАДУ. – 2009. – 249 с.
7. Батыгин Ю. В. Направление сил, действующих на ферромагнетик, в зависимости от временных характеристик при МИОМ / Ю. В. Батыгин, А. В. Гнатов, С. А. Щиголева // *Електротехніка і електромеханіка*. – 2011. – №3 – С. 56-61.
8. Пат. 75676 Украина, МПК<sup>7</sup> В21D 26/14. Спосіб магнітно-

імпульсної обробки тонкостінних металевих заготовок. / Батигін Ю. В., Лаврінський В. І., Хавін В. Л., Хищенко Л.Т.; заявник та патентовласник Національний технічний університет «Харківський політехнічний інститут». – № 2004010512; заяв. 23.01.04; опубл. 15.02.06, Бюл. №5.

9. Батыгин Ю. В. Цилиндрическая индукционная индукторная система для притяжения тонкостенных листовых металлов / Ю. В. Батыгин, А. Ю. Бондаренко, Е. А. Чаплыгин // Авиационно-космическая техника и технология. – 2007. – №11 (47). – С. 109-117.

10. Пат. 70055 Україна, МПК<sup>7</sup> В21D 26/14. Спосіб магнітно-імпульсного притягання металевих об'єктів одновитковою індукторною системою з тонким екраном / Батигін Ю.В., Гнатов А.В., Аргун Щ.В., Чаплигін Є.О., Гопко А.В., Дробінін О.М.; заявник та патентовласник Харківський національний автомобільно-дорожній університет.– № 201113398; заяв. 14.11.12; опубл. 25.05.12, Бюл. №10.

11. Пат. 70734 Україна, МПК<sup>7</sup> В21D 26/14. Спосіб магнітно-імпульсного притягання металевих об'єктів двовитковою круговою індукторною системою з тонким екраном / Батигін Ю.В., Гнатов А.В., Щіголева С.О., Чаплигін Є.О., Гопко А.В., Дробінін О.М. заявник та патентовласник Харківський національний автомобільно-дорожній університет. – № 2001114018; заяв. 28.06.12; опубл. 25.06.12, Бюл. №12.

12. Пат. 77579 Україна, МПК<sup>7</sup> В21D 26/14. Спосіб магнітно-імпульсного притягання металевих об'єктів заготовок одновитковим круговим індуктором, розташованим над допоміжним екраном / Батигін Ю.В., Гнатов А.В., Чаплигін Є.О., Трунова І.С., Гопко А.В., Сабокар О.С.; заявник та патентовласник Харківський національний автомобільно-дорожній університет. – № 201207542; заяв. 20.06.12; опубл. 25.02.13, Бюл. №4.

13. Пат. 44933 Україна, МПК<sup>7</sup> В21D 26/14. Генератор багаторазових імпульсів струму для магнітно-імпульсної обробки металів / Батигін Ю.В., Гнатов А.В., Бондаренко О.Ю., Серіков Г.С., Чаплигін Є.О.; заявник та патентовласник Харківський національний автомобільно-дорожній університет.



– № 200903072; заяв. 01.04.09; опубл. 26.10.09, Бюл. № 20.

14. Пат. 76485 Украина, МПК<sup>7</sup> B21D 26/14. Спосіб магнітно-імпульсної обробки тонкостінних металів уніполярними імпульсами струму / Батигін Ю.В., Гнатов А.В., Чаплигін Є.О., Дзюбенко О.А., Аргун Щ.В., Бондарь С.В.; заявник та патентовласник Харківський національний автомобільно-дорожній університет. – № 201206162; заяв. 22.05.12; опубл. 10.01.13, Бюл. № 1.

15. Пат. 77579 Украина, МПК<sup>7</sup> B21D 26/14. Генератор багаторазових уніполярних імпульсів струму для магнітно-імпульсної обробки металів / Батигін Ю.В., Гнатов А.В., Чаплигін Є.О., Дзюбенко О.А., Аргун Щ.В., Дробінін О.М.; заявник та патентовласник Харківський національний автомобільно-дорожній університет. – № 201207542; заяв. 26.06.12; опубл. 25.02.13, Бюл. № 4.

16. Бондаренко А. Ю. Низковольтный генератор импульсов тока широкого частотного диапазона для физического моделирования / А. Ю. Бондаренко, Г. С. Сериков, Е. А. Чаплыгин // Электротехника і електромеханіка. – 2007. – №6. – С. 66-69.

17. Meichtry R., Kouba I. 2008. Dent Removing Method and Device. International Patent Application WO2008/0163661A1

18. Батыгин Ю. В. Вихревые токи в тонких металлических листах при их магнитно-импульсной обработке. / Ю. В. Батыгин, В. И. Лавинский, А. Ю. Бондаренко // Электричество. – 2009. – №9. – С. 61-65.

19. Батыгин Ю. В. Магнитно-импульсное притяжение-отталкивание тонкостенных листовых ферромагнетиков / Ю. В. Батыгин, А. В. Гнатов // Электричество. – 2012. – № 8. – С. 58–65.

20. Batygin Yu. V. Pulsed electromagnetic attraction of sheet metals – Fundamentals and perspective applications / Yu. V. Batygin, S. F. Golovashchenko, A. V. Gnatov // Journal of Materials Processing Technology. – 2013. – № 213 (3). – P. 444–452.

21. Batygin Yu. V. Pulsed electromagnetic attraction of nonmagnetic sheet

metals / Yu. V. Batygin, S. F. Golovashchenko, A. V. Gnatov // Journal of Materials Processing Technology. – 2014. – № 214 (2). – P. 390–401.

22. Яворский Б.М. Справочник по физике / Б. М. Яворский, А. А. Детлаф. – М: Наука. – 1968. – 939 с.

23. Ландау Л. Д. Электродинамика сплошных сред / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – М: Наука. – 1982. – 620с.

24. Мэтьюз Дж. Математические методы физики. Пер. с англ. Крайнова В. П. / Дж. Мэтьюз, Р. Уокер. – М: Атомиздат. – 1972. – 399с.

## СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРЕ

**Чаплыгин Евгений Александрович** – инженер-механик, исследователь, кандидат технических наук, доцент, доцент кафедры физики Харьковского национального автомобильно-дорожного университета.

В 2003 г. закончил магистратуру в Харьковском национальном автомобильно-дорожном университете по специальности «Электрические системы и комплексы транспортных средств».

В 2009 защитил кандидатскую диссертацию по специальности «Техника сильных электрических и магнитных полей».

В высшей школе работает 15 лет. Имеет опыт преподавания теоретических и прикладных электротехнических дисциплин.

Основное направление научной деятельности – решение теоретических и практических задач прикладной электродинамики: взаимодействие сильных импульсных полей с проводниками и диэлектриками; разработка и создание современных электромагнитных технологий обработки материалов давлением; развитие и практическое внедрение новых направлений магнитно-импульсной обработки металлов; бесконтактная магнитно-импульсная рихтовка корпусных и кузовных элементов транспортных средств.

Общее число опубликованных научных работ – более 50.

## СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ .....	3
ГЛАВА 1 «ИНДУКТОРНАЯ СИСТЕМА С ПРИТЯГИВАЮЩИМ ЭКРАНОМ», ВОЗБУЖДАЕМАЯ ПОЛЕМ ВНЕШНЕГО ПЛОСКОГО КРУГОВОГО СОЛЕНОИДА .....	8
1.1 Обоснование дееспособности, низкочастотный режим действующих полей .....	8
1.2 Возбуждаемые токи, поля и силы при произвольных рабочих частотах .....	16
Поля и токи в пространстве оригиналов.....	22
1.3 Экспериментальная апробация в удалении вмятин на металлических покрытиях автомобилей .....	46
ГЛАВА 2 «ИНДУКТОРНАЯ СИСТЕМА С ПРИТЯГИВАЮЩИМ ЭКРАНОМ», ВОЗБУЖДАЕМАЯ ПОЛЕМ ПРОТЯЖЁННОГО ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО СОЛЕНОИДА .....	52
2.1 Уравнения Максвелла, общие решения .....	53
2.2 Низкочастотный режим, расчётные соотношения .....	63
2.3 Численные оценки токов и сил, обобщение результатов .....	66
2.4 Возможности повышения эффективности ИСПЭ .....	70
2.5. ИСПЭ с тонкостенными листовыми ферромагнетиками. ....	78
2.6. Пример расчёта экспериментальной ИСПЭ.....	98
ГЛАВА 3 РИХТОВКА ЭЛЕМЕНТА АВТОМОБИЛЬНОГО КУЗОВА С ПОМОЩЬЮ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ИСПЭ .....	101
3.1 Оборудование, объект обработки.....	101
3.2 Практическая апробация магнитно-импульсной рихтовки. ....	107

3.3 Рекомендации по возможному алгоритму внешней рихтовки вмятин на поверхности автомобильных кузовов. ....	110
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	111
ЛИТЕРАТУРА.....	119
СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРЕ.....	123

НАУКОВЕ ВИДАННЯ

ЧАПЛИГІН Євген Олександрович

**ЦИЛІНДРИЧНІ ІНДУКТОРНІ СИСТЕМИ З ПРИТЯГАЮЧИМ  
ЕКРАНОМ – ІНСТРУМЕНТИ МАГНІТНО-ІМПУЛЬСНОЇ ВИКТОВКИ  
ТЕОРІЯ, ЕКСПЕРИМЕНТ**

(російською мовою)

*Монографія*

Формат 60x84/16. Ум. друк. арк. 7,32. Тир. 300 прим. Зам. 679-16.  
Видавець та виготовлювач ФОП Бровін О.В.  
61022, м. Харків, вул. Трінклера, 2, корп.1, к.19. Т. (057) 758-01-08, (056) 833-72-39  
Свідоцтво про внесення суб'єкта до Державного реєстру  
видавців та виготовників видавничої продукції серія ДК 3587 від 23.09.09 р.

**СТИЛЬ**®  
**ИЗДАТ**  
ТІПОГРАФІЯ  
[www.stil-izdat.com](http://www.stil-izdat.com)