

М.И. Баранов

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

*Викладені нові уявлення про можливий електрофізичний мікромеханізм, що приводить до виникнення у нерухомому металевому дрітї контура, що знаходиться в зовнішньому змінному магнітному полі, індукційної напруги і індукованої електрорушійної сили. Показано, що цей мікромеханізм дозволяє з урахуванням відомих закономірностей класичної фізики обґрунтувати фундаментальний закон електромагнітної індукції Фарадея у математичному формулюванні Максвелла.*

*Изложены новые представления о возможном электрофизическом микромеханизме, приводящем к возникновению в находящемся во внешнем переменном магнитном поле неподвижном металлическом проводе контура индукционного напряжения и индуцированной электродвижущей силы. Показано, что этот микромеханизм позволяет с учетом известных закономерностей классической физики обосновать фундаментальный закон электромагнитной индукции Фарадея в математической формулировке Максвелла.*

### ВВЕДЕНИЕ

В [1] автором был предложен новый электрофизический микромеханизм возникновения в равномерно движущемся в воздушном пространстве прямолинейном круглом цилиндрическом проводнике, пересекающем силовые линии внешнего постоянного магнитного поля, индукционного электрического напряжения  $U_{\text{инд}}$  и индуцированной электродвижущей силы (ЭДС)  $e_{\text{инд}}$ . Вкратце суть данного микромеханизма, применительно к указанному выше простейшему электротехническому случаю, заключается в электродинамическом поведении свободных электронов с элементарным отрицательным электрическим зарядом  $e_0 = 1,602 \cdot 10^{-19}$  Кл, линейно перемещающихся вместе с принятым проводником с неизменной скоростью в постоянном однородном магнитном поле с напряженностью  $H_e$ . Это поведение свободных электронов обуславливается воздействующей на них внешней продольной электродинамической силой Лоренца  $F_L$  и внутренней продольной противоположно направленной ей силы  $F_e$  от действия на электрические заряды  $e_0$  свободных электронов кратковременного индукционного аксиального электрического поля с усредненной напряженностью  $E_e$ . Именно эти две силы электромагнитной природы и определяют продольную электродинамику свободных электронов металлического проводника, приводящую к изменению вдоль него их объемной плотности  $n_e$ , появлению на его краях индукционных электрических зарядов противоположной полярности с поверхностной плотностью  $\sigma_e$  и соответственно индукционных электрических потенциалов  $\phi_e$  противоположной полярности. Разность данных потенциалов, равная  $2\phi_e$ , обуславливает наличие между краями такого проводника (электрического контура) индукционного электрического напряжения  $U_{\text{инд}}$  и соответственно появления в нем ЭДС  $e_{\text{инд}}$ , удовлетворяющей известной математической формулировке выдающегося физика Джеймса Максвелла [1, 2]:  $e_{\text{инд}} = -d\Phi_e/dt$ , где  $\Phi_e$  – изменяющийся во времени  $t$  внешний магнитный поток сквозь поверхность, ограниченную движущимся (неподвижным) проводником (контуром), в котором индуцируется ЭДС  $e_{\text{инд}}$ . А каков глубинный физический механизм возникновения указанных величин  $U_{\text{инд}}$  и  $e_{\text{инд}}$  между краями неподвижного проводника (контура) той или иной геометрической формы, размещенного в изоляционном или ином пространстве и испытывающего воздействие внешнего переменного во времени  $t$  магнитного поля с напряженностью  $H_e$ ? Развернутого ответа на данный вопрос и соответственно физико-математического обоснования такого микромеханизма не найдешь ни в одной известной учебной или научной электротехнической литературе [3-5]. А ведь на фунда-

ментальном законе электромагнитной индукции великого физика Майкла Фарадея и применении в силовой электротехнике подобных проводников и контуров с переменным током (например, в электрогенераторах и электродвигателях) базируется практически вся мировая индустрия производства и потребления электрической энергии. Поэтому электрофизические задачи по возможному объяснению с позиций классической физики микромеханизмов возникновения индукционного напряжения  $U_{\text{инд}}$  и индуцированной ЭДС  $e_{\text{инд}}$  в неподвижном проводнике или электрическом контуре различной формы из-за электромагнитного действия на них внешнего переменного магнитного поля с произвольно изменяющейся во времени  $t$  напряженностью  $H_e$  той или иной пространственной ориентации не потеряли и на сегодня своей актуальности.

### 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ИЗУЧЕНИЯ ЯВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ ФАРАДЕЯ В НЕПОДВИЖНОМ МЕТАЛЛИЧЕСКОМ ПРОВОДЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО КОНТУРА

Рассмотрим в цилиндрической системе координат размещенный в воздушном пространстве перпендикулярно координатной оси  $OZ$  уединенный круглый электрический контур внутренним радиусом  $r_i$ , выполненный из сплошного немагнитного цилиндрического металлического провода радиусом  $r_a$ . Пусть выполняется неравенство вида  $r_a \ll r_i$ . Тогда площадь воздушного "окна" данного контура  $S_i = \pi r_i^2$  будет практически соответствовать полной площади этого контура, пронизываемой нормальным (перпендикулярным) к ней внешним магнитным потоком  $\Phi_e$ . Примем, что вектор напряженности  $H_e$  воздействующего на данный электрический контур внешнего однородного переменного магнитного поля направлен вдоль оси  $OZ$  в сторону ей противоположной. Считаем, что температура окружающей рассматриваемый контур воздушной изоляционной среды и соответственно его изотропного проводящего материала равна  $0^\circ\text{C}$ . Полагаем, что в рассматриваемом электрическом контуре в соответствии с положениями физики твердого тела присутствуют подчиняющиеся квантовой статистике Ферми-Дирака [2] хаотично движущиеся с фермиевской скоростью  $v_F \ll v_c$  ( $v_c = 3 \cdot 10^8$  м/с – скорость света в вакууме [6]) в его немагнитном материале нерелятивистские свободные электроны. Принимаем, что усредненная плотность свободных электронов в металле проводника контура до воздействия на него внешнего переменного магнитного поля с напряженностью  $H_e$  составляет величину, равную  $n_{e0}$ . Токами электрического смещения в немагнитной ме-

таллической структуре цилиндрического провода исследуемого электрического контура пренебрегаем [7].

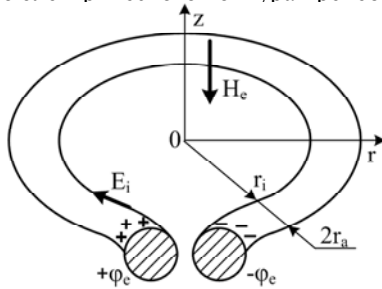


Рис. 1. Расчетная конструкция неподвижного круглого электрического контура, испытывающего воздействие внешнего переменного магнитного поля с напряженностью  $H_e$

Допускаем, что появляющаяся в процессе воздействия внешнего магнитного потока  $\Phi_e$  на рассматриваемый электрический контур поверхностная плотность  $\sigma_e$  индукционных электрических зарядов на противоположных круглых плоских краях (торцах) его тонкого провода, разделенных между собой крайне малым изоляционным зазором (см. рис. 1), однородна по их поперечному сечению  $S_a = \pi \cdot r_a^2$ . Требуется с учетом принятых допущений дать описание возможного электрофизического микромеханизма появления в исследуемом электрическом контуре, лишенном сторонних ЭДС (например, электрохимического или контактного происхождения [5]), индукционного электрического напряжения  $U_{инд}$  и индуцированной ЭДС  $e_{инд}$ , а также объясняющего с позиций классической физики фундаментальный закон электромагнитной индукции Фарадея в его общепринятой математической максвелловской формулировке.

## 2. ОСНОВНЫЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ИДЕИ ПРЕДЛАГАЕМОГО ПОДХОДА ПРИ ОПИСАНИИ ЯВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ В НЕПОДВИЖНОМ МЕТАЛЛИЧЕСКОМ ПРОВОДЕ

Начнем с того, что запишем второе уравнение Максвелла для напряженностей продольного (направленного вдоль провода контура) электрического  $E_i$  и поперечного (направленного нормально к проводу контура) магнитного  $H_i = H_e$  полей на элементарном продольном участке длиной  $dl_i = r_i \cdot d\varphi$  рассматриваемого электрического контура тороидальной формы, размещенном на наружной цилиндрической поверхности его металлического провода и обращенном внутрь воздушного "окна" контура радиусом  $r_i$  [2, 4]:

$$\text{rot} E_i = -\mu_0 \frac{\partial H_e}{\partial t}, \quad (1)$$

где  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м – магнитная постоянная [6].

Выполним в (1) интегрирование по поверхности  $S_i = \pi \cdot r_i^2$  внутреннего воздушного "окна" тонкого круглого одновиткового электрического контура (по поверхности воздушного пространства, ограниченной этим контуром) с величиной элементарной изоляционной поверхности  $ds_i = 2\pi r_i dr_i$  данного "окна". Для этого представим уравнение (1) в следующем виде:

$$\oint_{S_i} \text{rot} E_i ds_i = -\mu_0 \oint_{S_i} \frac{\partial H_e}{\partial t} ds_i. \quad (2)$$

В соответствии с теоремой Стокса [2, 8] для левой части в (2) находим:

$$\oint_{S_i} \text{rot} E_i ds_i = \oint_{L_i} E_i dl_i, \quad (3)$$

где  $L_i$  – замкнутый наружный контур воздушного "ок-

на" рассматриваемого тонкого круглого металлического витка длиной, равной  $\oint_{L_i} dl_i = \int_0^{2\pi} r_i d\varphi = 2\pi r_i$ .

С учетом (3) и однородности исследуемых здесь напряженностей  $E_i$  и  $H_e$  в рассматриваемой зоне принятого нами тонкого круглого металлического контура соотношение (2) перепишем в виде:

$$2\pi r_i E_i = -\mu_0 \oint_{S_i} \frac{\partial H_e}{\partial t} ds_i = -2\pi \mu_0 \int_0^{r_i} \frac{\partial H_e}{\partial t} r dr. \quad (4)$$

Тогда из (4) для напряженности  $E_i$  продольного индукционного электрического поля на наружной проводящей поверхности тонкого электрического контура с внутренним радиусом  $r_i \gg r_a$  получаем:

$$E_i = -0,5 \mu_0 r_i \frac{\partial H_e}{\partial t}. \quad (5)$$

Из (5) видно, что величина индуцируемой (наводимой) напряженности  $E_i$  электрического поля в круглом электрическом контуре практически определяется значениями производной  $\partial H_e / \partial t$  и его радиуса  $r_i$ , а ее знак (направление действия вдоль провода контура) – исключительно знаком производной  $\partial H_e / \partial t$ . Возрастание во времени  $t$  данной производной обуславливает знак "минус" для величины  $E_i$ , а ее спад (уменьшение) во времени  $t$  – знак "плюс". Отсутствие данной производной ( $\partial H_e / \partial t = 0$ ) обуславливает наличие для продольного индукционного электрического поля в металлическом проводе исследуемого электрического контура равенства  $E_i = 0$ .

Появление в данном электрическом контуре продольной (направленной вдоль его провода) напряженности  $E_i$  индукционного электрического поля согласно (5) вызывает на время ее существования (на время наличия производной  $\partial H_e / \partial t$ ) соответствующее упорядоченное продольное смещение (отклонение) свободных электронов во всей микроструктуре металла провода контура, оказавшихся в зоне действия этого индукционного поля. Причем, согласно [1, 9] значение времени  $\tau$ , в течение которого будет происходить это смещение свободных электронов провода контура, по порядку величины следует рассматривать как среднее время свободного пробега  $\tau_e$  электрона между двумя последовательными актами его столкновения с ионами (узлами) кристаллической решетки однородного материала металлического провода. Величина  $\tau_e$  (время релаксации свободного электрона), как известно, для основных проводниковых материалов, применяемых в силовой электротехнике, численно характеризуется значением порядка  $10^{-14}$  с [7, 9]. Данное направленное продольное смещение за столь короткое время на величину  $\Delta l_e$  свободных электронов металлического провода контура будет приводить к тому, что в зоне его противоположных круглых краев будет изменяться их объемная плотность  $n_e$ . Согласно рис. 1, на правом крае провода плотность свободных электронов  $n_e$  будет повышаться (будет создаваться избыток электронов), а на левом крае – их плотность будет уменьшаться (будет создаваться недостаток электронов). Так как электрический потенциал металлической поверхности прямо пропорционален ее электрическому заряду [2, 4], то такое изменение плотности  $n_e$  свободных электронов в проводе с возникновением на его краях (торцах) индукционных зарядов противоположной полярности  $q_e = \sigma_e \cdot S_a$  приведет к появлению на его левом крае положительного

индукционного электрического потенциала  $\varphi_1 = +\varphi_e$ , а на его правом крае – отрицательного индукционного электрического потенциала  $\varphi_2 = -\varphi_e$  (см. рис. 1). Возникающие на плоских краях металлического провода исследуемого контура индукционные электрические потенциалы  $\varphi_e$  противоположной полярности и их разность  $2\varphi_e$  будут удовлетворять следующему соотношению:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = 2\varphi_e = U_{\text{инд}} = 2\pi r_i E_i. \quad (6)$$

Из (5) и (6) для абсолютного значения индукционных электрических потенциалов  $\varphi_e$  на краях металлического провода круглого контура находим:

$$\varphi_e = -0,5\pi\mu_0 r_i^2 \frac{\partial H_e}{\partial t}. \quad (7)$$

Из (7) следует, что чем больше скорость изменения во времени  $t$  напряженности  $H_e$  внешнего переменного магнитного поля и площадь  $S_i = \pi \cdot r_i^2$  воздушного "окна" рассматриваемого электрического контура, тем будут большими и абсолютные значения наведенных на его краях электрических потенциалов  $\varphi_e$  противоположной полярности. Знаки индукционных электрических потенциалов  $\varphi_e$  на краях металлического провода контура согласно (7) определяются знаком производной  $\partial H_e / \partial t$ . Поэтому при изменении во времени  $t$  напряженности  $H_e$  внешнего переменного магнитного поля по гармоническому закону индуцируемые (наводимые) в исследуемом электрическом контуре (круглом витке) электрические потенциалы  $\varphi_e$  на краях его провода будут изменяться во времени  $t$  также по аналогичному закону.

Величину индукционных электрических потенциалов  $\varphi_e$  на круглых плоских краях (торцах) провода нашего одновиткового контура с учетом принятых допущений и теории электростатического поля можно приближенно оценить в следующем виде [2]:

$$\varphi_e = \frac{\sigma_e}{4\pi\epsilon_0} \oint_{S_a} \frac{ds_a}{r}, \quad (8)$$

где  $ds_a$  и  $r$  – элементарный участок и его текущий радиус на круглой торцевой поверхности  $S_a = \pi \cdot r_a^2$  провода контура;  $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$  Ф/м – электрическая постоянная [6].

При  $ds_a = 2\pi r dr$  и замене в (8) интегрирования по круглой торцевой поверхности  $S_a$  провода интегрированием по его радиусу в пределах от 0 до  $r_a$  для индукционных электрических потенциалов  $\varphi_e$  на краях металлического провода контура получаем:

$$\varphi_e = 0,5\sigma_e r_a \epsilon_0^{-1}. \quad (9)$$

Следует отметить, что выражение (9) соответствует известной формуле для электрического потенциала металлической полусферы радиусом  $r_a$  с поверхностной плотностью электрического заряда, равной  $\sigma_e$  [1, 2]. Из (7) и (9) для поверхностной плотности  $\sigma_e$  индукционных электрических зарядов  $q_e$  на круглых краях металлического провода рассматриваемого электрического контура приближенно имеем:

$$\sigma_e = -\pi\mu_0\epsilon_0 r_i^2 r_a^{-1} \frac{\partial H_e}{\partial t}. \quad (10)$$

Исходя из (10), для индукционных электрических зарядов  $q_e$  противоположной полярности на круглых краях металлического провода исследуемого одновиткового электрического контура находим:

$$q_e = -\pi^2\mu_0\epsilon_0 r_i^2 r_a \frac{\partial H_e}{\partial t}. \quad (11)$$

Из (10) и (11) видно, что знаки индукционных

электрических зарядов  $q_e$  и их поверхностных плотностей  $\sigma_e$  на краях провода принятого электрического контура определяются знаком производной  $\partial H_e / \partial t$ : ее положительное значение вызывает появление на правом крае провода отрицательного индукционного заряда  $q_e$  и положительного индукционного заряда  $q_e$  на его левом крае, а ее отрицательное значение – соответственно положительного индукционного заряда  $q_e$  на правом крае провода и отрицательного индукционного заряда  $q_e$  на его левом крае (см. рис. 1). При наличии в исследуемом контуре замкнутой электрической цепи индукционные заряды  $q_e$  (потенциалы  $\varphi_e$ ) на его краях и соответственно индукционное напряжение  $U_{\text{инд}}$  между этими краями провода вызовут протекание в нем (контуре) индукционного переменного тока проводимости  $i_e$  в продольном направлении, противоположном вектору  $E_i$ .

Для оценочного нахождения при отсутствии в рассматриваемом электрическом контуре указанного индукционного тока проводимости  $i_e$  (при разомкнутых круглых краях металлического провода) усредненного значения продольного смещения  $\Delta l_e$  под действием напряженности  $E_i$  индукционного электрического поля свободных электронов металлического провода рассматриваемого электрического контура воспользуемся следующим выражением [1, 10]:

$$\Delta l_e = v_e \cdot \tau_e, \quad (12)$$

где  $v_e$  – усредненная скорость упорядоченного продольного смещения свободных электронов провода.

Для приближенного определения используемой в (12) усредненной скорости  $v_e$  продольного смещения с продольным ускорением  $a_e$  свободных электронов металлического провода электрического контура запишем следующее расчетное соотношение [10]:

$$v_e = a_e \cdot \tau_e. \quad (13)$$

С учетом формулы (5) из классического уравнения  $0,5e_0\mu_0 r_i \cdot \partial H_e / \partial t = m_e a_e$ , где  $m_e = 9,108 \cdot 10^{-31}$  кг – масса покоя свободного электрона [6], для усредненного значения ускорения  $a_e$  свободных электронов провода рассматриваемого контура, продольно смещаемых под действием силы  $F_e = e_0 \cdot E_i$  индуцированного в проводе электрического поля, находим:

$$a_e = 0,5e_0\mu_0 r_i m_e^{-1} \frac{\partial H_e}{\partial t}. \quad (14)$$

Тогда из (13) и (14) для усредненной скорости  $v_e$  упорядоченного продольного смещения свободных электронов металлического провода неподвижного круглого электрического контура имеем:

$$v_e = 0,5e_0\mu_0 r_i m_e^{-1} \tau_e \frac{\partial H_e}{\partial t}. \quad (15)$$

В результате из (12) и (15) для усредненного продольного смещения  $\Delta l_e$  свободных электронов в неподвижном металлическом проводе исследуемого круглого электрического контура получаем следующее приближенное расчетное соотношение:

$$\Delta l_e = 0,5e_0\mu_0 r_i m_e^{-1} \tau_e^2 \frac{\partial H_e}{\partial t}. \quad (16)$$

Отметим, что значение среднего времени пробега  $\tau_e$  для свободных электронов металлического провода при отсутствии заметного нагрева его материала практически не изменяется [7, 9]. Тогда из (16) следует, что величина продольного смещения  $\Delta l_e$  свободных электронов провода рассматриваемого контура при  $i_e = 0$  будет определяться главным образом значениями радиуса  $r_i$  и скорости изменения во времени  $t$  напряжен-

ности  $H_e$  внешнего переменного магнитного поля. Поэтому чем больше значения величин радиуса  $r_i$  внутреннего воздушного "окна" круглого электрического контура и производной  $\partial H_e/\partial t$  для магнитного поля, тем будут большими и значения величины смещения  $\Delta l_e$  свободных электронов его металлического провода. Причем, данное смещение свободных электронов контура будет согласно (16) в зависимости от знака производной  $\partial H_e/\partial t$  происходить вдоль провода либо в одну сторону, либо поочередно в его две стороны. Наличие направленно одно- или двухсторонне перемещающегося внутри металлической микроструктуры провода (колеблющегося вдоль провода) его "электронного облака" будет поддерживать существование внутри металла провода продольного электрического поля с напряженностью  $E_i$ . Прекращение изменения во времени  $t$  напряженности  $H_e$  внешнего переменного магнитного поля (наличие условия  $\partial H_e/\partial t = 0$ ) приводит согласно (5) к обнулению величины напряженности  $E_i$  и соответственно к отсутствию согласно (16) продольного смещения  $\Delta l_e$  свободных электронов провода. Когда нет данного смещения свободных электронов в проводе – в нем нет по (11) и (10) индукционных электрических зарядов  $q_e$  и их поверхностных плотностей  $\sigma_e$ , а также нет по (7) индукционных электрических потенциалов  $\phi_e$  на его противоположных круглых краях и соответственно по (6) индукционного электрического напряжения  $U_{\text{инд}}$  между этими плоскими краями круглого проводящего контура.

Из (4) и (6) для индукционного электрического напряжения  $U_{\text{инд}}$  между противоположными и близко расположенными плоскими краями (торцами) провода круглого электрического контура получаем:

$$U_{\text{инд}} = \oint_{L_i} E_i dl_i = 2\pi r_i E_i = -\frac{\partial \Phi_e}{\partial t}, \quad (17)$$

где  $\Phi_e = \pi \mu_0 r_i^2 H_e$  – магнитный поток сквозь поверхность, ограниченную металлическим проводом исследуемого электрического контура (в нашем случае сквозь поверхность  $S_i$  воздушного "окна" проводящего контура).

Из (17) вытекает широко известное в теоретической электротехнике правило [4, 5]: полярность индукционного электрического напряжения  $U_{\text{инд}}$  между концами металлического провода электрического контура определяется знаком временной производной  $\partial \Phi_e/\partial t$  для внешнего магнитного потока  $\Phi_e$ . При положительном значении производной  $\partial \Phi_e/\partial t$  величина  $U_{\text{инд}}$  будет отрицательной, а при отрицательном значении производной  $\partial \Phi_e/\partial t$  – величина  $U_{\text{инд}}$  будет положительной. Кстати, первым физиком, кто с помощью экспериментальных исследований (путем замыкания и размыкания цепи первичного контура со стороны ЭДС электрохимической природы и постоянным электрическим током и фиксации стрелочным электроизмерительным прибором электрического напряжения в изолированном от первичного контура и рядом расположенном с ним вторичном контуре) описал эти особенности индуктирования напряжения в электрических контурах, был М. Фарадей [11, 12].

Принимая во внимание то, что согласно [5] "напряжение вдоль замкнутого электрического контура равно ЭДС, индуктированной в этом контуре" для индуктированной ЭДС  $e_{\text{инд}} = U_{\text{инд}}$  в исследуемом неподвижном электрическом контуре, испытывающем в воздухе воздействие внешнего переменного магнитного поля с напряженностью  $H_e$ , на основании (17) получаем применительно к рассматриваемому случаю

следующую широко используемую в электротехнике и электрофизике классическую формулу:

$$e_{\text{инд}} = -\frac{\partial \Phi_e}{\partial t}. \quad (18)$$

Формула (18) полностью соответствует знаменитой максвелловской математической формулировке закона электромагнитной индукции Фарадея [2, 4, 5].

### 3. ПРИМЕР РАСЧЕТА ОСНОВНЫХ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН ДЛЯ ЯВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ ФАРАДЕЯ В НЕПОДВИЖНОМ МЕТАЛЛИЧЕСКОМ ПРОВОДЕ КОНТУРА

Выполним численную оценку усредненных значений продольного ускорения  $a_e$ , продольной скорости  $v_e$  и продольного смещения  $\Delta l_e$  свободных электронов для размещенного в воздухе при  $0^\circ\text{C}$  круглого медного цилиндрического провода радиусом  $r_a = 1$  мм, образующего разомкнутый круглый контур (виток) внутренним радиусом  $r_i = 159,15$  мм и длиной  $2\pi r_i = 1$  м и испытывающего воздействие перпендикулярного плоскости этого контура внешнего однородного синусоидального магнитного поля промышленной частоты  $f = 50$  Гц с амплитудой напряженности  $H_e = 7,96 \cdot 10^5$  А/м (при амплитуде его магнитной индукции  $B_e = \mu_0 H_e = 1$  Тл) и с максимальной скоростью изменения (нарастания или спада) во времени  $t$ , равной по модулю  $\partial H_e/\partial t = 2\pi f H_e = 25 \cdot 10^7$  А/(м·с). При этом осуществим также расчетную оценку модулей амплитудных значений напряженности  $E_i$  индукционного электрического поля, наведенных электрических потенциалов  $\phi_e$  на краях провода, индукционных зарядов  $q_e$  и их поверхностных плотностей  $\sigma_e$  на круглых плоских торцах провода и наводимой ЭДС  $e_{\text{инд}}$  в рассматриваемом электрическом контуре. Для данных оценочных расчетов примем, что значение среднего времени пробега  $\tau_e$  для свободных электронов медного провода, рассчитанное на основе модели свободных электронов Зоммерфельда (см. табл. 10.П в [7]), составляет величину, равную  $\tau_e = 5,3 \cdot 10^{-14}$  с. Тогда в соответствии с приведенными формулами (5) – (18) находим, что для принятого случая указанные физические величины будут иметь следующие приближенные расчетные численные значения:  $a_e = 4,397 \cdot 10^{12}$  м/с<sup>2</sup>;  $v_e = 0,233$  м/с;  $\Delta l_e = 1,235 \cdot 10^{-14}$  м;  $E_i = 25$  В/м;  $\phi_e = 12,5$  В;  $q_e = 0,695 \cdot 10^{-12}$  Кл;  $\sigma_e = 0,221 \cdot 10^{-6}$  Кл/м<sup>2</sup>;  $e_{\text{инд}} = 25$  В. Полученные количественные данные свидетельствуют о том, что усредненная скорость  $v_e$  упорядоченного продольного смещения свободных электронов в этом электрофизическом случае при температуре  $0^\circ\text{C}$  принимает численное значение, практически равное средней дрейфовой скорости  $v_D = 0,22$  м/с свободных электронов в медных проводах сильноточных электрических цепей с плотностью тока проводимости в них, равной  $5,81 \cdot 10^9$  А/м<sup>2</sup> [10]. При этом величина продольного ускорения  $a_e$  свободных электронов круглого медного провода принимает огромное значение, а величина среднего продольного смещения  $\Delta l_e$  в нем свободных электронов оказывается ничтожно малой по сравнению с макроскопическими размерами как провода, так и круглого электрического контура. По сравнению с электротехническим случаем проявления электромагнитной индукции в равномерно движущемся в воздухе со скоростью 10 м/с в постоянном однородном магнитном поле с аналогичной напряженностью  $H_e = 7,96 \cdot 10^5$  А/м (перпендикулярно его силовым линиям и вектору напряженности  $H_e$ ) тонком медном

прямолинейном проводе ( $r_a = 1$  мм; длина  $l_a = 1$  м), описанном автором в [1], здесь величины ускорения  $a_e$ , скорости  $v_e$  и смещения  $\Delta l_e$  свободных электронов провода оказываются примерно в 2,5 раза большими. Большими здесь также в 2,5 раза являются величины продольной напряженности  $E_i$  электрического поля, электрических потенциалов  $\phi_e$ , индукционных зарядов  $q_e$ , их поверхностных плотностей  $\sigma_e$  и индуктированной ЭДС  $e_{\text{инд}}$ .

Следует указать, что, несмотря на крайне малое численное значение продольного смещения  $\Delta l_e$  свободных электронов в тонком медном проводе (при  $i_e = 0$ ) выбранного круглого электрического контура и предназначенного для иллюстрации предложенного автором электрофизического микромеханизма возникновения явления электромагнитной индукции в неподвижном металлическом проводнике, в рассматриваемом проводе с его разомкнутыми противоположными круглыми плоскими краями (торцами) в процессе наведения в нем ЭДС  $e_{\text{инд}} = 25$  В происходит продольное смещение огромного отрицательного электрического заряда "электронного газа" его внутренней микроструктуры. При усредненной плотности  $n_{e0}$  свободных электронов в исследуемом медном проводе ( $r_a = 1$  мм) круглого одновиткового контура радиусом  $r_i = 159,15$  мм, равной  $16,86 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$  [13], и заданном цилиндрическом объеме его проводящего материала  $V_a = 2\pi^2 r_a^2 r_i = 3,141 \cdot 10^{-6} \text{ м}^3$  в рассматриваемом случае величина продольно смещаемого на  $\Delta l_e = 1,235 \cdot 10^{-14}$  м под действием продольной напряженности  $E_i = 25$  В/м отрицательного заряда "электронного газа" тонкого медного провода составит значение, равное около  $q_{e0} = e_0 n_{e0} V_a = 84,84 \cdot 10^3$  Кл.

#### ВЫВОДЫ

1. Предложен новый электрофизический микромеханизм возбуждения в неподвижном металлическом проводнике электрического контура, расположенного в воздушной среде и испытывающего воздействие внешнего переменного магнитного поля с напряженностью  $H_e$ , индукционного электрического напряжения  $U_{\text{инд}}$  и индуктированной ЭДС  $e_{\text{инд}}$ .

2. С помощью данного микромеханизма показано, что в основе физической сущности явления электромагнитной индукции Фарадея в рассматриваемом проводнике (контуре) с разомкнутыми краями лежит электродинамическое поведение его нерелятивистских свободных электронов, определяемое их упорядоченным сверхмалым продольным одно- или двухсторонним смещением  $\Delta l_e$  (в зависимости от знака производной  $\partial H_e / \partial t$ ) по всей внутренней микроструктуре проводника под действием наводимой в нем изменяющейся во времени  $t$  напряженностью  $H_e$  внешнего магнитного поля напряженности  $E_i$  внутреннего переменного продольного электрического поля. Данное направленное в одну или две стороны проводника смещение свободных электронов вызывает появление на противоположных краях проводника изменяющихся во времени  $t$  индукционных зарядов  $q_e$  с поверхностной плотностью  $\sigma_e$  и индукционных электрических потенциалов  $\phi_e$  противоположной полярности. Разность этих электрических потенциалов  $\phi_e$  обуславливает наличие между противоположными краями проводника (контура) индукционного электрического напряжения  $U_{\text{инд}}$  и соответственно появления в нем ЭДС  $e_{\text{инд}}$ . Прекращение изменения во времени  $t$  напряженности  $H_e$  внешнего магнитного поля вызывает обнуление напряженности  $E_i$  внутреннего продольно-

го электрического поля в проводнике, зарядов  $q_e$  и потенциалов  $\phi_e$  на его разомкнутых краях и соответственно исчезновение в проводнике (контуре) напряжения  $U_{\text{инд}}$  и ЭДС  $e_{\text{инд}}$ .

3. Новый электрофизический микромеханизм появления в неподвижном проводнике (контуре) индукционного электрического напряжения  $U_{\text{инд}}$  и индуктированной в нем ЭДС  $e_{\text{инд}}$  позволяет физически понять и с учетом известных закономерностей классической физики теоретически обосновать фундаментальный закон электромагнитной индукции Фарадея в математической формулировке Максвелла.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Баранов М.И. Новый электрофизический подход по теоретическому обоснованию явления электромагнитной индукции Фарадея в движущемся металлическом проводнике // *Электротехника і електромеханіка*. – 2010. – № 1. – С. 24-28.
2. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике. – М.: Наука, 1990. – 624 с.
3. Аркадьев В.К. Электромагнитные процессы в металлах, Часть II. – М.: НКТП – ОНТИ, 1936. – 304 с.
4. Тамм И.Е. Основы теории электричества. – М.: Наука, 1976. – 616 с.
5. Нейман Л.Р., Демирчян К.С. Теоретические основы электротехники: Учебник для вузов. Том 1. – Л.: Энергоиздат, 1981. – 536 с.
6. Кухлинг Х. Справочник по физике / Пер. с нем. под ред. Е.М. Лейкина. – М.: Мир, 1982. – 520 с.
7. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. – М.: Мир, 1972. – 391 с.
8. Нейман Л.Р., Демирчян К.С. Теоретические основы электротехники: Учебник для вузов. Том 2. – Л.: Энергоиздат, 1981. – 416 с.
9. Кузьмичев В.Е. Законы и формулы физики / Отв. ред. В.К. Тартаковский. – Киев: Наукова думка, 1989. – 864 с.
10. Баранов М.И. Упрощенная математическая модель микропроцессов в проводнике с электрическим током проводимости // *Электротехника і електромеханіка*. – 2006. – № 2. – С. 66-70.
11. 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.
12. Баранов М.И. Майкл Фарадей и его научные заслуги перед человечеством // *Электротехника і електромеханіка*. – 2009. – № 6. – С. 3-12.
13. 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.

Поступила 19.03.2010

Баранов М.И., д.т.н., с.н.с.

НИПКИ "Молния" Национального технического университета "Харьковский политехнический институт" Украина, 61013, Харьков, ул. Шевченко, 47 тел. (057) 707-68-41, e-mail: eft@kpi.kharkov.ua

M.I. Baranov

**New electrophysics approach on the theoretical ground of the phenomenon of electromagnetic induction of faraday in a immobile metallic explorer.**

New pictures are expounded of possible electrophysics micro-mechanism, resulting in an origin in the being in the external variable magnetic field immobile metallic wire of contour of induction tension and induced electromotive force. It is rotined that this micromechanism allows taking into account the known conformities to the law of classic physics to ground the fundamental law of electromagnetic induction of Faraday in mathematical formulation of Maxwell.

**Key words – immobile metallic explorer, variable magnetic field, new electrophysics micromechanism, electromagnetic induction of Faraday.**