

УДК 621.318

СПОСОБ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ МЕТАЛЛОВ, ПРИМЕНЯЕМЫХ В АВТОМОБИЛЕСТРОЕНИИ

М.В. Барбашова, аспирант, ХНАДУ

Аннотация. Представлено обоснование бесконтактного способа определения электрофизических параметров металлов, применяемых в автомобилестроении. Метод основан на компенсации электромагнитных полей двух индукторов во внутренней системе с двумя листовыми образцами. Получены аналитические соотношения для расчетов основных электромагнитных характеристик рассматриваемой системы.

Ключевые слова: удельная электропроводность, индуктор, листовой металл, электромагнитное поле.

СПОСІБ ВИЗНАЧЕННЯ ЕЛЕКТРОФІЗИЧНИХ ПАРАМЕТРІВ МЕТАЛІВ, ЯКІ ВИКОРИСТОВУЮТЬСЯ В АВТОМОБІЛЕБУДУВАННІ

М.В. Барбашова, аспірант, ХНАДУ

Анотація. Представлено обґрунтування безконтактного способу визначення електрофізичних параметрів металів, що застосовуються в автомобілебудуванні. Метод ґрунтується на компенсації електромагнітних полів двох індукторів у внутрішній системі з двома листовими зразками. Отримано аналітичні співвідношення для розрахунків основних електромагнітних характеристик аналізованої системи.

Ключові слова: питома електропровідність, індуктор, листовий метал, електромагнітне поле.

METHOD FOR DETERMINING OF ELECTROPHYSICAL PARAMETERS OF METALS APPLIED IN MOTOR CAR CONSTRUCTION

M. Barbaschova, postgraduate, KhNAHU

Abstract. This paper presents substantiation of the non-contact method for determining the electrical parameters of metals used in motor car construction. The method is based on compensation of electromagnetic fields of two inductors in the internal area with two sheet samples. Analytical relations for calculations of main electromagnetic characteristics of the system under consideration is obtained.

Key words: electrical conductivity, inductor, sheet metal, electromagnetic field.

Введение

На современном этапе в автомобилестроении применяются различные металлы и их сплавы – это обусловлено как экономическими показателями, так и техническими (прочность, доступность в обработке и обслуживании, массогабаритные показатели и др.) показателями. В связи с этим остро встает вопрос о точных электрофизических параметрах (например, омическое сопротивление металла, удельная электропроводность)

обрабатываемого металлического элемента конструкции авто. От этого зависят выбор как способа, так и метода самой обработки и, соответственно, качество и эффективность обработки (ремонта, рихтовки, восстановления).

Анализ публикаций

В настоящее время известно множество способов измерения удельной электропроводности (электрофизических параметров) метал-

лических образцов, но каждому из них присущи свои недостатки, с которыми необходимо бороться и устранять. Одной из проблем этих методов является сравнительно невысокая точность результата измерения, что ограничено классом точности используемых измерительных устройств, а также методическая погрешность [1]. Наиболее существенным недостатком известных способов измерения удельной электропроводности проводников является наличие переходного сопротивления контактов и проводов, а также контактная ЭДС в измерительном контуре «прибор – объект исследования» [2]. При малых габаритах последнего растёт значение переходного сопротивления в зоне контактов и, соответственно, погрешность в определении измеряемой величины. В связи с этим получаемые результаты могут в несколько раз отличаться от реальных значений [1–3].

Привлекательной простотой технической реализации и широкими возможностями отличается бесконтактный способ измерения удельной электропроводности металлов, основанный на идее взаимодействия встречных магнитных полей двух соленоидов. Такие системы применялись в технике формирования плазменных стужков [4] и магнитно-импульсной обработке тонкостенных металлов для устранения негативных последствий проникновения полей сквозь обрабатываемые объекты [5].

Цель и постановка задачи

Цель статьи – обоснование способа измерения удельной электропроводности металлов, основанного на компенсации встречных магнитных полей во внутренней области системы из двух плоских листовых образцов.

На два листовых образца с внешних сторон действуют «встречные» магнитные поля. Термин «встречные» означает включение источников магнитного поля, при котором вектора напряжённости направлены противоположно, а их амплитуды таковы, что в пространстве между образцами магнитный поток обращается в нуль [5].

Источниками «встречных» полей являются два плоских соленоида (индуктор 1 и индуктор 2, рис. 1), расположенные на внешних поверхностях двух металлических образцов.

Один из них является «контрольным». Все его параметры известны. Пусть это будет металлический лист с толщиной и удельной электропроводностью – d_1 и γ_1 соответственно. Для второго образца известна только его толщина – d_2 . Удельная электропроводность подлежит определению, $\gamma_2 = ?$.

Как показано авторами [5], для полей, представляющих собой пакеты плоских электромагнитных волн, получение нулевого потока в пространстве между достаточно тонкими листовыми проводниками возможно при строго определённом соотношении, включающем их электрофизические и геометрические характеристики, а также амплитуды магнитных полей источников (H_{1m} и H_{2m}). Из этого соотношения и можно было бы определить требуемую удельную электропроводность – γ_2 .

$$\gamma_2 \approx \frac{H_{2m}}{H_{1m}} \cdot \frac{(\gamma_1 \cdot d_1)}{d_2}. \quad (1)$$

Соотношение (1) было получено, как указано ранее, для идеализации реальных полей пакетом плоских волн, пространственно-временная суперпозиция которых обеспечивает нуль касательной компоненты напряжённости магнитного поля в полости между листовыми металлами.

Для практического исполнения более приемлемой представляется система с двумя одновитковыми цилиндрическими соленоидами, расчётная модель которой представлена на рис. 1, а.

Решение соответствующей электродинамической задачи проведём в цилиндрической системе координат с началом на внешней поверхности листового металла со стороны индуктора 1 при следующих допущениях:

- индукторы 1 и 2 идентичны геометрически, расположены идентично относительно листовых металлов;
- витки соленоидов достаточно тонки и «прозрачны» для действующих полей, так что их металл не оказывает никакого влияния на протекающие электромагнитные процессы;
- в соленоидах текут токи $J_1(t)$ и $J_2(t)$, временные параметры которых таковы, что в

расчётах вполне приемлемо известное условие квазистационарности происходящих электромагнитных процессов и $\frac{\omega}{c} \cdot \ell \ll 1$ (здесь ω – циклическая частота, c – скорость света в вакууме, ℓ – наибольший характерный геометрический размер системы, в данном случае – это поперечный размер); система обладает аксиальной симметрией, так что $\frac{\partial}{\partial \varphi} = 0$ (φ – полярный угол); поперечные размеры металлических листов достаточно велики, $\ell \gg 2 \cdot R_2$, а расстояние – d_3 между ними крайне мало, $\frac{d_3}{R_{1,2}} \ll 1$;

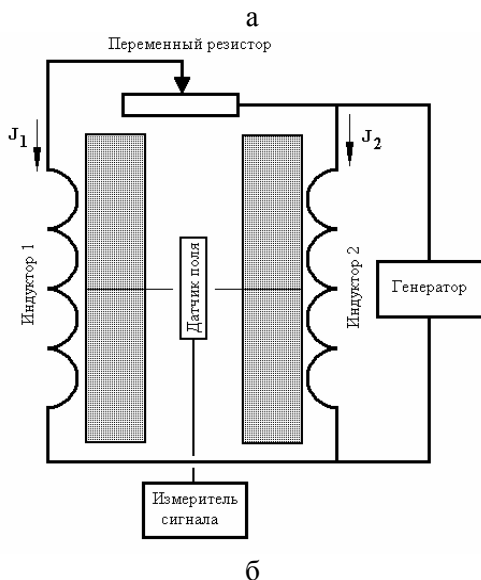
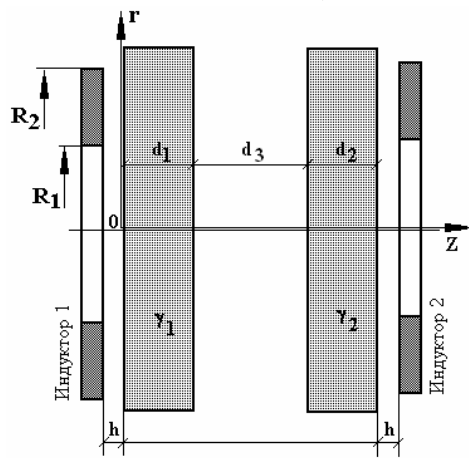


Рис. 1. Схема измерения удельной электропроводности плоских листовых металлов: а – расчётная модель; б – схема практической реализации

– листовые металлы являются достаточно тонкостенными с геометрической – $\frac{d_{1,2}}{R_{1,2}} \ll 1$

и электродинамической – $\omega \cdot \tau_{1,2} \ll 1$ точек зрения (в последнем неравенстве $\tau_{1,2}$ – характерные времена проникновения поля в листовые металлы: $\tau_1 = \mu_0 \cdot \gamma_1 \cdot d_1^2$, $\tau_2 = \mu_0 \cdot \gamma_2 \cdot d_2^2$, μ_0 – магнитная проницаемость вакуума).

Расчет основных параметров

Уравнения Максвелла для возбуждаемых составляющих вектора электромагнитного поля ($E_\varphi \neq 0, H_{r,z} \neq 0$), преобразованных по Лапласу с учётом нулевых начальных условий, имеют вид [5]

$$\begin{cases} \frac{\partial H_r(p,r,z)}{\partial z} - \frac{\partial H_z(p,r,z)}{\partial r} = j_\varphi(p,r,z); \\ \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot E_\varphi(p,r,z)) = -\mu_0 \cdot p \cdot H_z(p,r,z); \\ \frac{\partial E_\varphi(p,r,z)}{\partial z} = \mu_0 \cdot p \cdot H_r(p,r,z); \end{cases} \quad (2)$$

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 описывается зависимостью

$$j_\varphi(p,r,z) = (p \cdot \epsilon_0 + \gamma) \cdot E_\varphi(p,r,z) + j_{\varphi 1,2}(p,r,z), \quad (3)$$

где $j_{\varphi 1,2}(t,r,z)$ – плотность стороннего тока в индукторах 1 и 2 соответственно,

$$j_{\varphi 1}(p,r,z) = j_1(p) \cdot f(r) \cdot \delta(z+h),$$

$$j_1(p) = \frac{J_1(p)}{R_2 - R_1};$$

$$j_{\varphi 2}(p,r,z) = j_2(p) \cdot f(r) \cdot \delta(z-h);$$

$$j_2(p) = \frac{J_2(p)}{R_2 - R_1};$$

$f(r)$ – функция радиального распределения тока в каждом из витков индуктора; $\delta(x)$ – дельта-функция Дирака.

Интегрирование уравнений Максвелла производилось в выделенных областях с однод-

ными электрофизическими характеристиками [4, 5]. Не останавливаясь на данных математических операциях, запишем окончательные выражения для токов в индукторах [6]

$$j_1(t) - \frac{dj_1(t)}{dt} \cdot \left(\frac{r}{2}\right) \cdot \mu_0 \gamma_2 d_2 \approx j_2(t) - \frac{dj_2(t)}{dt} \cdot \left(\frac{r}{2}\right) \cdot \mu_0 \gamma_1 d_1. \quad (4)$$

Формула (4) содержит временные зависимости. Для того чтобы исключить их, следует задаться определённой временной формой токов в индукторах-источниках. Наиболее простыми и приемлемыми для практики являются: а) экспоненциальная и б) гармоническая зависимости.

а) Пусть

$j_1(t) = j_{1m} \cdot \exp(-\alpha \cdot t)$, $j_2(t) = j_{2m} \cdot \exp(-\alpha \cdot t)$,
здесь $j_{1,2m}$ – амплитуды плотностей токов, α – некоторая постоянная времени, которая при необходимости может быть выбрана произвольным образом.

Тогда неизвестная удельная электропроводность, пусть это будет γ_2 , находится из соотношения

$$\gamma_2 = \frac{1}{\alpha \cdot \frac{r}{2} \cdot (\mu_0 d_2)} \left[\frac{J_{2m}}{J_{1m}} \cdot \left(1 + \alpha \cdot \frac{r}{2} \cdot (\mu_0 \gamma_1 d_1) \right) - 1 \right], \quad (5)$$

где $J_{1,2m}$ – амплитуды токов в индукторах-источниках; r – радиус витка, где фиксируется нулевой ток, в полости между листовыми металлами.

Для достаточно больших « r » выражение (5) трансформируется в зависимость (1).

б) Пусть

$j_1(t) = j_{1m} \cdot \sin(\omega \cdot t)$, $j_2(t) = j_{2m} \cdot \sin(\omega \cdot t)$,
здесь $j_{1,2m}$ – амплитуды плотностей токов; ω – циклическая частота сигнала, которая так же, как и в случае экспоненты, может быть выбрана произвольным образом.

Выражение (4) принимает вид

$$j_{1m} \left(\sin(\omega t) - \cos(\omega t) \omega \left(\frac{r}{2}\right) \mu_0 \gamma_2 d_2 \right) \approx j_{2m} \left(\sin(\omega t) - \cos(\omega t) \omega \left(\frac{r}{2}\right) \mu_0 \gamma_1 d_1 \right). \quad (6)$$

Выражение (6) содержит временные зависимости. От них можно избавиться, если в правой и левой частях (6) перейти к средним значениям квадратов отклонений во времени за период. Как известно, средние значения квадратов отклонений соответствуют принятым в электротехнике действующим значениям электрических величин.

Обе части выражения (6) возведём в квадрат и проинтегрируем по времени $t \in [0, \frac{2\pi}{\omega}]$.

После выполнения всех необходимых математических преобразований получаем формулу для расчёта удельной электропроводности исследуемого металлического образца.

$$\gamma_2 = \frac{1}{\omega \cdot \frac{r}{2} \cdot (\mu_0 d_2)} \times \sqrt{\left[\left(\frac{J_{2m}}{J_{1m}} \right)^2 \cdot \left(1 + \left(\omega \cdot \frac{r}{2} \cdot (\mu_0 \gamma_1 d_1) \right)^2 \right) - 1 \right]}. \quad (7)$$

Следует отметить, что и формула (5), и формула (7) дают одинаковый результат в случае идентичных образцов. То есть при $\frac{J_{2m}}{J_{1m}} \approx 1$ и $d_1 \approx d_2$ удельные электропроводности $\gamma_2 \approx \gamma_1$.

Для вывода соотношения, более приближённого, но более простого, определяющего неизвестную удельную электропроводность металлического листа $\gamma_2 = ?$, можно поступить иначе.

Выражение (6) перепишем в виде

$$\left(\frac{2}{\mu_0 \cdot \omega \cdot r} \right) \cdot (j_{1m} - j_{2m}) \cdot \sin(\omega t) - (j_{1m} \cdot \gamma_2 d_2 - j_{2m} \cdot \gamma_1 d_1) \cdot \cos(\omega t) \approx 0. \quad (8)$$

В (8) выделим модуль и фазово-временную зависимости.

$$\sqrt{\left(\frac{2}{\mu_0 \cdot \omega \cdot r} \right)^2 \cdot (j_{1m} - j_{2m})^2 + (j_{1m} \cdot \gamma_2 d_2 - j_{2m} \cdot \gamma_1 d_1)^2} \times \sin(\omega t + \xi) \approx 0, \quad (9)$$

где ξ – некоторая «начальная» фаза.

Выполнение равенства (9) для любого момента времени возможно только при

$$\left(\frac{2}{\mu_0 \cdot \omega \cdot r} \cdot (j_{1m} - j_{2m})\right)^2 + (j_{1m} \cdot \gamma_2 d_2 - j_{2m} \cdot \gamma_1 d_1)^2 \approx 0. \quad (10)$$

Разность токов в обмотках индукторов-источников $(j_{1m} - j_{2m})$ есть величина ограниченная и достаточно малая.

При довольно высоких рабочих частотах, но не нарушающих условие «прозрачности» листовых металлов, и больших радиусах можно положить, что

$$\left(\frac{2}{\mu_0 \cdot \omega \cdot r} \cdot (j_{1m} - j_{2m})\right) \ll \ll (j_{1m} \cdot \gamma_2 d_2 - j_{2m} \cdot \gamma_1 d_1). \quad (11)$$

Тогда из (10) находим

$$\gamma_2 \approx \frac{j_{2m}}{j_{1m}} \cdot \frac{(\gamma_1 \cdot d_1)}{d_2}. \quad (12)$$

Выражение (12) совершенно идентично формуле (1) в постановочной части настоящего рассмотрения.

В заключение выполним некоторые численные оценки, необходимые для понимания уровня достоверности полученных результатов.

Очевидно, что все расчётные зависимости (5), (7), (12) должны давать величины удельной электропроводности с определённым разбросом, обусловленным соответствующими принятыми допущениями, но приемлемым для практического использования.

Для оценки возможных расхождений и формулировки условий их минимизации выпишем отношения токов в индукторах-источниках в разных приближениях (экспоненциальные сигналы, гармонические и т.д.). Эти зависимости, естественно, должны быть разными, поскольку каждое из приближений обладает определённой степенью неадекватности реальным условиям.

Так, например, принятая в рассмотрении экспоненциальная временная зависимость в

действительности должна обладать весьма крутым фронтом, что на начальном этапе процесса проникновения не соответствует условию «прозрачности» металлических листов.

Удельная электропроводность, рассчитанная по квадратичным отклонениям, весьма условно разделяет ток, возбуждаемый в обмотке датчика поля, на компоненты, обусловленные токами каждого из индукторов-источников.

Формула для вычисления удельной электропроводности (12) получена в идеализации высоких рабочих частот и достаточно большого радиуса контура датчика поля.

Итак, последовательно из (5), (7) и (12) найдём, что

$$\left. \frac{J_{2m}}{J_{1m}} \right|_{\text{exp}} = \frac{\left(1 + \alpha \cdot \frac{r}{2} \cdot (\mu_0 \gamma_2 d_2)\right)}{\left(1 + \alpha \cdot \frac{r}{2} \cdot (\mu_0 \gamma_1 d_1)\right)}; \quad (13)$$

$$\left. \frac{J_{2m}}{J_{1m}} \right|_{\text{sin}} = \sqrt{\frac{\left(1 + \left[\omega \cdot \frac{r}{2} \cdot (\mu_0 \gamma_2 d_2)\right]^2\right)}{\left(1 + \left[\omega \cdot \frac{r}{2} \cdot (\mu_0 \gamma_1 d_1)\right]^2\right)}}; \quad (14)$$

$$\left. \frac{J_{2m}}{J_{1m}} \right|_{\text{simple}} \approx \frac{(\gamma_2 \cdot d_2)}{(\gamma_1 \cdot d_1)}. \quad (15)$$

Теперь положим, что параметры металлических листов известны априори.

«Контрольный» образец выполнен из медной фольги: толщина – $d_1 = 0,0001$ м, удельная электропроводность – $\gamma_1 = 6 \cdot 10^7$ (Ом·м)⁻¹. Исследуемый объект – из электротехнической стали: толщина – $d_2 = 0,001$ м, удельная электропроводность – $\gamma_2 = 0,2 \cdot 10^7$ (Ом·м)⁻¹. Радиус витка датчика в пространстве между листами – $r \approx 0,05$ м. Рабочая частота сигналов в обмотках индукторов-источников – $f = 10$ кГц и $\omega = 2\pi \cdot 10^3$ Гц. Для экспоненциального сигнала – $\alpha = \omega$. При данном значении частоты эффективная глубина для меди составляет $\sim 0,0064$ м, что намного

больше толщины «контрольного» образца. То есть для него удовлетворяется требование «прозрачности». Для принятой стали это требование удовлетворяется тем более.

С помощью формул (13), (14) и (15) вычислим отношения токов. Затем подставим их в выражения для удельной электропроводности – (5), (7), (12). Конечные результаты расчётов оформим в виде табл. 1.

Таблица 1 Результаты расчетов

Отн. токов/ уд. эл-ть	γ_{2exp}	γ_{2sin}	$\gamma_{2simple}$
$\frac{J_{2m}}{J_{1m}} \Big _{exp} \approx 0,385$	$0,2 \cdot 10^7$	$2,26 \cdot 10^7$	$2,3 \cdot 10^7$
$\frac{J_{2m}}{J_{1m}} \Big _{sin} \approx 0,343$	$0,17 \cdot 10^7$	$0,2 \cdot 10^7$	$0,205 \cdot 10^7$
$\frac{J_{2m}}{J_{1m}} \Big _{simple} \approx 0,333$	$0,17 \cdot 10^7$	$0,19 \cdot 10^7$	$0,2 \cdot 10^7$

Из данных табл. 1 следует, что расхождения в результатах расчёта удельной электропроводности не превышают ~ 30 % и в среднем составляют около ~10 %. Естественно, что уменьшить разброс значений, а следовательно, и достоверность в определении измеряемой величины можно увеличением параметра $(\omega \cdot r)$. Так, уже при $r=0,1$ м максимальное расхождение составляет менее ~ 20 %. Увеличение частоты в два раза, то есть до 20 кГц, также возможно. При этом эффективная глубина проникновения поля уменьшается до ~ 0,00046 м, что всё ещё допустимо по условию «прозрачности» медного листа толщиной ~ 0,0001 м. Как показывают вычисления, данное увеличение частоты позволяет снизить максимальный разброс до ~10 %.

Выводы

По результатам проведенных исследований можно сделать следующие выводы:

1. Предложен и теоретически обоснован бесконтактный способ измерения удельной электропроводности металлов.

2. Преимуществом данного метода по сравнению с известными аналогами есть отсутствие электрических контактов с объектом исследования.

3. Показано, что при надлежащем выборе условий измерения удельной электропроводности металла она может быть определена с достаточно высоким уровнем погрешности по сравнению с достоверными величинами.

Литература

1. Калашников С.Г. Электричество: учебн. пособие / С.Г. Калашников. – 6-е изд., стереот. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. – 624 с.
2. Фридрихов С.А. Физические основы электронной техники: учебник для вузов / С.А. Фридрихов, С.М. Мовнин. – М.: Высшая школа, 1982. – 608 с.
3. Демидова-Панферова Р.М. Электрические измерения (с лабораторными работами): учебник для техникумов / Р.М. Демидова-Панферова, В.Н. Малиновский, В.С. Попов и др. – М.: Энергоиздат, 1982. – 392 с.
4. Батыгин Ю.В. Импульсные магнитные поля для прогрессивных технологий. Т. 1 / Ю.В. Батыгин, В.И. Лавинский, Л.Т. Хищенко. – 2-е изд., перераб. и доп.; под общ. ред. д.т.н., проф. Ю.В. Батыгина. – Х.: Изд. МОСТ-Торнадо, 2003. – 285 с.
5. Туренко А.Н. Импульсные магнитные поля для прогрессивных технологий // Теория и эксперимент притяжения тонкостенных металлов импульсными магнитными полями: монография. Т. 3 / А.Н. Туренко, Ю.В. Батыгин, А.В. Гнагов. – Х.: ХНАДУ, 2009. – 240 с.
6. Мэтьюз Дж. Математические методы физики / Дж. Мэтьюз, Р. Уокер. – М.: Атомиздат, 1978. – 397 с.
7. Шнеерсон Г.А. Поля и переходные процессы в аппаратуре сверхсильных токов / Г.А. Шнеерсон. – Л.: Энергоиздат, 1981. – 200 с.

Рецензент: Ю.В. Батыгин, профессор, д.т.н., ХНАДУ.

Статья поступила в редакцию 3 декабря 2012 г.