

Ю.В. БАТЫГИН, д-р техн. наук, проф., ХНАДУ, Харьков
М.В. БАРБАШОВА, аспирант, ХНАДУ, Харьков
Е.А. ЧАПЛЫГИН, канд. техн. наук, доц., ХНАДУ, Харьков

**АНАЛИЗ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПРОЦЕССОВ
В СИСТЕМЕ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ УДЕЛЬНОЙ
ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ЛИСТОВЫХ МЕТАЛЛОВ
С "ТОНКОСТЕННЫМИ" ОБМОТКАМИ**

В статье проведен анализ электромагнитных процессов для системы измерения удельной электропроводности листовых металлов. Получена зависимость для вычисления электропроводности, связывающая суммарные напряженности магнитного поля на внешних поверхностях металлов и суммарную напряжённость во внутренней полости между ними.

Ключевые слова: электромагнитные процессы, электропроводность, напряженность магнитного поля.

Введение. Наиболее существенным недостатком известных и практически апробированных способов измерения удельной электропроводности проводников является наличие электрических контактов в измерительном контуре "прибор-объект исследования". При малых габаритах последнего растет значимость переходного сопротивления в зоне контактов и, соответственно, погрешность в определении измеряемой величины. Получаемые результаты могут в несколько раз отличаться от реальных значений [1, 2].

Привлекательным простотой технической реализации и широкими возможностями представляется бесконтактный способ измерения удельной электропроводности металлов, основанный на идее о взаимодействии "встречных" магнитных полей двух соленоидов. Впервые такие системы применялись в технике формирования плазменных сгустков [3]. Несколько позже в магнитно-импульсной обработке металлов для холодной сварки немагнитных тонкостенных проводников при их высокоскоростном соударении был предложен аналогичный способ устранения негативных следствий проникновения полей сквозь обрабатываемые объекты [4].

Его сущность состоит в суперпозиции магнитных потоков двух независимых источников. Последние размещаются параллельно листовым металлам с внешней стороны по отношению к каждому из них.

© Ю.В. Батыгин, М.В. Барбашова, Е.А. Чаплыгин, 2013

Амплитудно-временные характеристики действующих полей выбираются таковыми, чтобы результирующий магнитный поток во внутренней полости между листами обращался в нуль. Данный выбор обеспечивается определённым соотношением, устанавливающим формализованную математическую связь между напряжённостями, геометрическими и электрофизическими параметрами металлов между источниками возбуждаемых полей [5]. Если металлы немагнитны, то влияющими электрофизическими параметрами являются исключительно удельные электропроводности. В этом случае вышеупомянутое соотношение будет связывать напряженности полей источников, толщины и собственно удельные электропроводности листовых металлов. Именно оно может послужить базовой основой бесконтактного способа определения проводимости исследуемого объекта.

Цель и задачи исследования – провести анализ электромагнитных процессов для системы измерения удельной электропроводности листовых металлов с обмотками индукторов в виде тонкостенных экранов. Получить аналитическую зависимость, связывающую суммарные напряженности магнитного поля на внешних граничных поверхностях листовых металлов и суммарную напряжённость во внутренней полости между ними.

Измерение электропроводности – теория. Предлагаемая модельная схема системы приведена на рис. 1.

Измерительный комплекс состоит из параллельно размещенных плоского индуктора – 1, первого немагнитного листового металла (со стороны индуктора – 1), второго листового магнитного металла (со стороны индуктора – 2) и, собственно, плоского индуктора – 2.

Все составляющие комплекса разделены диэлектрическими промежутками.

Индукторы – 1 и 2 подключаются к источнику питания так, чтобы обеспечить возможность отдельной регулировки токов в их обмотках, что позволяет добиться нулевого магнитного потока в пространстве между листами.

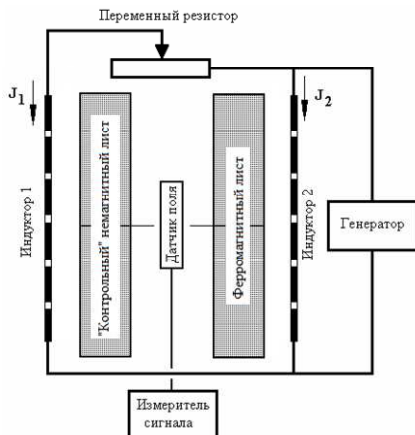


Рис. 1 – Модельная схема измерения удельной электропроводности листовых металлов при возбуждении системы индукторами с "тонкостенными" обмотками.

Немагнитный металл является контрольным. Его электропроводность – γ_1 , магнитная проницаемость – $\mu_1 \approx \mu_0$ (μ_0 – магнитная проницаемость вакуума) и толщина – d_1 известны. Второй листовой металл обладает известной толщиной – d_2 , но неизвестными электропроводностью – γ_2 и магнитной проницаемостью – μ_2 .

Из соотношения, включающего амплитуды сигналов в индукторах и электрофизические параметры металлов между ними, можно определить неизвестную удельную электропроводность одного из них [6].

Следует подчеркнуть, что работоспособность предлагаемого способа зависит от многих факторов. Но обязательным среди них является низкочастотный временной режим, обеспечивающий достаточную "прозрачность" элементов системы для действующих полей, что означает их интенсивное проникновение сквозь листовые металлы и обмотки индукторов. В этом случае система, вероятно, не потребует специального источника питания, а сможет работать просто от сети промышленного напряжения.

При решении поставленной задачи принимаем следующие допущения.

1. Источниками возбуждаемого поля в системе являются индукторы-соленоиды 1 и 2 одинаковой геометрии и идентичным расположением относительно листовых металлов на одинаковом и достаточно

малом расстоянии – h от них, так что $\frac{h}{a} \ll 1$, где a – ширина обмоток

соленоидов.

2. В каждом из индукторов токоподводы к рабочей зоне удалены настолько, что их влиянием можно пренебречь.

3. Изоляционные промежутки между витками – b достаточно малы, так что $\frac{b}{a} \ll 1$.

4. Плотность токов в соленоидах – $j_1(t)$ и $j_2(t)$. Их временные параметры таковы, что в расчётах приемлемо известное условие квазистационарности происходящих электромагнитных процессов и $\left(\frac{\omega}{c} \cdot a\right) \ll 1$ (здесь ω – циклическая частота, c – скорость света в вакууме) [4].

5. Плоские обмотки соленоидов и металлические листы являются достаточно тонкостенными (но не "абсолютно прозрачными"!) с геометрической, а также с электродинамической точек зрения, так что $\frac{d_i}{a} \ll 1$ и $\frac{d_{1,2}}{a} \ll 1$, а $\omega \cdot \mu_0 \cdot \gamma_i \cdot d_i^2 \ll 1$ и $\omega \cdot \mu_0 \cdot \gamma_{1,2} \cdot d_{1,2}^2 \ll 1$ ($d_{i,1,2}$ – толщины обмоток соленоидов и листовых металлов, соответственно, μ_0 – магнитная проницаемость вакуума, γ_i – 1 удельная электропроводность металла обмоток соленоидов, $\gamma_{1,2}$ – удельные электропроводности металлических листов).

6. В измерении ОХ соленоиды достаточно протяжённые, так что $\frac{d}{dx} \approx 0$.

7. Размеры листов в измерениях ОХ и ОУ достаточно велики, расстояние между ними – $2d$ достаточно мало $\left(\frac{2d}{a} \ll 1\right)$, магнитное поле между ними однородно.

8. В соответствии с положениями 1-7 для проведения расчётов приемлема модель на рис. 2.

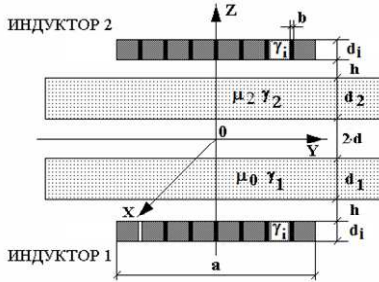


Рис. 2 – Расчетная модель измерения удельной электропроводности листовых металлов при возбуждении системы индукторами с "тонкостенными" обмотками.

9. Магнитная проницаемость исследуемого листового металла – $\mu_2 \approx \text{const}$.

10. Система возбуждается x – составляющей тока индуктора, вследствие чего нетривиальными составляющими вектора электромагнитного поля являются $E_x \neq 0, H_{y,z} \neq 0$.

Уравнения Максвелла в пространстве L – изображений с учетом нулевых начальных условий, имеют вид [4-6]:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_z(p, y, z)}{\partial y} - \frac{\partial H_y(p, y, z)}{\partial z} = j_x(p, y, z); \end{array} \right. \quad (1)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_x(p, y, z)}{\partial z} = -\mu \cdot p \cdot H_y(p, y, z); \end{array} \right. \quad (2)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_x(p, y, z)}{\partial y} = \mu \cdot p \cdot H_z(p, y, z), \end{array} \right. \quad (3)$$

где p – параметр преобразования Лапласа; μ – магнитная проницаемость среды;

$$E_x(p, y, z) = L\{E_x(t, y, z)\}; \quad H_{y,z}(p, y, z) = L\{H_{y,z}(t, y, z)\};$$

$$j_x(p, y, z) = L\{j_x(t, y, z)\}.$$

В общем случае плотность тока описывается зависимостью

$$j_x(p, y, z) = (p \cdot \varepsilon + \gamma) \cdot E_x(p, y, z) + j_{x1,2}(p, y, z) \quad (4)$$

где γ, ε – удельная электропроводность и диэлектрическая проницаемость среды; $j_{x1,2}(t, y, z)$ – плотность стороннего тока в индукторах 1 и 2, соответственно,

$$j_{x1}(p, r, z) = j_1(p) \cdot f(y) \cdot \delta(z + L_1), \quad L_1 = (d + d_1 + h)$$

$$j_{x2}(p, r, z) = j_2(p) \cdot f(y) \cdot \delta(z - L_2), L_2 = (d + d_2 + h),$$

$f(y)$ – функция поперечного распределения тока в обмотках индукторов; $\delta(x)$ – дельта функция Дирака.

Поскольку поставленная задача классифицируется как линейная и аддитивная относительно характеристик электромагнитных процессов, справедлив принцип суперпозиции полей, возбуждаемых каждым из источников.

Выполним решения для каждого из них в отдельности. При этом положим, что металл обмотки действующего источника поля не влияет на электромагнитные процессы в системе, а металл обмотки второго соленоида представляет собой тонкостенный металлический экран, отделяющий систему от свободного полупространства.

Итак, "условная" модель рассматриваемой системы при работе индуктора № 1 – это последовательность следующих элементов: "источник поля (индуктор № 1 с плотностью тока $j_1(t)$ – изоляционный промежуток – лист металла (γ_1, d_1) – изоляционный промежуток – лист металла (γ_2, d_2) – изоляционный промежуток – плоская обмотка индуктора № 2, то есть, лист металла (γ_i, d_i) – свободное полупространство".

"Условная" модель при работе индуктора № 2 – это "источник поля (индуктор № 2 с плотностью тока $j_2(t)$) – изоляционный промежуток – лист металла (γ_2, d_2) – изоляционный промежуток – лист металла (γ_1, d_1) – изоляционный промежуток – плоская обмотка индуктора № 1, то есть, лист металла (γ_i, d_i) – свободное полупространство".

Решения, найденные для каждой из выделенных "условных" моделей, суммируются. Полученные аналитические соотношения служат основой для анализа электромагнитных процессов в исследуемой системе. Видимым преимуществом предложенного подхода является возможность учесть экранирующие свойства обмоток соленоидов. Их наличие, как тонкостенных листовых металлов, отделяющих систему от свободного полупространства, означает, что поле действующего источника эффективно экранируется. Как показали оценки, выполненные авторами [4], при проникновении поля в свободное полупространство даже сквозь хорошо проводящий медный лист толщиной ~50 микрон отношение амплитуд проникшей и падающей касательных компонент напряженности магнитного поля составляет менее, чем $\sim 10^{-5}$.

Начнем с первой "условной" модели, где по обмотке индуктора № 1 протекает ток с плотностью $-j_1(t)$. В индукторе № 2 ток отсутствует, а металл его обмотки экранирует систему от свободного полупространства $z \geq (d + d_2 + h + d_i)$.

При решении поставленной задачи выделим области с однородными электрофизическими характеристиками.

1) Свободное полупространство вне первого листового металла с источником поля – индуктором № 1, $z \in [-\infty, -(d_1 + d)]$.

2) Область первого листового металла, $z \in [-(d_1 + d), -d]$.

3) Полоса свободного пространства между листовыми металлами, $z \in [-d, d]$.

4) Область второго листового металла, $z \in [d, -(d + d_2)]$.

5) Полоса свободного пространства между вторым листовым металлом и металлом обмотки индуктора № 2, $z \in [(d + d_2), (d + d_2 + h)]$.

Вне металла обмотки индуктора № 2, где $z \in [(d + d_2 + h + d_i), \infty]$, – свободное полупространство.

Из дифференциальных уравнений – (1)-(3) и соотношения (4) в рамках принятых допущений получим уравнения для x – компоненты напряжённости электрического поля $E_x(p, y, z)$ в выделенных областях. Далее в принятой расчетной модели имеет место электрическая и геометрическая симметрия в измерении ОУ относительно оси аппликат ОZ. Поэтому распределение по ординате для $E_x(p, y, z)$ из полученных уравнений можно описать интегральным косинус-преобразованием Фурье [4]:

$$E_x(p, y, z) = \int_0^{\infty} E_x(p, \lambda, z) \cdot \cos(\lambda \cdot y) \cdot d\lambda, \quad (5)$$

где λ – параметр интегрального преобразования.

В соответствии с (5) уравнения полученные из системы приводятся к обыкновенным дифференциальным уравнениям второго порядка.

а) В области 1, $z \in [-\infty, -(d_1 + d)]$,

$$\frac{\partial^2 E_x^{(1)}(p, \lambda, z)}{\partial z^2} - \lambda^2 \cdot E_x^{(1)}(p, \lambda, z) = K_1(p, \lambda) \cdot \delta(z + L_1), \quad (6)$$

где $K_1(p, \lambda) = \mu_0 \cdot p \cdot j_1(p) \cdot f(\lambda)$; $f(\lambda) = \frac{1}{\pi} \cdot \int_0^{\infty} f(y) \cdot \cos(\lambda \cdot y) \cdot dy$.

б) В металле первого листа, область 2, $z \in [-(d_1 + d), -d]$:

$$\frac{\partial^2 E_x^{(2)}(p, \lambda, z)}{\partial z^2} - q_1^2(p, \lambda) \cdot E_x^{(2)}(p, \lambda, z) = 0 \quad (7)$$

где $q_1(p, \lambda) = \sqrt{\lambda^2 + p\mu_0\gamma_1}$.

в) Между листовыми металлами (область 3, $z \in [-d, d]$) согласно допущению – п. 7 имеет место однородное магнитное поле, что позволяет интегральную связь записать в виде:

$$E_x^{(3)}(p, \lambda, z = -d) - E_x^{(3)}(p, \lambda, z = d) \approx -p \cdot \mu_0 \cdot (2d) \cdot H_3(p, \lambda), \quad (8)$$

где $H_3(p, \lambda) \approx H_y^{(3)}(p, \lambda, z)$ тангенциальная компонента Фурье-образа напряженности магнитного поля в пространстве между листами; $E_x^{(3)}(p, \lambda, z = \mp d)$ – Фурье-образ x – компоненты напряженности электрического поля на границах $z = \mp d$.

г) В металле второго листа, область 4, $z \in [d, -(d + d_2)]$:

$$\frac{\partial^2 E_x^{(4)}(p, \lambda, z)}{\partial z^2} - q_2^2(p, \lambda) \cdot E_x^{(4)}(p, \lambda, z) = 0 \quad (9)$$

где $q_2(p, \lambda) = \sqrt{\lambda^2 + p\mu_2\gamma_2}$.

д) В области 5, $z \in [(d + d_2), (d + d_2 + h)]$:

$$\frac{d^2 E_x^{(5)}(p, \lambda, z)}{dz^2} - \lambda^2 \cdot E_x^{(5)}(p, \lambda, z) = 0 \quad (10)$$

В результате решения этих уравнений, всех проделанных тождественных преобразований и введения упрощающих обозначений получим формулу для интегрального образа для касательных компонент вектора напряженности магнитного поля – $H_1^{(\mathcal{N}21)}(p, \lambda)$ и $H_2^{(\mathcal{N}21)}(p, \lambda)$, и напряженности магнитного поля, возбуждаемого током индуктора № 1 во внутренней полости между листовыми металлами.

$$\begin{aligned} H_1^{(\mathcal{N}21)}(p, \lambda) &= S_3(p, \lambda) \cdot (-j_1(p) \cdot f(\lambda) \cdot e^{-\lambda h} + \lambda \cdot S_1(p, \lambda) \cdot H_3^{(\mathcal{N}21)}(p, \lambda)) \\ H_2^{(\mathcal{N}21)}(p, \lambda) &= \left(\frac{\mu_2}{\mu_0} \right) \cdot S_2(p, \lambda) \cdot S_4(p, \lambda) \cdot H_3^{(\mathcal{N}21)}(p, \lambda) \\ H_3^{(\mathcal{N}21)}(p, \lambda) &= -j_1(p) \cdot f(\lambda) \cdot e^{-\lambda h} \cdot F_3^{(\mathcal{N}21)}(p, \lambda) \end{aligned} \quad (11)$$

где

$$F_3^{(\mathcal{N}21)}(p, \lambda) = \frac{S_1(p, \lambda) \cdot S_3(p, \lambda)}{F_1^{(\mathcal{N}21)}(p, \lambda) - \left(\lambda S_1^2(p, \lambda) \cdot S_3(p, \lambda) + \left(\frac{\mu_2}{\mu_0} \right)^2 S_2^2(p, \lambda) S_4(p, \lambda) \right)};$$

$$F_2^{(\text{№1})}(p, \lambda) = d_i \cdot \frac{[p\mu_0\gamma_i(d_i \cdot h)] \cdot \left(\frac{\text{sh}(\lambda h)}{\lambda h} \right) + \text{ch}(\lambda h)}{(p\tau_i) \cdot \text{ch}(\lambda h) + (\lambda d_i) \cdot \text{sh}(\lambda h)};$$

$$S_1(p, \lambda) = \frac{1}{q_1(p, \lambda) \cdot \text{sh}(q_1(p, \lambda) \cdot d_1)}, \quad S_2(p, \lambda) = \frac{1}{q_2(p, \lambda) \cdot \text{sh}(q_2(p, \lambda) \cdot d_2)};$$

$$S_3(p, \lambda) = \frac{1}{1 + \lambda \cdot S_1(p, \lambda) \cdot \text{ch}(q_1(p, \lambda) \cdot d_1)};$$

$$S_4(p, \lambda) = \frac{1}{F_2^{(\text{№1})}(p, \lambda) + \left(\frac{\mu_2}{\mu_0} \right) \cdot S_2(p, \lambda) \cdot \text{ch}(q_2(p, \lambda) \cdot d_2)}.$$

Перейдем ко второй "условной" модели, где по обмотке индуктора № 2 протекает ток с плотностью $j_2(t)$. В индукторе № 1 ток отсутствует, а металл его обмотки экранирует систему от свободного полупространства $z \leq -(h + d_1 + d)$.

Решение задачи проведем аналогично предыдущему, повторив все выполненные математические операции.

Выделенные области остаются теми же, что и ранее.

Опуская запись дифференциальных уравнений, общие интегралы и все промежуточные преобразования, запишем окончательные выражения для тангенциальных компонент вектора электромагнитного поля в терминах напряженностей магнитного поля, возбуждаемого током индуктора № 2, на границах выделенных областей:

Из условия непрерывности тангенциальных составляющих напряженности электрического поля на границах раздела выделенных областей найдем напряженности магнитного поля, возбуждаемого индуктором № 2 на граничных поверхностях листовых металлов и между ними во внутренней полости рассматриваемой системы.

$$H_1^{(\text{№2})}(p, \lambda) = S_1(p, \lambda) \cdot S_5(p, \lambda) \cdot H_3^{(\text{№2})}(p, \lambda), \quad (12)$$

$$\text{где } S_5(p, \lambda) = \frac{1}{F_2^{(\text{№2})}(p, \lambda) + S_1(p, \lambda) \cdot \text{ch}(q_1(p, \lambda) \cdot d_1)};$$

$$F_2^{(\text{№2})}(p, \lambda) = F_2^{(\text{№1})}(p, \lambda) = d_i \cdot \frac{[p\mu_0\gamma_i(d_i \cdot h)] \cdot \left(\frac{\text{sh}(\lambda h)}{\lambda h} \right) + \text{ch}(\lambda h)}{(p\tau_i) \cdot \text{ch}(\lambda h) + (\lambda d_i) \cdot \text{sh}(\lambda h)}.$$

$$H_2^{(\text{№}2)}(p, \lambda) = -S_6(p, \lambda) \left(j_2(p) f(\lambda) e^{-\lambda h} - \left(\frac{\mu_2}{\mu_0} \right) \lambda S_2(p, \lambda) H_3^{(\text{№}2)}(p, \lambda) \right), \quad (13)$$

где $S_6(p, \lambda) = \frac{1}{1 + \left(\frac{\mu_2}{\mu_0} \right) \cdot \lambda \cdot S_2(p, \lambda) \cdot \text{ch}(q_2(p, \lambda) d_2)}$;

$$S_1(p, \lambda) H_1^{(\text{№}2)}(p, \lambda) + \left(\frac{\mu_2}{\mu_0} \right) S_2(p, \lambda) H_2^{(\text{№}2)}(p, \lambda) = F_1^{(\text{№}2)}(p, \lambda) H_3^{(\text{№}2)}(p, \lambda), \quad (14)$$

где $S_1(p, \lambda) = \frac{1}{q_1(p, \lambda) \cdot \text{sh}(q_1(p, \lambda) \cdot d_1)}$, $S_2(p, \lambda) = \frac{1}{q_2(p, \lambda) \cdot \text{sh}(q_2(p, \lambda) \cdot d_2)}$
 $F_1^{(\text{№}2)}(p, \lambda) = F_1^{(\text{№}1)}(p, \lambda) = S_1(p, \lambda) \text{ch}(q_1(p, \lambda) \cdot d_1) +$
 $+ \left(\frac{\mu_2}{\mu_0} \right) S_2(p, \lambda) \text{ch}(q_2(p, \lambda) \cdot d_2) - 2d$.

Зависимости (12) и (13) подставим в выражение (14). После необходимых тождественных преобразований и введения упрощающих обозначений получим формулу для интегрального образа напряженности магнитного поля, возбуждаемого током индуктора № 2 во внутренней полости между листовыми металлами.

$$H_3^{(\text{№}2)}(p, \lambda) = -j_2(p) \cdot f(\lambda) \cdot e^{-\lambda h} \cdot F_3^{(\text{№}2)}(p, \lambda) \quad (15)$$

где

$$F_3^{(\text{№}2)}(p, \lambda) = \frac{\left(\frac{\mu_2}{\mu_0} \right) S_2(p, \lambda) S_6(p, \lambda)}{F_1^{(\text{№}2)}(p, \lambda) - \left(S_1^2(p, \lambda) S_5(p, \lambda) + \left(\frac{\mu_2}{\mu_0} \right)^2 \lambda S_2^2(p, \lambda) S_6(p, \lambda) \right)},$$

Далее получаем зависимость, связывающую суммарные напряженности магнитного поля на внешних граничных поверхностях листовых металлов и суммарную напряженность во внутренней полости между ними.

$$H_3(p, \lambda) = \frac{S_1(p, \lambda) \cdot H_1(p, \lambda) + \left(\frac{\mu_2}{\mu_0} \right) S_2(p, \lambda) \cdot H_2(p, \lambda)}{F_1(p, \lambda)}, \quad (16)$$

где $H_1(p, \lambda) = H_1^{(\text{№}1)}(p, \lambda) + H_1^{(\text{№}2)}(p, \lambda)$ – напряженность магнитного

поля, возбуждаемая индукторами № 1 и № 2 на поверхности первого листового металла (со стороны индуктора № 1);
 $H_2(p, \lambda) = H_2^{(\lambda_2 1)}(p, \lambda) + H_2^{(\lambda_2 2)}(p, \lambda)$ – напряженность магнитного поля, возбуждаемая индукторами № 1 и № 2 на поверхности второго листового металла (со стороны индуктора № 2);
 $H_3(p, \lambda) = H_3^{(\lambda_3 1)}(p, \lambda) + H_3^{(\lambda_3 2)}(p, \lambda)$ – напряженность магнитного поля, возбуждаемая индукторами № 1 и № 2 во внутренней полости между листовыми металлами;

$$F_1(p, \lambda) = F_1^{(\lambda_1 2)}(p, \lambda) = F_1^{(\lambda_1 1)}(p, \lambda) = (S_1(p, \lambda) \operatorname{ch}(q_1(p, \lambda) \cdot d_1) + \left(\frac{\mu_1}{\mu_0} \right) S_2(p, \lambda) \operatorname{ch}(q_2(p, \lambda) \cdot d_2) - 2d).$$

Выводы. Проведенный анализ электромагнитных процессов в системе для измерения удельной электропроводности листовых металлов с "тонкостенными" обмотками позволяет сформулировать следующие выводы.

1. Проведен анализ электромагнитных процессов для системы измерения удельной электропроводности листовых металлов с обмотками индукторов в виде тонкостенных экранов.

2. Получена аналитическая зависимость, связывающая суммарные напряженности магнитного поля на внешних граничных поверхностях листовых металлов и суммарную напряжённость во внутренней полости между ними.

Список литературы: 1. *Малиновского В.Н.* Электрические измерения / Под ред. *Малиновского В.Н.* – М.: Энергоатомиздат, 1987. 2. *Тер-Хачатуров А.А.* Измерительная техника / *Тер-Хачатуров А.А., Алиев Т.М.* – М.: Высшая школа, 1991. 3. *Дашук П.Н.* Техника больших импульсных токов и магнитных полей. / *Дашук П.Н., Зайенц С.Л., Комельков В.С.* и др.; под ред. проф. *Комелькова В.С.* – М.: Атомиздат. 1970. 4. *Батыгин Ю.В.* Импульсные магнитные поля для прогрессивных технологий. Том 1. / *Батыгин Ю.В., Лавинский В.И., Хименко Л.Т.*, Издание 2-е переработанное и дополненное под общей ред. проф., д.т.н. *Батыгина Ю.В.* – Харьков: Изд. "МОСТ-Торнадо". 2003. – 284 с. 5. *Батыгин Ю.В.* Магнитное поле в системе из двух соленоидов, разделенных тонкостенными проводниками. / *Батыгин Ю.В., Щетинская И.И., Хименко Л.Т.* – Киев: Техническая электродинамика 1990. – № 4. 6. *Батыгин Ю.В.* Бесконтактный способ измерения удельной электропроводности листовых металлов / *Ю.В. Батыгин, А.В. Гнатов, М.В. Барбашова* та ін. // *Електротехніка і електромеханіка.* – Харків: 2012. – № 1 – С. 69-72.



Батыгин Юрий Викторович, профессор, доктор технических наук. Защитил диплом инженера, диссертации кандидата и доктора технических наук, последнюю в Харьковском политехническом институте по специальности техника сильных электрических и магнитных полей, соответственно в 1972, 1977, 1993 гг. Заведующий кафедрой "Физика" Харьковского национального автомобильно-дорожного университета с 2009 г. Основные направления научной деятельности: магнитно-импульсная обработка листовых металлов.



Барбашова Марина Викторовна, защитила диплом магистра физико-энергетического факультета по специальности "Прикладная физика" Харьковского национального университета имени В.Н. Каразина в 2010 г. Аспирант кафедры "Физика" Харьковского национального автомобильно-дорожного университета. Основные направления научной деятельности: магнитно-импульсная обработка листовых металлов.



Чаплыгин Евгений Александрович, кандидат технических наук. Защитил диплом инженера, диссертацию кандидата технических наук в Национальном техническом университете "ХПИ" по специальности техника сильных электрических и магнитных полей, соответственно в 2003, 2009 гг. Доцент кафедры физики Харьковского национального автомобильно-дорожного университета. Основные направления научной деятельности: магнитно-импульсная обработка листовых металлов.

Поступила в редколлегию 25.12.2012

УДК 621.318

Анализ электромагнитных процессов в системе для измерения удельной электропроводности листовых металлов с "тонкостенными" обмотками / Батыгин Ю.В., Барбашова М.В., Чаплыгин Е.А. // Вісник НТУ "ХПИ". Серія: Проблеми удосконалення електричних машин і апаратів. Теорія і практика. – Х.: НТУ "ХПИ", 2013. – № 15 (988). – С. 110-121. Бібліогр.: 6 назв.

У статті проведено аналіз електромагнітних процесів для системи вимірювання питомої електропровідності листових металів. Отримана залежність для розрахунку електропровідності, яка зв'язує сумарні напруженості магнітного поля на зовнішніх поверхнях металів та сумарну напруженість у внутрішній порожнині між ними.

Ключові слова: електромагнітні процеси, електропровідність, напруженість магнітного поля.

In the paper the analysis of electromagnetic processes for a system of measuring of the electric conductivity of sheet metals is carried out. The dependence for the calculation of electric conductivity binding the total magnetic field strength on exterior surfaces of metals and the total magnetic field strength in the interior between them is gained.

Keywords: electromagnetic processes, electrical conductivity, magnetic field strength.