

М.И. Баранов

## РАСЧЕТНАЯ ОЦЕНКА ТОЛЩИНЫ СЛОЯ ИНДУКЦИОННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЗАРЯДОВ В МЕТАЛЛИЧЕСКОМ ПРОВОДНИКЕ

*Отримана формула для наближеного розрахунку товщини шару надмірних електричних зарядів, що виникають на кінцях (торцях) металевого провідника при явищі електромагнітній індукції.*

*Получена формула для приближенного расчета толщины слоя избыточных электрических зарядов, возникающих на концах (торцах) металлического проводника при явлении электромагнитной индукции.*

### ВВЕДЕНИЕ

В [1-3] автором в рамках классических положений электростатики и электродинамики были предложены новые электрофизические микромеханизмы возникновения открытого экспериментальным путем в 1831 году английским физиком Майклом Фарадеем (1791-1867 гг.) явления электромагнитной индукции (ЭМИ) в металлическом проводнике (контуре), как равномерно движущемся во внешнем постоянном магнитном поле, так и покоящемся (неподвижном) и испытывающем воздействие внешнего переменного (импульсного) магнитного поля. Известно, что вскоре после открытия фундаментального явления ЭМИ этот вид индукции был практически использован М. Фарадеем при создании им первого в мире униполярного электрогенератора ("диска Фарадея"), работа которого основывалась на круговом движении медного диска в постоянном магнитном поле воздушного зазора между полюсами магнита (электромагнита) [4]. Для лучшего понимания механизма возникновения явления ЭМИ в проводниках обмоток (электрических контурах) электрогенераторов (электродвигателей) и процесса наведения индукционных электрических зарядов, к примеру, в незамкнутом прямолинейном металлическом проводнике, необходимо знать размеры тех его локальных краевых зон, в которых происходит избыточная концентрация отрицательного заряда свободных электронов (отрицательно заряженный конец проводника) и положительного заряда (недостатка свободных электронов) на противоположном положительно заряженном конце проводника. В настоящее время расчетные соотношения для определения геометрических размеров таких краевых зон в проводниках (электрических контурах) в учебной и научной электротехнической литературе отсутствуют. Во вводной части этой работы необходимо указать и то, что в соответствии с известными положениями физики твердого тела в любом макроскопически электронейтральном металлическом проводнике присутствуют нерелятивистские свободные электроны с отрицательным зарядом  $e_0$ , имеющие усредненную по его макроскопическому объему концентрацию (объемную плотность)  $n_{e0}$  и подчиняющиеся квантовой статистике Ферми-Дирака [5]. Тепловая скорость хаотичного движения этих электронов определяется их энергией Ферми  $W_F$ , зависящей от температуры  $T_0$  металла проводника и характерной для каждого вида (сорта) атомов (ионов) его кристаллической решетки [5].

### 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ПО ОЦЕНКЕ ТОЛЩИНЫ СЛОЯ ИНДУКЦИОННЫХ ЗАРЯДОВ В МЕТАЛЛИЧЕСКОМ ПРОВОДНИКЕ

Считаем, что до возникновения в металлическом проводнике явления ЭМИ свободные электроны и ионы атомов материала данного проводника в первом приближении образовывали равновесную изотермическую твердотельную плазму, для которой электронная и ионная температуры были равны друг другу и имело место взаимная компенсация пространственных зарядов отрицательных свободных электронов, отделившихся от атомов материала проводника, и оставшихся в узлах его кристаллической решетки положительных ионов металла проводника. С учетом этого допущения рассмотрим приведенный на рис. 1 незамкнутый прямолинейный цилиндрический немагнитный металлический проводник радиусом  $r_0$  и длиной  $l_0 \gg r_0$  с плоскими круглыми концами (торцами), в котором из-за проявления ЭМИ и возникновения вдоль него индукционного электрического поля с напряженностью  $E_0$  произошло равновесное распределение и продольное смещение в его объеме свободных электронов с их избыточной концентрацией на левом конце (торце) проводника и их уменьшенной, по сравнению с первоначальной до действия ЭМИ, концентрацией на правом конце (торце) проводника.

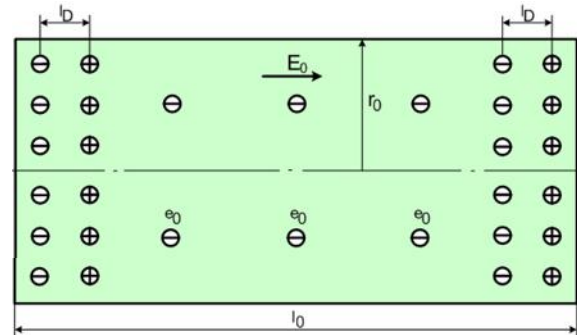


Рис. 1. Расчетная конструкция металлического проводника

Примем, что нарушение электронейтральности указанной плазмы в краевых зонах проводника вызвано продольным смещением перпендикулярных его продольной оси плоских слоев свободных электронов материала проводника, приводящим к образованию в этих зонах плоских слоев отрицательного и положительного объемных зарядов, разделенных вакуумным зазором  $l_D$  (см. рис. 1). Следует подчеркнуть то, что в процессе такого продольного смещения в рассматриваемом проводнике его электронов проводимости изменения их концентрации в остальной части объема проводника не происходит [1-3]. Избыточные заряды

на концах (торцах) проводника обуславливают появление на них соответственно отрицательного  $\phi_-$  и положительного  $\phi_+$  электрических потенциалов. В соответствии с известными положениями физики плазмы [6] принимаем, что рассматриваемая нами исходная "металлическая" плазма (отрицательно заряженный электронный газ совместно с ионизированными положительно заряженными атомами металла проводника) является квазинейтральной средой. Как известно, для такой среды в ее локальных областях может нарушаться компенсация объемного электрического заряда и соответственно может происходить процесс разделения электрических зарядов в объеме квазинейтральной плазмы. В физике плазмы для теоретического описания такого процесса было введено понятие пространственного масштаба разделения ее зарядов [6]. Используя это понятие из физики плазмы и возникновение в силу действия ЭМИ на левом конце рассматриваемого проводника индукционного избыточного отрицательного электронного заряда и на его правом конце индукционного избыточного положительного заряда, определим приближенным расчетным путем толщину слоя  $\Delta_e$  индукционных электрических зарядов на обоих плоских концах (торцах) исследуемого проводника. Данный оценочный расчет выполним в предположении равномерного и однослойного распределения избыточных отрицательных и положительных электрических зарядов по круглым плоским концам (торцам) разомкнутого металлического проводника с поверхностной плотностью их зарядов  $\sigma_e$ , образующих в области его краев двойные электрические микроконденсаторные плоские слои.

## 2. ОСНОВНЫЕ РАСЧЕТНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТОЛЩИНЫ СЛОЯ ИНДУКЦИОННЫХ ЗАРЯДОВ В ПРОВОДНИКЕ

С учетом известных закономерностей электростатики и плоского характера электрического поля между супертонкими плоскими слоями отрицательно и положительного объемных зарядов в краевых зонах рассматриваемого металлического проводника, отстоящими друг от друга на расстоянии  $l_D$  из-за продольного смещения на указанную величину  $l_D$  плоского слоя его свободных электронов с усредненной объемной плотностью  $n_{e0}$ , для усредненной напряженности  $E_e$  этого электростатического поля можно записать следующее приближенное выражение [5]:

$$E_e = \sigma_e / (2\varepsilon_0) = n_{e0} e_0 l_D / (2\varepsilon_0), \quad (1)$$

где  $\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$  Ф/м – электрическая постоянная;  $e_0 = 1,602 \cdot 10^{-19}$  Кл – электрический заряд электрона.

С другой стороны, для указанной напряженности  $E_e$  электрического поля в рассматриваемой микроконструкции плоских положительно и отрицательно заряженных микроконденсаторных слоев незамкнутого на концах металлического проводника с поверхностной плотностью их зарядов  $\sigma_e$  и разностью электрических потенциалов  $\Delta\phi = \phi_+ - \phi_- = E_e l_D$  будет справедливо следующее приближенное соотношение [5, 7]:

$$E_e = W_F / (e_0 l_D), \quad (2)$$

где  $W_F = 0,6h^2(8m_e)^{-1}(3n_{e0}/\pi)^{2/3}$  – среднее значение энергии Ферми для свободного электрона;  $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$  Дж·с – постоянная Планка;  $m_e = 9,108 \cdot 10^{-31}$  кг – масса покоя электрона.

Тогда из (1) и (2) для расстояния  $l_D$  между проти-

воположно заряженными супертонкими плоскими слоями на концах (торцах) исследуемого разомкнутого проводника в принятом приближении находим:

$$l_D = [2\varepsilon_0 W_F / (e_0^2 n_{e0})]^{1/2}. \quad (3)$$

Полученная согласно (3) величина для  $l_D$  применительно к микроразделению отрицательных и положительных объемных электрических зарядов твердотельной ("металлической") плазмы на краях твердого металлического проводника, испытывающего действие ЭМИ, соответствует максимальному значению известного в физике плазмы радиуса Дебая  $r_D$ , впервые введенного выдающимся голландским физиком Петером Дебаем (1884-1966 гг.) для электролитов [5, 6]. Используя то, что для толщины слоя  $\Delta_e$  индукционных электрических зарядов в исследуемом разомкнутом металлическом проводнике справедливо приближенное соотношение  $\Delta_e = l_D/2$ , с учетом (3) для искомой величины  $\Delta_e$  получаем следующую формулу:

$$\Delta_e = [\varepsilon_0 W_F / (2e_0^2 n_{e0})]^{1/2}. \quad (4)$$

Входящее в (4) значение усредненной объемной плотности (концентрации)  $n_{e0}$  нерелятивистских свободных электронов в твердом материале металлического проводника с валентностью  $k_e$  определяется следующим известным образом [8, 9]:

$$n_{e0} = k_e d_e (M_a \cdot 1,6606 \cdot 10^{-27})^{-1}, \quad (5)$$

где  $d_e$  – плотность материала проводника;  $M_a$  – атомная масса материала проводника, определяемая в соответствии с количественными данными периодической системы химических элементов Менделеева.

## 3. ПРИМЕР РАСЧЕТА ТОЛЩИНЫ СЛОЯ ИНДУКЦИОННЫХ ЗАРЯДОВ В ПРОВОДНИКЕ

Осуществим на основании (4) численную оценку толщины слоя  $\Delta_e$  индукционных электрических зарядов на концах (плоских торцах) разомкнутого прямолинейного медного проводника при  $r_0 = 1$  мм,  $l_0 = 1$  м и температуре окружающей его воздушной среды, равной температуре его электропроводящего материала  $T_0 = 0$  °С. Для большей определенности примем, что явление ЭМИ в указанном проводнике обусловлено его равномерным движением в сильном постоянном магнитном поле с индукцией в 1 Тл, действующем в воздушной среде [1, 2]. Для принятого расчетного случая из (5) находим, что при  $k_e = 2$ ,  $d_e = 8900$  кг/м<sup>3</sup> и  $M_a = 63,54$  [8] для твердого медного проводника величина усредненной концентрации в нем электронов проводимости при  $T_0 = 0$  °С оказывается примерно равной  $n_{e0} = 16,86 \cdot 10^{28}$  м<sup>-3</sup>. Из (2) для усредненного значения энергии Ферми  $W_F$  применительно к свободным электронам выбранного медного проводника при  $n_{e0} = 16,86 \cdot 10^{28}$  м<sup>-3</sup> следует, что  $W_F = 10,69 \cdot 10^{-19}$  Дж. В результате из (4) получаем, что в нашем случае толщина слоя  $\Delta_e$  наведенных зарядов на краях (плоских торцах) медного проводника составит численное значение, приближенно равное  $0,33 \cdot 10^{-10}$  м. Для сравнения полученного численного значения для  $\Delta_e$  с известными в атомной физике характеристиками строения представителей микромира (например, атомов и молекул) отметим, что диаметр атома меди составляет порядка  $10^{-10}$  м [8]. Видно, что оцененная автором приближенным расчетным путем толщина слоя  $\Delta_e$  индукционных электрических зарядов на концах (плоских торцах) медного проводника имеет порядок

одного ангстрема и поэтому она соизмерима с размерами атомов меди. В связи с этим можно говорить о том, что в принятом приближении слой индукционных электрических зарядов на плоских концах (торцах) исследуемого металлического проводника по своей толщине эквивалентен третьей части толщины одного слоя атомов материала проводника. Расчетная оценка по (1) возможного уровня напряженности  $E_e$  электрического поля в двойном электрическом нанослое в области концов (плоских торцов) рассматриваемого разомкнутого немагнитного проводника показывает, что она достигает численного значения  $10^{10}$  В/м. Такой результат для  $E_e$  указывает на возможное существование во внутренней области микроструктур двойных электрических нанослоев на плоских концах (торцах) принятого металлического проводника, подверженного действию ЭМИ, сверхсильного электрического поля. Физическая возможность возникновения при ЭМИ внутреннего электрического поля такого уровня в плоских двухслойных микрообразованиях твердого электропроводящего материала медного проводника с вакуумными нанозазорами величиной  $l_D=2\Delta_e=0,066$  нм вполне допустима. Следует заметить, что на такую возможность появления при ЭМИ в краевых микрообластях рассматриваемого незамкнутого металлического проводника сверхсильного электрического поля указывают и количественные данные ранее выполненных автором приближенных расчетов уровней напряженностей электрического и магнитного полей в вакуумных нанозазорах атомов (величиной порядка 0,05 нм между их ядром и оболочкой) простейшего и наиболее распространенного химического элемента вселенной – водорода [10].

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Для теоретического изучения и анализа электрофизических процессов в твердых незамкнутых прямолинейных металлических проводниках с нерелятивистскими электронами проводимости, в которых может проявляться ЭМИ, предложен упрощенный физико-технический подход, базирующийся на известных положениях физики плазмы.

2. На основании предложенного подхода получена формула (4) для приближенного расчета толщины слоя  $\Delta_e$  индукционных электрических зарядов на противоположных концах (плоских торцах) металлического проводника, испытывающего действие ЭМИ.

3. Выполненная по формуле (4) приближенная расчетная численная оценка толщины слоя  $\Delta_e$  индукционных электрических зарядов разной полярности на краях (плоских торцах) разомкнутого медного проводника показала, что она оказывается соизмеримой с размерами атомов его материала.

4. Расчетная численная оценка напряженности  $E_e$  внутреннего электрического поля в двойном электрическом нанослое в зоне противоположных концов (плоских торцов) разомкнутого медного проводника свидетельствует о том, что под влиянием ЭМИ здесь может возникать сверхсильное электрическое поле.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Баранов М.И. Новый электрофизический подход по теоретическому обоснованию явления электромагнитной индукции Фарадея в движущемся металлическом провод-

нике // *Электротехника і електромеханіка*. – 2010. – № 1. – С. 24-28.

2. Баранов М.И. Электрофизический микромеханизм явления электромагнитной индукции в движущемся металлическом проводнике // *Электричество*. – 2010. – № 11. – С. 69-75.

3. Баранов М.И. Новый электрофизический подход по теоретическому обоснованию явления электромагнитной индукции Фарадея в неподвижном металлическом проводнике // *Электротехника і електромеханіка*. – 2010. – № 4. – С. 32-36.

4. Баранов М.И. Майкл Фарадей и его научные заслуги перед человечеством // *Электротехника і електромеханіка*. – 2009. – № 6. – С. 3-12.

5. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике. – М.: Наука, 1990. – 624 с.

6. Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров И.Е. Основы физики плазмы. – М.: Атомиздат, 1977. – 384 с.

7. Баранов М.И. Квантовомеханический подход при расчете температуры нагрева проводника электрическим током проводимости // *Технічна електродинаміка*. – 2007. – № 5. – С. 14-19.

8. Кузьмичев В.Е. Законы и формулы физики / Отв. ред. В.К. Тартаковский. – Киев: Наукова думка, 1989. – 864 с.

9. Баранов М.И. Избранные вопросы электрофизики: Монография в 2-х томах. Том 2, Кн. 1: Теория электрофизических эффектов и задач. – Харьков: Изд-во НТУ "ХПИ", 2009. – 384 с.

10. Баранов М.И. Приближенный расчет сверхсильных электрических и сильных магнитных полей в атоме вещества // *Электротехника і електромеханіка*. – 2006. – № 6. – С. 60-65.

**Bibliography (transliterated):** 1. Baranov M.I. Novyj `elektrofizicheskij podhod po teoreticheskomu obosnovaniyu yavleniya `elektromagnitnoj indukcii Faradeya v dvizhushchemsya metallicheskom provodnike // *Elektrotehnika i elektromehaniika*. – 2010. – № 1. – S. 24-28. 2. Baranov M.I. `Elektrofizicheskij mikromehanizm yavleniya `elektromagnitnoj indukcii v dvizhushchemsya metallicheskom provodnike // `Elektrichestvo. – 2010. – № 11. – S. 69-75. 3. Baranov M.I. Novyj `elektrofizicheskij podhod po teoreticheskomu obosnovaniyu yavleniya `elektromagnitnoj indukcii Faradeya v nepodvizhnom metallicheskom provodnike // *Elektrotehnika i elektromehaniika*. – 2010. – № 4. – S. 32-36. 4. Baranov M.I. Majkl Faradej i ego nauchnye zaslugi pered chelovechestvom // *Elektrotehnika i elektromehaniika*. – 2009. – № 6. – S. 3-12. 5. Yavorskij B.M., Detlaf A.A. Spravochnik po fizike. – M.: Nauka, 1990. – 624 s. 6. Golant V.E., Zhilinskij A.P., Saharov I.E. Osnovy fiziki plazmy. – M.: Atomizdat, 1977. – 384 s. 7. Baranov M.I. Kvantovomehanicheskij podhod pri raschete temperatury nagreva provodnika `elektricheskim tokom provodimosti // *Tehnichna elektrodinamika*. – 2007. – № 5. – S. 14-19. 8. Kuz'michev V.E. Zakony i formuly fiziki / Otv. red. V.K. Tartakovskij. – Kiev: Naukova dumka, 1989. – 864 s. 9. Baranov M.I. Izbrannye voprosy `elektrofiziki: Monografiya v 2-h tomah. Tom 2, Kn. 1: Teoriya `elektrofizicheskikh `effektov i zadach. – Har'kov: Izd-vo NTU "HPI", 2009. – 384 s. 10. Baranov M.I. Priblizhennyj raschet sverhsil'nyh `elektricheskikh i sil'nyh magnitnyh polej v atome veschestva // *Elektrotehnika i elektromehaniika*. – 2006. – № 6. – S. 60-65.

*Поступила 21.02.2011*

*Баранов Михаил Иванович, д.т.н., с.н.с.*

НИПКИ "Молния"

Национального технического университета

"Харьковский политехнический институт"

61013, Харьков, ул. Шевченко, 47

тел. (057) 707-68-41, e-mail: eft@kpi.kharkov.ua

*Baranov M.I.*

#### **Estimation of induction electric charges thickness in a metallic conductor.**

A formula is obtained for approximate calculation of the thickness of a layer of excess electric charges generated at the ends (butt ends) of a metallic conductor under action of electromagnetic induction.

**Key words – metallic conductor, electromagnetic induction, induction electric charges, charges layer thickness.**