

М.И. Баранов

## НОВЫЙ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЙ ПОДХОД ПО ТЕОРЕТИЧЕСКОМУ ОБОСНОВАНИЮ ЯВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ ФАРАДЕЯ В ДВИЖУЩЕМСЯ МЕТАЛЛИЧЕСКОМ ПРОВОДНИКЕ

*Викладені нові уявлення про можливий електрофізичний мікромеханізм, що приводить до виникнення в рівномірно рухомому в зовнішньому постійному магнітному полі прямолінійному металевому провіднику індукційної напруги і індукованої електрорушійної сили. Показано, що даний мікромеханізм дозволяє з урахуванням відомих закономірностей класичної фізики теоретично обґрунтувати фундаментальний закон електромагнітної індукції Фарадея у відомому математичному формулюванні Максвелла.*

*Изложены новые представления о возможном электрофизическом микромеханизме, приводящем к возникновению в равномерно движущемся во внешнем постоянном магнитном поле прямолинейном металлическом проводнике индукционного напряжения и индуцированной электродвижущей силы. Показано, что данный микромеханизм позволяет с учетом известных закономерностей классической физики теоретически обосновать фундаментальный закон электромагнитной индукции Фарадея в известной математической формулировке Максвелла.*

### ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на то, что закон электромагнитной индукции был опытным путем открыт великим английским физиком-экспериментатором Майклом Фараде-ем 178 лет тому назад (29 августа 1831 года [1-4]), по мнению автора, до сих пор в мировой электрофизической и электротехнической литературе отсутствует понимание физической сущности этого важнейшего фундаментального электродинамического закона, на практическом применении которого базируется вся мировая электроиндустрия. Специалистам из области электротехники, электромеханики и электрофизики давно ясен смысл этого электродинамического закона, математически сформулированного еще в 1873 году выдающимся английским физиком-теоретиком Джеймсом Максвеллом [2, 5] для индуцированной в металлическом проводнике (электрическом контуре) электродвижущей силы (ЭДС)  $e_{\text{инд}}$  в следующем известном аналитическом виде [6, 7]:  $e_{\text{инд}} = -d\Phi/dt$ , где  $\Phi$  – изменяющийся во времени  $t$  внешний магнитный поток, проходящий сквозь поверхность движущегося (неподвижного) металлического проводника (электрического контура), в котором индуцируется ЭДС  $e_{\text{инд}}$ . Однако, глубинный физический микромеханизм появления индуцированной ЭДС  $e_{\text{инд}}$  в указанном металлическом проводнике, испытывающем воздействии внешнего магнитного потока  $\Phi$ , остается слабо изученным и в настоящее время. Вот поэтому до сих пор отсутствует научно обоснованное физическое объяснение этому важнейшему электродинамическому закону, с которого практически и берет свое начало такая самостоятельная научно-техническая отрасль как электротехника [8, 9]. В связи с этим, несомненный научный и практический интерес представляет новый электрофизический подход по возможному объяснению с позиций классической физики и электродинамики появления в металлическом проводнике, движущемся в постоянном магнитном поле (простейший электротехнический случай, соответствующий знаменитым экспериментальным исследованиям

основоположника электромагнетизма М. Фарадея с его первым в мире униполярным дисковым электрогенератором [3, 4]), индукционного электрического напряжения  $U_{\text{инд}}$  и индуцированной ЭДС  $e_{\text{инд}}$  в указанном проводнике. Именно изложению этого подхода и посвящена данная статья.

### 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ИЗУЧЕНИЯ ЯВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ ФАРАДЕЯ В ДВИЖУЩЕМСЯ МЕТАЛЛИЧЕСКОМ ПРОВОДНИКЕ

Рассмотрим в декартовой системе координат размещенный в воздушном пространстве вдоль продольной оси  $OZ$  сплошной круглый немагнитный цилиндрический проводник радиусом  $r_{\text{пр}}$  и длиной  $l_{\text{пр}} \gg r_{\text{пр}}$ , равномерно движущийся со скоростью  $v_e$  во внешнем постоянном однородном магнитном поле с напряженностью  $H_e$  (рис. 1). Примем, что температура окружающей проводник воздушной изоляционной среды и соответственно его материала равна  $0^\circ\text{C}$ . Пусть направление равномерного перемещения прямолинейного металлического проводника будет происходить в направлении оси  $OY$  и в перпендикулярной силовым линиям магнитного поля плоскости так, что векторы скорости проводника  $v_e$  и напряженности магнитного поля  $H_e$  будут взаимно перпендикулярны. Полагаем, что в рассматриваемом проводнике в соответствии с положениями физики твердого тела присутствуют подчиняющиеся квантовой статистике Ферми-Дирака [7] хаотично движущиеся с тепловой скоростью  $v_F \ll v_e$  ( $v_e = 3 \cdot 10^8$  м/с – скорость света в вакууме) в его немагнитном материале нерелятивистские свободные электроны, имеющие отрицательный электрический заряд  $e_0 = 1,602 \cdot 10^{-19}$  Кл [5]. Считаем, что усредненная плотность свободных электронов в металлическом проводнике до его движения и до воздействия на него внешнего магнитного поля с напряженностью  $H_e$  составляет величину, равную  $n_e$ .

Допускаем, что появляющаяся в процессе движения рассматриваемого металлического проводника

поверхностная плотность  $\sigma_{пр}$  индукционных электрических зарядов на его противоположных круглых плоских краях (торцах) однородна по их поперечному сечению  $S_{пр} = \pi \cdot r_{пр}^2$ . Требуется с учетом принятых допущений дать описание нового электрофизического микромеханизма появления в исследуемом нами проводнике индукционного электрического напряжения  $U_{инд}$  и индуцированной ЭДС  $e_{инд}$ , объясняющего фундаментальный закон электромагнитной индукции Фарадея в его максвелловской формулировке.

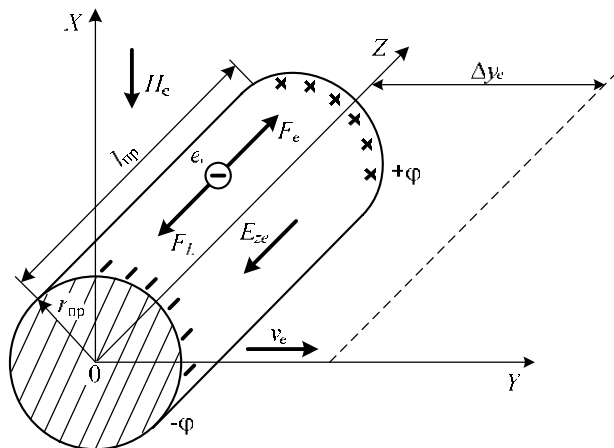


Рис. 1. Расчетная конструкция металлического проводника, перемещающегося с неизменной скоростью  $v_e$  во внешнем постоянном магнитном поле с напряженностью  $H_e$

## 2. ОСНОВНЫЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ИДЕИ И РАСЧЕТНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ПРЕДЛАГАЕМОГО ПОДХОДА

Из-за движения металлического проводника вдоль оси  $OY$  беспорядочно перемещающиеся в его внутренней микроструктуре свободные электроны с тепловой скоростью  $v_F$ , определяемой их энергией Ферми  $E_F$  [7, 10], приобретают скорость упорядоченного линейного движения, равную  $v_e$ . В соответствии с законами классической физики на упорядочено движущиеся в постоянном магнитном поле с напряженностью  $H_e$  со скоростью  $v_e$  свободные электроны с отрицательным электрическим зарядом  $e_0$  рассматриваемого проводника будет действовать электродинамическая сила Лоренца  $F_L$ , направленная перпендикулярно к данной скорости  $v_e$  электронов и сообщающая им нормальное ускорение  $a_e$  [7]:

$$F_L = -e_0 \cdot \mu_0 \cdot [v_e \times H_e], \quad (1)$$

где  $\mu_0 = 4 \cdot \pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м – магнитная постоянная [11].

Вектор силы Лоренца  $F_L$  в нашем случае будет направлен вдоль проводника в сторону, противоположную направлению оси  $OZ$  (см. рис.) [7]. Воздействие силы Лоренца  $F_L$  на свободные электроны движущегося со скоростью  $v_e$  проводника приведет к их определенному продольному вдоль оси  $OZ$  смещению (отклонению) влево на величину  $\Delta z_e$  во всей его внутренней микроструктуре. Для нахождения усредненного значения этого продольного смещения  $\Delta z_e$  свободных электронов металлического проводника воспользуемся следующим выражением [7, 10]:

$$\Delta z_e = v_{ze} \cdot \tau_e, \quad (2)$$

где  $v_{ze}$  – усредненная скорость продольного смещения свободных электронов проводника;  $\tau_e$  – среднее время пробега свободного электрона между актами его упругого кулоновского рассеяния на ионах (узлах) кристаллической решетки материала твердого металлического проводника (время его релаксации, численное значение которого для основных проводниковых материалов, используемых в электротехнике, составляет порядка  $10^{-14}$  с [10, 12]).

Для определения используемой в (2) усредненной скорости  $v_{ze}$  продольного смещения свободных электронов движущегося со скоростью  $v_e$  проводника запишем следующее расчетное соотношение [10]:

$$v_{ze} = a_e \cdot \tau_e. \quad (3)$$

С учетом (1) из классического соотношения  $e_0 \cdot \mu_0 \cdot v_e \cdot H_e = m_e \cdot a_e$ , где  $m_e = 9,108 \cdot 10^{-31}$  кг – масса покоя свободного электрона [11], для усредненного значения перпендикулярного к вектору скорости  $v_e$  нормального ускорения  $a_e$  свободных электронов рассматриваемого проводника находим:

$$a_e = e_0 \cdot \mu_0 \cdot v_e \cdot H_e / m_e. \quad (4)$$

Тогда из (3) и (4) для усредненной скорости  $v_{ze}$  упорядоченного продольного смещения свободных электронов металлического проводника имеем:

$$v_{ze} = e_0 \cdot \mu_0 \cdot v_e \cdot H_e \cdot \tau_e / m_e. \quad (5)$$

В результате из (2) и (5) для среднего продольного смещения  $\Delta z_e$  свободных электронов в линейно перемещающемся в постоянном магнитном поле со скоростью  $v_e$  проводнике получаем:

$$\Delta z_e = e_0 \cdot \mu_0 \cdot v_e \cdot H_e \cdot \tau_e^2 / m_e. \quad (6)$$

Отметим, что значение среднего времени пробега  $\tau_e$  для свободных электронов металлического проводника при отсутствии заметного нагрева его материала практически не изменяется [7, 12]. Тогда из (6) следует, что величина продольного смещения  $\Delta z_e$  свободных электронов рассматриваемого проводника будет определяться значениями скорости равномерного перемещения  $v_e$  проводника и напряженности  $H_e$  внешнего постоянного магнитного поля. Поэтому чем больше значения величин скорости  $v_e$  линейного перемещения металлического проводника и напряженности  $H_e$  внешнего постоянного магнитного поля, тем будут большими и значения величины смещения  $\Delta z_e$  его свободных электронов.

Указанное выше продольное смещение  $\Delta z_e$  свободных электронов металлического проводника приводит к тому, что на его противоположных краях изменяется их плотность  $n_e$ . Так, на его левом согласно рис. 1 краю плотность свободных электронов повышается (создается избыток электронов), а на его правом краю – их плотность уменьшается (создается недостаток электронов). Известно, что электрический потенциал  $\phi$  проводника прямо пропорционален его электрическому заряду  $q_{пр}$  [7]. В соответствии с этим левый край перемещающегося со скоростью  $v_e$  проводника приобретает отрицательный электрический

потенциал  $\varphi_1 = -\varphi$ , а правый край – положительный электрический потенциал  $\varphi_2 = +\varphi$ . Появление таких индукционных зарядов  $q_{\text{пр}} = \sigma_{\text{пр}} \cdot S_{\text{пр}}$ , электрических потенциалов на краях рассматриваемого проводника и их разности  $2\varphi$  вызывает появление во внутренней микроструктуре проводника индукционного продольного электрического поля с усредненной напряженностью  $E_{ze}$ . Вектор данной напряженности  $E_{ze}$  в нашем случае оказывается направленным от правого края проводника к его левому краю (см. рис. 1). Тогда на смещающийся влево под действием вектора силы Лоренца  $F_L$  свободный электрон начинает действовать вектор электрической силы  $F_e = -e_0 \cdot E_{ze}$ , направленный согласно рис. 1 к правому краю проводника. Продольное смещение влево свободных электронов в движущемся со скоростью  $v_e$  металлическом проводнике будет происходить до тех пор, пока действие на них с силой  $F_e = e_0 \cdot E_{ze}$  возникающего в микроструктуре материала проводника внутреннего индукционного продольного электрического поля с усредненной напряженностью  $E_{ze}$  не уравновесит силу Лоренца  $F_L = e_0 \cdot \mu_0 \cdot v_e \cdot H_e$ . Поэтому из скалярного равенства  $F_L = F_e$  для абсолютного значения усредненной напряженности  $E_{ze}$  индукционного продольного электрического поля, возникающего в равномерно движущемся во внешнем постоянном однородном магнитном поле с напряженностью  $H_e$  металлическом проводнике, получаем:

$$E_{ze} = \mu_0 \cdot v_e \cdot H_e. \quad (7)$$

Расчетное соотношение (7) соответствует известным положениям классической электродинамики, относящимся к области электромагнитного поля [6, 13]. Зная величину напряженности  $E_{ze}$  индукционного электрического поля, для разности индукционных электрических потенциалов  $\varphi_2$  и  $\varphi_1$  на краях рассматриваемого проводника можно записать:

$$\varphi_2 - \varphi_1 = E_{ze} \cdot l_{\text{пр}} = 2 \cdot \varphi. \quad (8)$$

Из (7) и (8) для абсолютного значения индукционного электрического потенциала  $\varphi$  на краях исследуемого металлического проводника находим:

$$\varphi = 0,5 \cdot \mu_0 \cdot v_e \cdot H_e \cdot l_{\text{пр}}. \quad (9)$$

Из (9) видно, что чем больше значения напряженности  $H_e$  внешнего постоянного магнитного поля, скорости перемещения  $v_e$  и длины  $l_{\text{пр}}$  металлического проводника, тем будут большими и значения наведенного в нем электрического потенциала  $\varphi$ . Величину индукционного электрического потенциала  $\varphi$  вблизи центра круглых плоских краев (торцов) движущегося в постоянном магнитном поле металлического проводника с учетом принятых допущений и теории электростатического поля можно определить, в нашем случае, и в таком приближенном виде [7]:

$$\varphi = \frac{\sigma_{\text{пр}}}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \cdot \oint_{S_{\text{пр}}} \frac{ds}{r}, \quad (10)$$

где  $ds$  и  $r$  – малый участок и его текущий радиус на круглой торцевой поверхности  $S_{\text{пр}} = \pi \cdot r_{\text{пр}}^2$  сплошного

цилиндрического металлического проводника;  $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$  Ф/м – электрическая постоянная [11].

При  $ds = 2 \cdot \pi \cdot r \cdot dr$  и замене в (10) интегрирования по торцевой поверхности  $S_{\text{пр}}$  проводника интегрированием по его радиусу в пределах от 0 до  $r_{\text{пр}}$  для индукционного электрического потенциала  $\varphi$  на круглых краях исследуемого металлического проводника получаем следующее расчетное соотношение:

$$\varphi = 0,5 \cdot \sigma_{\text{пр}} \cdot r_{\text{пр}} / \epsilon_0. \quad (11)$$

Отметим, что выражение (11) соответствует известному соотношению для потенциала полусферического края радиусом  $r_{\text{пр}}$  рассматриваемого проводника с поверхностной плотностью заряда  $\sigma_{\text{пр}}$  [7]. Тогда из (9) и (11) для поверхностной плотности  $\sigma_{\text{пр}}$  индукционных электрических зарядов на краях рассматриваемого металлического проводника имеем:

$$\sigma_{\text{пр}} = \epsilon_0 \cdot \mu_0 \cdot v_e \cdot H_e \cdot l_{\text{пр}} / r_{\text{пр}}. \quad (12)$$

Из (12) следует, что при  $l_{\text{пр}} = 2 \cdot r_{\text{пр}}$  поверхностная плотность  $\sigma_{\text{пр}}$  индукционных зарядов на плоских краях короткого движущегося в постоянном магнитном поле металлического проводника соответствует ее расчетам по теореме Остроградского-Гаусса [7], а полученное согласно (7) значение напряженности  $E_{ze}$  внутри проводника и вблизи его заряженной плоской торцевой поверхности  $S_{\text{пр}}$  – распределению электрического поля вблизи гауссовой поверхности [7]. Эти данные могут свидетельствовать о работоспособности приведенных выше расчетных соотношений для протекающих внутри рассматриваемого проводника электрофизических микропроцессов.

Взяв алгебраическую сумму действующих на свободные электроны проводника сил Лоренца  $F_L$  и электрических сил  $F_e$ , вызванных внутренним индукционным продольным электрическим полем с напряженностью  $E_{ze}$ , и приравняв ее нулю, в скалярной форме записи получаем следующее соотношение:

$$e_0 \cdot E_{ze} = -e_0 \cdot \mu_0 \cdot v_e \cdot H_e. \quad (13)$$

Скорость равномерного движения  $v_e$  проводника в постоянном магнитном поле с напряженностью  $H_e$  можно записать в таком общепринятом виде:

$$v_e = \Delta y_e / \Delta t, \quad (14)$$

где  $\Delta y_e$  – величина перемещения вдоль оси  $OY$  прямолинейного проводника и соответственно его свободных электронов;  $\Delta t$  – промежуток времени, за который происходит данное перемещение  $\Delta y_e$  металлического проводника и его свободных электронов.

После подстановки (14) в (13), умножения в последнем выражении его левой и правой частей на величину длины  $l_{\text{пр}}$  проводника и выполнения элементарных преобразований в рассматриваемом соотношении получаем следующую формулу для расчета падения индукционного напряжения  $U_{\text{инд}} = E_{ze} \cdot l_{\text{пр}}$  на движущемся металлическом проводнике:

$$U_{\text{инд}} = -\Delta \Phi_e / \Delta t, \quad (15)$$

где  $\Delta \Phi_e = \mu_0 \cdot H_e \cdot \Delta y_e \cdot l_{\text{пр}}$  – изменение магнитного потока, связанного с перемещающимся и пересекающим в воздушном пространстве силовые линии постоянного

магнитного поля металлическим проводником.

Так как согласно [6] электрическое "напряжение вдоль замкнутого электрического контура (проводника) равно ЭДС, индуцированной в этом контуре (проводнике)", то формула (15) для индуцированной ЭДС  $e_{\text{инд}} = U_{\text{инд}}$  в рассматриваемом металлическом проводнике, движущемся в воздухе со скоростью  $v_e$  в постоянном однородном магнитном поле с напряженностью  $H_e$ , при малых изменениях величин  $\Delta\Phi_e$  и  $\Delta t$  приобретает вид, полностью соответствующий максвелловской математической формулировке закона электромагнитной индукции Фарадея [6, 11]:

$$e_{\text{инд}} = -\Delta\Phi_e/\Delta t = -d\Phi_e/dt. \quad (16)$$

Заметим, что в соответствии с предложенным здесь электрофизическим микромеханизмом появления в движущемся в постоянном однородном магнитном поле металлическом проводнике индукционного электрического напряжения  $U_{\text{инд}}$  и индуцированной ЭДС  $e_{\text{инд}}$  изменение направления перемещения проводника на противоположное (изменение знака его скорости  $v_e$ ) приводит к полярному изменению направления действия вектора силы Лоренца  $F_L$ , изменению на противоположное направления продольного смещения его свободных электронов, изменению знаков электрических потенциалов его круглых краев  $\phi_1$  и  $\phi_2$  на противоположные и соответственно к изменению направления вектора напряженности  $E_{ze}$  внутреннего индукционного продольного электрического поля проводника также на противоположное. Аналогичные изменения в наводимых электрических потенциалах  $\phi_1$ ,  $\phi_2$  и направлениях вектора напряженности  $E_{ze}$  внутреннего индукционного продольного электрического поля проводника будут происходить и при изменении на противоположное направления вектора напряженности  $H_e$  внешнего постоянного магнитного поля. Кроме того, прекращение перемещения проводника ( $v_e = 0$ ) в постоянном магнитном поле с напряженностью  $H_e$  вызывает исчезновение внешней электродинамической силы Лоренца  $F_L$ , действующей только на его движущиеся свободные электроны, что приводит за счет временно продолжающего действия электрической силы  $F_e$  внутреннего индукционного продольного электрического поля с убывающей напряженностью  $E_{ze}$  к возвращению в сторону правого края проводника его "электронного газа" в свое исходное состояние. Такой обратный ход свободных электронов приводит к выравниванию их средней плотности  $n_e$  вдоль проводника и исчезновению электрических потенциалов  $\phi_1$  и  $\phi_2$  на его краях (торцах). А это, в свою очередь, вызывает исчезновение в покоящемся проводнике внутреннего индукционного продольного электрического поля с напряженностью  $E_{ze}$  и соответственно индукционного электрического напряжения  $U_{\text{инд}}$  и индуцированной ЭДС  $e_{\text{инд}}$  в рассматриваемом проводнике.

### 3. ПРИМЕР РАСЧЕТА ОСНОВНЫХ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН ДЛЯ ЯВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ ФАРАДЕЯ В ДВИЖУЩЕМСЯ МЕТАЛЛИЧЕСКОМ ПРОВОДНИКЕ

Выполним численную оценку усредненных значений продольного ускорения  $a_e$ , продольной скорости  $v_{ze}$  и продольного смещения  $\Delta z_e$  свободных электронов для размещенного в воздухе при 0 °С круглого медного проводника радиусом  $r_{\text{пр}} = 1$  мм и длиной  $l_{\text{пр}} = 1$  м, а также напряженности  $E_{ze}$  индукционного продольного электрического поля, наведенного электрического потенциала  $\phi$  на краях проводника, поверхностной плотности  $\sigma_{\text{пр}}$  индукционных электрических зарядов на круглых краях и наводимой ЭДС  $e_{\text{инд}}$  в данном проводнике, равномерно перемещающемся согласно принятым допущениям со скоростью  $v_e = 10$  м/с в постоянном однородном магнитном поле с магнитной индукцией  $B_e = \mu_0 \cdot H_e = 1$  Тл перпендикулярно его силовым линиям. Для данных расчетов примем, что значение среднего времени пробега  $\tau_e$  для свободных электронов медного проводника, рассчитанное на основе модели свободных электронов Зоммерфельда (см. табл. 10.П в [12]), составляет величину, равную  $\tau_e = 5,3 \cdot 10^{-14}$  с. Тогда в соответствии с приведенными формулами (4) – (16) расчетным путем находим, что для принятого случая указанные физические величины будут иметь следующие численные значения:  $a_e = 1,759 \cdot 10^{12}$  м/с<sup>2</sup>;  $v_{ze} = 0,093$  м/с;  $\Delta z_e = 0,49 \cdot 10^{-14}$  м;  $E_{ze} = 10$  В/м;  $\phi = 5$  В;  $\sigma_{\text{пр}} = 8,854 \cdot 10^{-8}$  Кл/м<sup>2</sup>;  $e_{\text{инд}} = 10$  В. Видно, что усредненная скорость  $v_{ze}$  упорядоченного продольного смещения свободных электронов в этом электрофизическом случае при температуре 0 °С принимает численное значение, соизмеримое со средней дрейфовой скоростью  $v_D = 0,22$  м/с свободных электронов в медном проводнике даже для сильноточных электрических цепей с плотностью тока проводимости в их медных токопроводах, равной  $5,81 \cdot 10^9$  А/м<sup>2</sup> [10]. При этом величина продольного ускорения  $a_e$  свободных электронов принимает неимоверно большое значение, а величина среднего продольного смещения  $\Delta z_e$  свободных электронов рассматриваемого проводника оказывается ничтожно малой по сравнению с его макроскопическими размерами. Модули индукционных электрических потенциалов  $\phi_1$  и  $\phi_2$  на круглых краях принятого медного проводника принимают значение 5 В, а индуцированная ЭДС  $e_{\text{инд}}$  в данном проводнике составляет 10 В. Оказывается, что для обеспечения в прямолинейно движущемся со скоростью  $v_e = 10$  м/с в постоянном однородном магнитном поле с напряженностью  $H_e = 7,96 \cdot 10^5$  А/м тонком медном проводнике ( $r_{\text{пр}} = 1$  мм;  $l_{\text{пр}} = 1$  м) таких значений наведенных на его круглых краях (торцах) электрических потенциалов  $\phi_1$ ,  $\phi_2$  и индуцированной в нем ЭДС  $e_{\text{инд}}$  поверхностная плотность  $\sigma_{\text{пр}}$  индукционных электрических зарядов на его указанных краях может принимать достаточно малое значение (порядка  $10^{-7}$  Кл/м<sup>2</sup>).

## ВЫВОДЫ

1. В основе физической сущности явления электромагнитной индукции Фарадея в движущемся в воздухе со скоростью  $v_e$  в постоянном однородном магнитном поле с напряженностью  $H_e$  немагнитном металлическом проводнике находится электродинамическое поведение его нерелятивистских свободных электронов, обусловленное как их однонаправленным продольным смещением на малую величину  $\Delta z_e$  по всей внутренней микроструктуре проводника под действием внешней электродинамической силы Лоренца  $F_L = e_0 \cdot \mu_0 \cdot v_e \cdot H_e$ , так и воздействием на них вызванного таким упорядоченным продольным смещением свободных электронов внутреннего индукционного продольного электрического поля с напряженностью  $E_{ze} = \mu_0 \cdot v_e \cdot H_e$ . Данное индукционное электрическое поле за счет действия своей электрической силы  $F_e = e_0 \cdot E_{ze}$  на продольно смещающиеся отрицательные электрические заряды  $e_0$  свободных электронов уравновешивает внешнюю электродинамическую силу Лоренца  $F_L$  и определяет величину индукционного электрического напряжения  $U_{инд}$  на металлическом проводнике и соответственно величину индуктированной ЭДС  $e_{инд}$  в нем. Прекращение перемещения металлического проводника ( $v_e = 0$ ) в постоянном однородном магнитном поле с напряженностью  $H_e$  приводит к исчезновению действия на его свободные электроны внешней электродинамической силы Лоренца  $F_L$ , а также внутреннего индукционного продольного электрического поля с напряженностью  $E_{ze}$  в проводнике и соответственно индукционного электрического напряжения  $U_{инд}$  и индуктированной ЭДС  $e_{инд}$  в неподвижном проводнике.

2. Предложенный новый электрофизический микромеханизм появления в равномерно движущемся в постоянном магнитном поле металлическом проводнике индукционного электрического напряжения  $U_{инд}$  и индуктированной в нем ЭДС  $e_{инд}$  позволяет с учетом известных закономерностей классической физики теоретически обосновать фундаментальный закон электромагнитной индукции Фарадея в математической формулировке Максвелла.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фарадей М. Экспериментальные исследования по электричеству. Том 1 / Пер. с англ. Е.А. Чернышевой и Я.Р. Шмидт-Чернышевой под ред. Т.П. Кравца. – М.: Изд-во АН СССР, 1947. – 848 с.
2. Выдающиеся физики мира. Рекомендательный указатель / Научн. ред. Б.Г. Кузнецов. – М.: Типография Б-ки им. В.И. Ленина, 1958. – 436 с.
3. Кудрявцев П.С. Курс истории физики. – М.: Просвещение, 1974. – 312 с.
4. Баранов М.И. Майкл Фарадей и его научные заслуги перед человечеством // Электротехніка і електромеханіка. – 2009. – №6. – С. 3-12.
5. Баранов М.И. Джеймс Клерк Максвелл и теория электромагнитного поля // Электротехніка і електромеханіка. – 2005. – №1. – С.5-7.

6. Нейман Л.Р., Демирчян К.С. Теоретические основы электротехники: Учебник для вузов. Том 1. – Л.: Энергоиздат, 1981. – 536 с.
7. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике. – М.: Наука, 1990. – 624 с.
8. Боев В.М. К 175-летию опубликования первой серии "Экспериментальных исследований по электричеству" Майкла Фарадея // Электротехніка і електромеханіка. – 2004. – №3. – С. 5-7.
9. Боев В.М., Грибская Е.А., Лавриненко О.В. "Электрофизическое состояние" и закон электромагнитной индукции Фарадея // Электротехніка і електромеханіка. – 2004. – №4. – С. 5-8.
10. Баранов М.И. Упрощенная математическая модель микропроцессов в проводнике с электрическим током проводимости // Электротехніка і електромеханіка. – 2006. – №2. – С. 66-70.
11. Кухлинг Х. Справочник по физике / Пер. с нем. под ред. Е.М. Лейкина. – М.: Мир, 1982. – 520 с.
12. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. – М.: Мир, 1972. – 391 с.

Поступила 12.10.2009

*Баранов Михаил Иванович*, д.т.н., с.н.с.  
НИПКИ "Молния" Национального технического университета "Харьковский политехнический институт"  
Украина, 61013, Харьков, ул. Шевченко, 47  
НИПКИ "Молния" НТУ "ХПИ"  
тел. (057) 707-68-41, e-mail: eft@kpi.kharkov.ua

*M.I. Baranov*

### **A new electrophysical approach to theoretical justification of Faraday induction phenomenon in a moving metallic conductor**

The paper presents a new conception of a possible electrophysical micromechanism that initiates generation of induction voltage and induced electromotive force in a straight metallic conductor uniformly moving in an external static magnetic field. The introduced micromechanism is shown to allow theoretical justification of Faraday induction law in Maxwell mathematical formulation adjusted for known principles of classical physics.

**Key words – metallic conductor, Faraday induction, new electrophysical micromechanism, theoretical justification**