

Расчетная оценка плотности тока смещения и ее влияния на электромагнитные процессы в металлическом проводнике с переменным током проводимости

М. И. Баранов

Научно-исследовательский и проектно-конструкторский институт «Молния»
Национального технического университета «Харьковский политехнический институт»,
г. Харьков, 61013, Украина, e-mail: baranovmi49@gmail.com

Поступила в редакцию 24.05.2021

После доработки 02.08.2021

Принята к публикации 17.08.2021

Приведены результаты приближенного расчета плотности $\delta_s(t)$ тока смещения $i_s(t)$ и оценки ее влияния на протекание электромагнитных процессов в изотропном немагнитном металле (сплаве) сплошного цилиндрического проводника конечных размеров (радиусом r_0 и длиной $l_0 \gg r_0$) с электрическим переменным (импульсным) аксиальным током проводимости $i_0(t)$ различных амплитудно-временных параметров. Полученные теоретические данные для квантованных (дискретных) пространственно-временных распределений стоячих продольных волн (полувольт) плотности $\delta_s(t)$ тока смещения $i_s(t)$ в указанном проводнике позволяют заключить, что в электродинамических расчетах переменных (импульсных) электромагнитных процессов, протекающих как в этом проводнике, так и в электрической цепи с ним связанной, влияние продольных волн (полувольт) плотности $\delta_s(t)$ тока смещения $i_s(t)$ и самого тока смещения $i_s(t)$ в нем можно не учитывать и этими величинами при практических полевых расчетах можно пренебрегать. Установлено, что волны (полувольты) плотности $\delta_s(t)$ тока смещения $i_s(t)$ и самого тока смещения $i_s(t)$ сохраняют соленоидальность (замкнутость) полного электрического тока $i_t(t) = i_0(t) + i_s(t)$ в проводнике и его цепи. Расчетным путем показано, что ток смещения $i_s(t)$ и его плотность $\delta_s(t)$ в немагнитном металле (сплаве) исследуемого проводника тепловых (джоулевых) потерь энергии не несут.

Ключевые слова: металлический немагнитный проводник, электрический переменный ток проводимости, ток смещения, плотность тока смещения, стоячие электромагнитные волны, тепловые потери энергии, расчет

УДК 621.3.01: 621.313

<https://doi.org/10.52577/eom.2023.59.2.35>

ВВЕДЕНИЕ

Во второй половине XIX столетия выдающийся английский физик Джеймс Максвелл [1], являющийся создателем в области электромагнетизма классической теории электромагнитного поля (ЭМП) [2, 3], при обобщении в ней закона полного тока использовал следующее предположение: переменное электрическое поле, как и переменный электрический ток проводимости, является источником переменного магнитного поля в сплошных проводящих и диэлектрических средах. В этой связи он ввел в электромагнетизм (науку об изучении неразрывной связи электрических и магнитных явлений) количественную меру магнитного действия переменного электрического поля – ток смещения $i_s(t)$ [2, 3]. В [4] в бездоказательной форме было отмечено, что ток смещения $i_s(t)$ не выделяет джоулева тепла в проводящих средах. Этот вид тока может протекать там, где отсутствуют проводники (например, между изолированными друг от друга металлическими обклад-

ками заряжающегося или разряжающегося электрического конденсатора, рассчитанного на то или иное электрическое напряжение $u_c(t)$ [4]. Для упрощения изложения предлагаемого ниже весьма сложного и малоизученного в мире электрофизического материала векторные обозначения для плотностей тока и напряженностей ЭМП опустим и будем в дальнейшем использовать эти величины в скалярной форме их записи. Любые переменные (импульсные) электрические токи проводимости $i_0(t)$ с их плотностью $\delta_0(t)$ в металле (сплаве) проводника, обусловленные дрейфом коллективизированных свободных электронов при их усредненной объемной плотности порядка $n_{em} \approx 10^{29} \text{ м}^{-3}$ в проводниковых материалах [5–8], с учетом тока смещения $i_s(t)$ и соответственно его плотности $\delta_s(t)$ имеют замкнутые электрические цепи [4]. В соответствии с теорией ЭМП в том случае, если по металлу (сплаву) любого проводника протекает электрический переменный аксиальный (азимутальный) ток проводимости

$i_0(t)$ с его плотностью $\delta_0(t)$, то внутри такого проводника существует переменное продольное (азимутальное) электрическое поле. А раз так, то внутри такого проводника будет существовать и продольный (азимутальный) ток смещения $i_s(t)$ с его плотностью $\delta_s(t)$. Поэтому полный электрический переменный (импульсный) ток $i_i(t)$ проводника будет определяться алгебраической суммой его тока проводимости $i_0(t)$ и тока смещения $i_s(t)$ [4]. Аналогично полному току $i_i(t)$ суммарная плотность $\delta_s(t)$ тока в проводнике будет также определяться алгебраической суммой плотности $\delta_0(t)$ тока проводимости $i_0(t)$ и плотности $\delta_s(t)$ тока смещения $i_s(t)$. В [2, 4] без должного пояснения было указано, что за счет использования в теории ЭМП и благодаря существованию на практике в проводящих и диэлектрических средах с переменным током $i_0(t)$ и ЭМП тока смещения $i_s(t)$ и его плотности $\delta_s(t)$ обеспечивается соленоидальность (замкнутость) полного электрического тока $i_i(t)$ в электрофизических системах. Важно заметить, что наличие тока смещения в сплошной материальной среде было подтверждено экспериментально физиком А.А. Эйхенвальдом, изучавшим слабое магнитное поле тока поляризации в различных диэлектриках [9].

Далее в науке об электричестве возник вопрос: а как же определять в тех или иных физических средах и различных токонесущих частях электротехнического оборудования с током проводимости $i_0(t)$ и его макроскопической плотностью $\delta_0(t)$ эти своеобразные, трудно измеряемые и важные в теории ЭМП физические величины – ток смещения $i_s(t)$ и его плотность $\delta_s(t)$? Ответ на данный вопрос в обобщенном виде дал сам Максвелл. Он предложил определять плотность $\delta_s(t)$ тока смещения $i_s(t)$ для сплошных проводящих и диэлектрических сред в следующем классическом виде [2–4]:

$$\delta_s(t) = \varepsilon_0 \varepsilon_r \partial E(t) / \partial t, \quad (1)$$

где $\varepsilon_0 = 8,854 \times 10^{-12}$ Ф/м – электрическая постоянная; ε_r – относительная диэлектрическая проницаемость среды, в которой протекает переменный (импульсный) ток проводимости $i_0(t)$ или распространяется переменное (импульсное) ЭМП; $E(t)$ – напряженность переменного (импульсного) электрического поля в исследуемой проводящей (диэлектрической) среде, обусловленная током проводимости $i_0(t)$ (электрическим напряжением $u_0(t)$ на элементах среды) или E -компонентой внешнего ЭМП.

Определив по (1) при известных исходных данных для электрофизического параметра ε_r среды и заданной (вычисленной) для нее

временной зависимости $E(t)$ значение плотности $\delta_s(t)$ тока смещения $i_s(t)$ в соответствующей среде и зная в количественном виде площадь, через которую она (эта плотность тока) протекает, не составляет особого труда найти и искомое значение самого тока смещения $i_s(t)$. На практике же оказалось, что основной трудностью при расчетной оценке величины $\delta_s(t)$ по (1) является определение для исследуемой нами проводящей (диэлектрической) среды ее электрофизического параметра ε_r . Для многих диэлектриков имеются соответствующие краткие и весьма приближенные сведения об их параметре ε_r [2, 10]. Правда, они практически не учитывают его (параметра ε_r) зависимость от частоты колебаний f_0 и других амплитудно-временных параметров (АВП), воздействующих на диэлектрик переменного (импульсного) тока проводимости $i_0(t)$ и ЭМП. Что касается количественных показателей относительной диэлектрической проницаемости ε_r для основных проводниковых немагнитных и магнитных материалов, широко используемых в силовой электротехнике, промышленной электроэнергетике и высоковольтной импульсной технике (ВИТ), то по ним необходимые технические сведения по параметру ε_r практически отсутствуют. Разумеется, что при этом нет необходимых зависимостей $\varepsilon_r(f_0)$ и соответственно количественных данных о частотной зависимости рассматриваемого электрофизического параметра ε_r для различных металлов и сплавов, применяемых в указанных областях современной техники. В этой связи актуальной в мире прикладной научно-технической задачей является та, которая связана с расчетной оценкой плотности $\delta_s(t)$ тока смещения $i_s(t)$ и ее влиянием на протекание электромагнитных процессов для основных немагнитных проводниковых материалов с электрическим переменным (импульсным) током проводимости $i_0(t)$ различных АВП, нашедших широкое практическое применение в силовой электротехнике, электроэнергетике и ВИТ.

Цель статьи – приближенный расчет плотности $\delta_s(t)$ тока смещения $i_s(t)$ и оценка ее влияния на протекание электромагнитных процессов в немагнитных металлах (сплавах) однородных проводников конечных геометрических размеров с электрическим переменным (импульсным) током проводимости $i_0(t)$ различных АВП, применяемых в силовой электротехнике, электроэнергетике и ВИТ.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим размещенный в воздушной среде немагнитный немассивный (тонкий в электромагнитном смысле) цилиндрический проводник

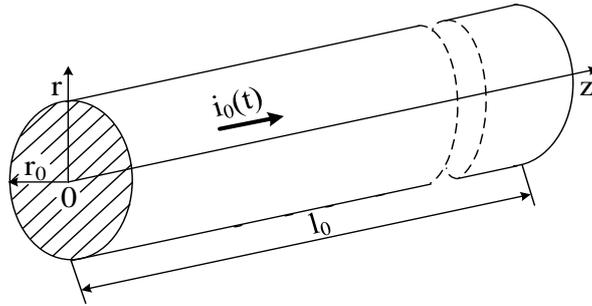


Рис. 1. Сплошной круглый цилиндрический проводник радиусом r_0 и длиной $l_0 \gg r_0$ с аксиальным током проводимости $i_0(t)$.

радиусом r_0 и длиной $l_0 \gg r_0$ (рис. 1) со статической удельной электропроводностью γ_0 металла (сплава) и сплошным поперечным сечением S_0 , по которому в его продольном направлении протекает переменный (импульсный) ток проводимости $i_0(t)$. Пусть АВП аксиального тока проводимости $i_0(t)$ изменяются во времени t по гармоническому закону с частотой колебаний f_0 и допускают его близкое к равномерному распределение по сечению S_0 проводника, при котором будет выполняться неравенство вида: $r_0 \leq \Delta_i$, где $\Delta_i \approx (\pi f_0 \mu_0 \gamma_0)^{-1/2}$ – глубина проникновения плоско-меридианного ЭМП в металл (сплав) проводника в стационарном режиме, а $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная [2]. Будем считать, что продольное волновое распределение дрейфующих свободных электронов в указанном проводнике подчиняется квантованным продольным одномерным волновым функциям Шредингера вида $\psi_{nz}(z, t)$ [7]. Примем, что распространяющиеся в металле (сплаве) рассматриваемого проводника квантованные стоячие продольные электронные волны (полуволны) де Бройля [5–8], вызывающие протекание в нем соответствующих квантованных продольных волн (полуволн) тока проводимости $i_0(t)$ с его макроскопической плотностью $\delta_0(t)$, обуславливают и появление в проводящем материале проводника квантованных стоячих поперечных электромагнитных волн (ЭМВ), характеризующихся квантованными значениями напряженностей продольного электрического $E_{nz}(z, r, t)$ и азимутального магнитного $H_m(z, r, t)$ полей. Следует отметить, что в [6–8] при условиях пренебрежения влиянием плотности $\delta_s(t)$ тока смещения $i_s(t)$ и кривизны цилиндрической поверхности проводника на квазистационарный процесс проникновения (диффузии) в его немагнитный проводящий материал ЭМП для такого вида плоско-меридианных поперечных ЭМВ было установлено, что в них (этих стоячих волнах) напряженность $E_{nz}(z, r, t)$ продольного электрического поля опережает по фазе напряженность $H_m(z, r, t)$ азимутального магнитного поля на угол, равный $\pi/2$. Для сравнения заметим, что для плоских обычных поперечных

ЭМВ, распространяющихся в проводящей среде неограниченных геометрических размеров, характеризующейся отсутствием в ней отраженных волн ЭМП и соответственно стоячих ЭМВ, этот фазовый угол составляет $\pi/4$ [3]. Считаем, что порядок квантования (дискретизации) в стоячих поперечных ЭМВ для рассматриваемого проводника определяется порядком квантования в его металле (сплаве) продольных электронных волн (полуволн) де Бройля, характеризующимся целым квантовым числом $n = 1, 2, 3, \dots, n_m$ [6, 7], где $n_m = 2n_0^2$ – максимальное значение квантового числа n ; n_0 – главное квантовое число, равное для металла проводника числу электронных оболочек в его атомах или номеру периода в периодической системе элементов Менделеева, которому этот металл принадлежит (например, для медного, цинкового и железного проводников $n_0 = 4$, а $n_m = 32$; для алюминиевого проводника – $n_0 = 3$, а $n_m = 18$ [2]).

С учетом результатов ранее выполненных автором электрофизических исследований, использующих допущение равенства плотностей тока проводимости $i_0(t)$ и тока смещения $i_s(t)$ в металле (сплаве) токонесущей части исследуемого проводника, можно показать, что при выполнении условия вида $0,5\pi^{-1/2} r_0 (f_0 \mu_0 \gamma_0)^{1/2} \leq 1$, включающего и принятый нами случай тонкого проводника ($r_0 \leq \Delta_i$), для относительной диэлектрической проницаемости ϵ_r однородного немагнитного металла (сплава) рассматриваемого проводника с электрическим переменным (импульсным) аксиальным током проводимости $i_0(t)$ с частотой колебаний f_0 и соответствующим ЭМП с квантованными напряженностями электрического $E_{nz}(z, r, t)$ и магнитного $H_m(z, r, t)$ полей в составе распространяющихся внутри его материала стоячих поперечных ЭМВ будет справедливо следующее приближенное соотношение [11]:

$$\epsilon_r \approx \gamma_0 / (2\pi \epsilon_0 f_0). \quad (2)$$

Решение рассматриваемой электрофизической задачи будем осуществлять в том приближении, когда первоначально распределения напряженностей ЭМП в металле (сплаве) проводника

находятся в квазистационарном режиме, с помощью уравнений Максвелла [2–4], без учета влияния в них электрического смещения и соответственно плотности тока смещения $\delta_s(t) = \epsilon_0 \epsilon_r \partial E(t) / \partial t$, а затем на их основе проводить расчетную оценку искомой плотности тока $\delta_s(t)$ и ее влияния. Требуется с учетом (1) и (2) выполнить расчетную оценку плотности $\delta_s(t)$ тока смещения $i_s(t)$ и ее влияния на электромагнитные процессы в немагнитном металле (сплаве) цилиндрического проводника конечных размеров (радиусом r_0 и длиной $l_0 \gg r_0$) с электрическим переменным (импульсным) током проводимости $i_0(t)$ различных АВП, применяемых в силовой электротехнике, электроэнергетике и ВИТ.

ОСНОВНЫЕ РАСЧЕТНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Согласно (1) с учетом (2) для квантованных продольных волн (полуволн) плотности $\delta_{ns}(t) = \delta_s(t)$ тока смещения $i_s(t)$ в немагнитном металле (сплаве) исследуемого проводника с электрическим переменным (импульсным) аксиальным током проводимости $i_0(t)$ произвольных АВП имеем:

$$\delta_s(t) \approx 0,5\pi^{-1} f_0^{-1} \gamma_0 \partial E_{nz}(z, r, t) / \partial t, \quad (3)$$

где $E_{nz}(z, r, t)$ – квантованная волна (полуволна) напряженности продольного электрического поля в изотропном немагнитном материале токнесущей части цилиндрического проводника, определяемая продольным током проводимости $i_0(t)$ и распространяющейся в нем стоячей поперечной ЭМВ.

При синусоидальном законе изменения во времени t протекающего по рассматриваемому проводнику переменного (импульсного) тока проводимости $i_0(t)$ для квантованной пространственно-временной функции $E_{nz}(z, r, t)$ можно воспользоваться следующим расчетным соотношением [12]:

$$E_{nz}(z, r, t) \approx \delta_{0m} \gamma_0^{-1} \cos(k_{nz} z) e^{-k_r(r_0-r)} \times \cos[2\pi f_0 t - k_r(r_0 - r)], \quad (4)$$

где $k_{nz} = 2\pi/\lambda_{nz} = \pi n/l_0$ – квантованное продольное волновое число; $n = 1, 2, 3, \dots, n_m$; $\lambda_{nz} = h/(m_e v_{nz})$ – квантованная длина стоячей продольной электронной волны де Бройля (волны аксиального тока проводимости $i_0(t)$ в проводнике); $v_{nz} = nh/(2m_e l_0)$ – квантованная продольная скорость дрейфа коллективизированных свободных электронов в проводнике; $h = 6,626 \times 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка [2]; $m_e = 9,109 \times 10^{-31}$ кг – масса покоя электрона [2]; $k_r = (\pi f_0 \mu_0 \gamma_0)^{1/2} = 2\pi/\lambda_r$ – радиальное волновое

число; $\lambda_r = 2\pi(\pi f_0 \mu_0 \gamma_0)^{-1/2} = 2\pi/\Delta_i$ – длина стоячей поперечной ЭМВ в металле (сплаве) проводника; $\delta_{0m} \approx I_{0m}/S_0$ – амплитуда макроскопической плотности $\delta_0(t)$ тока проводимости $i_0(t)$ в материале проводника; I_{0m} – амплитуда аксиального тока проводимости $i_0(t)$ произвольных АВП в проводнике.

С целью конкретизации, лучшего понимания и наглядности излагаемого материала остановимся в дальнейшем на рассмотрении лишь одного электрофизического случая, когда $n = 1$ и в (4) для $E_{nz}(z, r, t)$ квантованный аргумент ($k_{nz} z$) в ее пространственной гармонической функции будет равным ($\pi z/l_0$). Укажем, что в исследуемом проводнике для квантованных продольных электронных волн (полуволн) де Бройля (продольных волн тока $i_0(t)$ и соответственно его плотности $\delta_0(t)$) всегда выполняется фундаментальное соотношение следующего вида [5–8]: $\lambda_{nz}/2 = l_0/n$. Согласно этому соотношению на длине l_0 рассматриваемого проводника всегда умещается только целое квантовое число n стоячих квантованных продольных электронных полуволн де Бройля длиной $\lambda_{nz}/2$. В этой связи выбранный нами квантовый случай, когда $n = 1$, соответствует размещению на длине l_0 проводника одной квантованной полуволны де Бройля длиной $\lambda_{nz}/2$ и соответственно одной полуволны квантованной напряженности $H_{nv}(z, r, t)$ азимутального магнитного поля, а также одной полуволны квантованной напряженности $E_{nz}(z, r, t)$ продольного электрического поля (рис. 2), пространственно сдвинутой на $l_0/2$ при ее фазовом сдвиге на угол $\pi/2$ относительно полуволны напряженности $H_{nv}(z, r, t)$ [12]. С целью лучшего представления о рассматриваемых распределениях компонент стоячей поперечной ЭМВ в металле (сплаве) проводника приведем выражение и для квантованной пространственно-временной функции $H_{nv}(z, r, t)$, описывающей изменения напряженности азимутального магнитного поля в нем, в следующем виде [12]:

$$H_{nv}(z, r, t) \approx 0,5\delta_{0m} r_0 \sin(k_{nz} z) e^{-k_r(r_0-r)} \times \sin[2\pi f_0 t - k_r(r_0 - r)]. \quad (5)$$

В дальнейшем для $n = 1$ рассмотрим три наиболее показательные точки (зоны) проводника, определяемые его продольной координатой z и равной (см. рис. 1): 0 (левый край проводника), $l_0/2$ (середина проводника) и l_0 (правый край проводника). Данным точкам проводника при $n = 1$ будут соответствовать следующие три значения квантованного аргумента ($k_{nz} z$) в функциях $H_{nv}(z, r, t)$ и $E_{nz}(z, r, t)$: 0, $\pi/2$ и π . Из (4) и (5) видно, что наибольшие значения полевые функции $E_{nz}(z, r, t)$ и

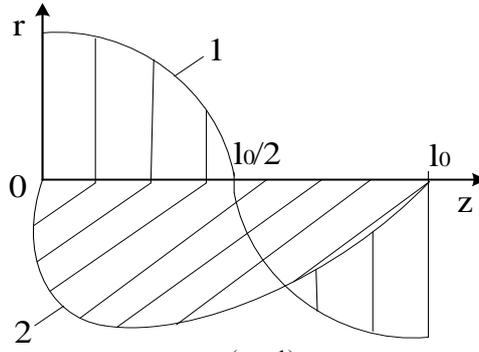


Рис. 2. Продольные волновые распределения квантованных ($n = 1$) стоячих полуволн напряженностей аксиального электрического $E_{nz}(z, r_0, t)$ и азимутального магнитного $H_{mv}(z, r_0, t)$ полей на наружной цилиндрической поверхности ($r = r_0$) исследуемого проводника длиной l_0 с электрическим аксиальным током проводимости $i_0(t)$ (1 – полуволна E_{nz} ; 2 – полуволна H_{mv}).

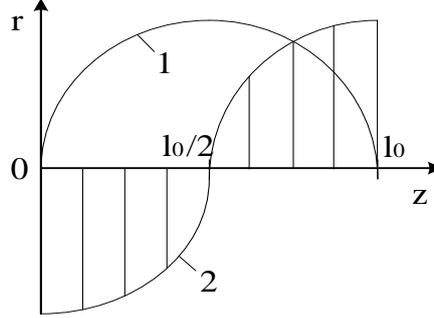


Рис. 3. Продольные волновые распределения квантованных ($n = 1$) стоячих полуволн аксиальных плотностей $\delta_0(t)$ тока проводимости $i_0(t)$ и $\delta_s(t)$ тока смещения $i_s(t)$ в исследуемом проводнике длиной l_0 при $r = r_0$ с аксиальным током проводимости $i_0(t)$ (1 – полуволна $\delta_0(t)$; 2 – полуволна $\delta_s(t)$, смещенная по продольной координате z на $\lambda_{nz}/4$ относительно $\delta_0(t)$).

$H_{mv}(z, r, t)$ будут иметь на наружной цилиндрической поверхности проводника, где $(r_0 - r) = 0$. В связи с тем, что перед нами стоит задача по расчетной оценке плотности $\delta_s(t)$ тока смещения $i_s(t)$ в металле (сплаве) проводника и сравнению этой плотности $\delta_s(t)$ с заданной амплитудой δ_{0m} макроскопической плотности $\delta_0(t)$ тока проводимости $i_0(t)$ в том же проводнике, то в дальнейшем ограничимся значениями квантованных функций $E_{nz}(z, r, t)$ и $H_{mv}(z, r, t)$ для текущей радиальной координаты r , равной радиусу r_0 проводника (см. рис. 2). Для расчета $\delta_s(t)$ нас, прежде всего, далее будет интересовать квантованная пространственно-временная функция $E_{nz}(z, r, t)$ по (4), принимающая при $r = r_0$ следующий упрощенный вид:

$$E_{nz}(z, r_0, t) \approx \delta_{0m} \gamma_0^{-1} \cos(k_{nz} z) \cos(2\pi f_0 t). \quad (6)$$

ТОЧКА 1 (ЛЕВЫЙ КРАЙ ПРОВОДНИКА). Как было показано выше, этой точке ($z = z_1 = 0$) соответствует квантованный аргумент $(k_{nz} z) = 0$. Тогда из (6) для величины $E_{nz}(z_1, r_0, t)$ при $n = 1$ получаем:

$$E_{nz}(z_1, r_0, t) \approx \delta_{0m} \gamma_0^{-1} \cos(\pi z_1 / l_0) \times \cos(2\pi f_0 t) \approx \delta_{0m} \gamma_0^{-1} \cos(2\pi f_0 t). \quad (7)$$

После дифференцирования по времени t в (7) и подстановки полученного от выполнения этой операции результата в (3) для плотности $\delta_{s1}(t)$ тока смещения в точке 1 проводника находим:

$$\begin{aligned} \delta_{s1}(t) &\approx -\delta_{0m} \cos(\pi z_1 / l_0) \sin(2\pi f_0 t) \approx \\ &\approx -\delta_{0m} \sin(2\pi f_0 t). \end{aligned} \quad (8)$$

Из (8) видно, что в рассматриваемой точке 1 (левый край проводника) плотность $\delta_{s1}(t)$ тока смещения $i_{s1}(t)$ имеет знак «минус» (рис. 3) и направлена она в сторону, противоположную направлениям напряженности $E_{nz}(z_1, r_0, t)$ продольного электрического поля и протекания в исследуемом проводнике первой полуволны макроскопической плотности $\delta_0(t)$ тока проводимости $i_0(t)$. Заметим, что знак «плюс» для волн аксиального тока проводимости $i_0(t)$ и его плотности $\delta_0(t)$ в рассматриваемом проводнике соответствует положительному направлению его продольной оси OZ (см. рис. 1).

Численное значение плотности $\delta_{s1}(t)$ тока смещения по (8) в точке 1 проводника, как и для макроскопической плотности $\delta_0(t)$ его тока проводимости $i_0(t)$, изменяется со временем t по синусоидальному закону от нуля до своего максимального значения, равного по модулю δ_{0m} . Исследуемая точка 1 соответствует максимальному значению (нульности – амплитуде [2]) со знаком «плюс» полуволны напряженности $E_{nz}(z_1, r_0, t)$ продольного электрического поля (см. рис. 2), описываемой (7). В расчетной точке 1 при волновом режиме распространения стоячих ЭМВ в проводнике полуволны плотности $\delta_0(t)$ тока проводимости $i_0(t)$ и квантованной напряженности $H_{mv}(z_1, r_0, t)$

азимутального магнитного поля (см. рис. 2) по (5) соответствуют их минимальным значениям (узлам – нулям [2]).

ТОЧКА 2 (СЕРЕДИНА ПРОВОДНИКА). Этой расчетной точке (зоне), размещенной на наружной поверхности проводника (при $r = r_0$), соответствует продольная координата $z = z_2 = l_0/2$ и квантованный аргумент, равный $(k_{nz}z) = \pi/2$. Согласно (6) в этой точке полуволна квантованной напряженности $E_{nz}(z_2, r_0, t)$ продольного электрического поля принимает минимальное значение (узел) (см. рис. 2), которому соответствует и минимум (узел или ноль) плотности $\delta_{s2}(t)$ тока смещения $i_{s2}(t)$ (см. рис. 3).

В соответствии с теорией ЭМП и первым уравнением Максвелла в дифференциальной форме [2] для рассматриваемой точки 2 исследуемого проводника можно записать следующее соотношение:

$$\begin{aligned} -\partial H_{nv}(z_2, r_0, t) / \partial z = \\ = \gamma_0 E_{nz}(z_2, r_0, t) + \delta_{s2}(t). \end{aligned} \quad (9)$$

Согласно (5) и данным рис. 2 указанная в левой части (9) пространственная производная $\partial H_{nv}(z_2, r_0, t) / \partial z$ для точки 2 ($z = z_2 = l_0/2$) исследуемого проводника будет равной нулю. Из (3), (6), рис. 2 и 3 следует, что слагаемые правой части в (9) будут также равны нулю. Эти данные указывают на достоверность полученных результатов расчета полевых характеристик для точки 2 проводника.

ТОЧКА 3 (ПРАВЫЙ КРАЙ ПРОВОДНИКА). Данной точке соответствует продольная координата проводника $z = z_3 = l_0$ и численное значение квантованного аргумента $(k_{nz}z) = \pi$. Используя (6), для полуволны квантованной напряженности $E_{nz}(z_3, r_0, t)$ продольного электрического поля в рассматриваемой точке 3 исследуемого проводника можно воспользоваться аналитическим выражением:

$$\begin{aligned} E_{nz}(z_3, r_0, t) \approx \delta_{0m} \gamma_0^{-1} \cos(\pi z_3 / l_0) \times \\ \times \cos(2\pi f_0 t) \approx -\delta_{0m} \gamma_0^{-1} \cos(2\pi f_0 t). \end{aligned} \quad (10)$$

В результате с учетом (3) и (10) после выполнения операции дифференцирования по переменной t для полуволны плотности $\delta_{s3}(t)$ тока смещения $i_{s3}(t)$ в расчетной точке 3 исследуемого проводника с аксиальным током проводимости $i_0(t)$ можно записать следующее соотношение:

$$\begin{aligned} \delta_{s3}(t) \approx -\delta_{0m} \cos(\pi z_3 / l_0) \times \\ \times \sin(2\pi f_0 t) \approx \delta_{0m} \sin(2\pi f_0 t). \end{aligned} \quad (11)$$

Из (11) следует, что в точке 3 (правый край проводника) плотность $\delta_{s3}(t)$ тока смещения $i_{s3}(t)$ в металле (сплаве) проводника имеет знак

«плюс» (см. рис. 3) и направлена она в сторону, совпадающую с положительным направлением протекания полуволны макроскопической плотности $\delta_0(t)$ тока проводимости $i_0(t)$ в проводнике (слева направо, см. рис. 1). Ее значение изменяется во времени t по синусоидальному закону в диапазоне от нуля до максимального значения, равного также по модулю δ_{0m} . Точка 3 проводника соответствует максимальному значению (пучности – амплитуде [2]) со знаком «минус» полуволны напряженности $E_{nz}(z_3, r_0, t)$ продольного электрического поля (см. рис. 2), описываемой (10). Кроме того, точке 3 соответствует минимальное значение (узел – ноль) полуволны квантованной напряженности $H_{nv}(z_3, r_0, t)$ азимутального магнитного поля по (5), а также минимальное значение (узел – ноль [2]) полуволны плотности $\delta_0(t)$ тока проводимости $i_0(t)$ (см. рис. 2 и 3).

РЕЗУЛЬТАТЫ ОБСУЖДЕНИЯ И АНАЛИЗА ПОЛУЧЕННЫХ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ДАННЫХ ДЛЯ ПЛОТНОСТИ $\delta_s(t)$ ТОКА СМЕЩЕНИЯ И ЕЕ ВЛИЯНИЯ В ПРОВОДНИКЕ

Разработанная в [11] на основе классической теории ЭМП Максвелла [2–4] для частного случая равенства плотностей тока проводимости $i_0(t)$ и смещения $i_s(t)$ в проводящей среде приближенная расчетная модель по определению относительной диэлектрической проницаемости $\epsilon_r(f_0)$ основных проводниковых немагнитных материалов, широко используемых в силовой электротехнике, электроэнергетике и ВИТ, позволила с учетом привлечения аппарата квантовой физики к изучению волнового пространственно-временного распределения коллективизированных свободных электронов в изотропном цилиндрическом проводнике конечных размеров с переменным (импульсным) аксиальным током проводимости $i_0(t)$ и описанию обусловленных продольным дрейфом этих электронов квантованных продольных электронных волн де Бройля, а также к формированию последними в проводнике квантованных стоячих поперечных ЭМВ получить формулы (8) и (11) для расчетной оценки наибольших значений плотности $\delta_s(t)$ тока смещения $i_s(t)$ на наружной цилиндрической поверхности ($r = r_0$) круглого немагнитного проводника с переменным (импульсным) током проводимости $i_0(t)$.

Из формул (8) и (11), иллюстрирующих для электрофизического случая при квантовом числе $n = 1$ волновое пространственно-временное распределение в проводнике плотности $\delta_s(t)$ тока смещения $i_s(t)$, следует, что продольные волны (полуволны) плотности $\delta_s(t)$ тока смещения $i_s(t)$ (соответственно и сам ток $i_s(t)$ смещения) в

металле (сплаве) рассматриваемого проводника и соответственно в токонесущих частях электро-технического оборудования в пределах каждой половины из полуволн (четверти волн $\lambda_{nz}/4$ обычной плотности $\delta_0(t)$ тока проводимости $i_0(t)$) квантованных напряженностей продольного электрического $E_{nz}(z, r, t)$ и азимутального магнитного $H_{nv}(z, r, t)$ полей будут всегда направлены в противоположные друг относительно друга стороны и иметь одинаковые по модулю свои амплитудные значения δ_{0m} . По указанной причине на этих продольных участках рассматриваемого немагнитного цилиндрического проводника квантованной длиной, равной $\lambda_{nz}/2 = l_0/n$, алгебраические суммы как плотностей $\delta_s(t)$ тока смещения $i_s(t)$, так и самих токов смещения $i_s(t)$ будут всегда равны нулю. Именно поэтому плотность $\delta_s(t)$ тока смещения $i_s(t)$ и сам ток смещения $i_s(t)$ на указанных квантованных продольных участках исследуемого проводника и в целом на его длине l_0 не будут оказывать прямого электродинамического влияния на протекание в немагнитном металле (сплаве) данного проводника как плотности $\delta_0(t)$ тока проводимости $i_0(t)$, так и самого тока проводимости $i_0(t)$.

В подтверждение этого принципиального положения в теории электричества запишем в соответствии с законом полного тока, уточненным Максвеллом в теории ЭМП с учетом тока смещения $i_s(t)$, для рассмотренного нами электрофизического квантованного случая ($n = 1$) применительно к изотропному немагнитному проводнику с переменным (импульсным) аксиальным током проводимости $i_0(t)$ различных АВП выражение для циркуляции квантованной напряженности $H_{nv}(z_2, r_0, t)$ азимутального магнитного поля вдоль кругового замкнутого контура длиной $L = 2\pi r_0$ на наружной поверхности проводника ($r = r_0$) в точке 2 (середина проводника, $z_2 = l_0/2$) в следующем интегральном виде [2]:

$$\oint_L H_{nv}(z_2, r_0, t) dl = i_i(t) = i_0(t) + i_{s2}(t) = i_0(t), \quad (12)$$

где dl – элемент замкнутого вокруг рассматриваемого проводника кругового контура L .

В доказательство отсутствия при квантовом числе $n = 1$ в проводнике с аксиальным током проводимости $i_0(t)$ усредненного на его длине l_0 значения полуволны аксиальной плотности $\delta_{sm}(t)$ тока смещения (соответственно и усредненного по его длине l_0 самого продольного тока смещения $i_{sm}(t)$), распространяющейся в продольном направлении его наружной цилиндрической поверхности ($r = r_0$) и оси OZ (см. рис. 1), запишем для него с учетом (3) и (6)

следующее интегральное соотношение:

$$\delta_{sm}(t) \approx -\delta_{0m} l_0^{-1} \sin(2\pi f_0 t) \int_0^{l_0} \cos(\pi z / l_0) dz \approx 0. \quad (13)$$

С учетом (13) для усредненного по длине l_0 проводника значения $i_{sm}(t)$ полуволны продольного тока смещения $i_s(t)$ в нем при условии его протекания по толщине скин-слоя $\Delta_i \geq r_0$ имеем:

$$i_{sm}(t) \approx -\pi \delta_{0m} r_0^2 l_0^{-1} \sin(2\pi f_0 t) \int_0^{l_0} \cos(\pi z / l_0) dz \approx 0. \quad (14)$$

Согласно (14) усредненному значению продольного тока смещения $i_{sm}(t)$ в немагнитном проводнике по закону полного тока [2–4] на его наружной поверхности ($r = r_0$) будет соответствовать усредненная по его длине l_0 напряженность $H_{vsm}(z, r_0, t)$ азимутального магнитного поля, равная нулю.

Для сравнения с (14) при принятом квантовом числе $n = 1$ с учетом (5) для усредненного по длине l_0 рассматриваемого цилиндрического проводника значения $i_{0m}(t)$ продольной полуволны тока проводимости $i_0(t)$ можно воспользоваться следующим расчетным выражением:

$$i_{0m}(t) \approx \pi r_0^2 l_0^{-1} \delta_{0m} \sin(2\pi f_0 t) \times \int_0^{l_0} \sin(\pi z / l_0) dz \approx 2\delta_{0m} r_0^2 \sin(2\pi f_0 t). \quad (15)$$

Из (14) и (15) видно, что в рассматриваемом случае ($n = 1$) в отличие от усредненного по длине l_0 проводника значения $i_{sm}(t)$ полуволны тока смещения $i_s(t)$, равного всегда нулю, в исследуемом проводнике усредненное по его длине l_0 значение $i_{0m}(t)$ продольной полуволны тока проводимости $i_0(t)$ будет всегда существовать и изменяться во времени t по принятому нами синусоидальному закону.

В соответствии с (5) для квантованной напряженности $H_{nv}(z, r_0, t)$ азимутального магнитного поля на наружной цилиндрической поверхности проводника ($r = r_0$) можно записать выражение вида:

$$H_{nv}(z, r_0, t) \approx 0,5 \delta_{0m} r_0 \sin(k_{nz} z) \sin(2\pi f_0 t). \quad (16)$$

Тогда при $n = 1$ для усредненного по длине l_0 рассматриваемого проводника значения полуволны напряженности $H_{nvm}(z, r_0, t)$ азимутального магнитного поля с учетом (16) получаем:

$$H_{nvm}(z, r_0, t) \approx 0,5 \delta_{0m} r_0 l_0^{-1} \sin(2\pi f_0 t) \times \int_0^{l_0} \sin(\pi z / l_0) dz \approx \pi^{-1} \delta_{0m} r_0 \sin(2\pi f_0 t). \quad (17)$$

В результате с учетом усредненных на длине l_0 исследуемого проводника значений $H_{nvm}(z, r_0, t)$, $H_{vsm}(z, r_0, t) = 0$, $i_{0m}(t)$ и $i_{sm}(t) = 0$, описываемых при $n = 1$ формулами (14), (15) и (17), для циркуляции напряженности $H_{nvm}(z, r_0, t)$ вдоль использованного в (12) замкнутого контура $L = 2\pi r_0$ в любой точке наружной цилиндрической поверхности проводника запишем интегральное соотношение вида:

$$\oint_L H_{nvm}(z, r_0, t) dl = i_{im}(t) = i_{0m}(t) + i_{sm}(t) = i_{0m}(t), \quad (18)$$

где $i_{im}(t)$ – усредненное по длине l_0 проводника значение протекающего в нем полного тока $i_i(t)$.

Из (18) следует, что при квантовом числе $n = 1$ усредненные по длине l_0 рассматриваемого немагнитного цилиндрического проводника текущие усредненные значения $H_{nvm}(z, r_0, t)$ напряженности магнитного поля, генерируемого вокруг этого проводника, определяются лишь усредненными по длине l_0 проводника значениями $i_{0m}(t)$ продольных полувольт тока проводимости $i_0(t)$. Возникающие при этом в однородном немагнитном материале исследуемого проводника продольные полувольты тока смещения $i_s(t)$ со своими усредненными по его длине l_0 значениями $i_{sm}(t) = 0$ никакого влияния на указанные значения $H_{nvm}(z, r_0, t)$ напряженности магнитного поля вокруг проводника не оказывают.

Исходя из (5) и (15), для усредненного на длине l_0 исследуемого проводника значения $\delta_{0m}(t)$ полувольты макроскопической плотности тока проводимости $i_0(t)$ имеем следующее выражение:

$$\delta_{0m}(t) \approx l_0^{-1} \delta_{0m} \sin(2\pi f_0 t) \times \int_0^{l_0} \sin(\pi z / l_0) dz \approx 2\pi^{-1} \delta_{0m} \sin(2\pi f_0 t). \quad (19)$$

Тогда с учетом (13) и (19) для усредненного значения на длине l_0 рассматриваемого проводника суммарной плотности $\delta_{im}(t)$ продольного тока в его немагнитном металле (сплаве) находим:

$$\delta_{im}(t) \approx \delta_{0m}(t) + \delta_{sm}(t) \approx \delta_{0m}(t) \approx 2\pi^{-1} \delta_{0m} \sin(2\pi f_0 t). \quad (20)$$

В соответствии с (20) усредненные по длине l_0 цилиндрического проводника значения $\delta_{im}(t)$ суммарной плотности продольного тока будут определяться только усредненными вдоль проводника значениями $\delta_{0m}(t)$, характерными для аксиального тока проводимости $i_0(t)$ данного проводника. Плотность $\delta_{sm}(t) = 0$ тока смещения

$i_{sm}(t)$ никакого влияния на указанные значения $\delta_{im}(t)$ не оказывает.

В этой связи можно обоснованно говорить о том, что полученные на основе фундаментального закона полного тока [2] по (12) и (18), а также по (20) данные подтверждают отсутствие электродинамического влияния тока смещения $i_s(t)$ и его плотности $\delta_s(t)$ на усредненные по длине l_0 исследуемого проводника АВП как полувольт напряженности $H_{nv}(z, r_0, t)$ азимутального магнитного поля и тока проводимости $i_0(t)$, так и его суммарной плотности тока $\delta_i(t)$. Учитывая, что теория ЭМП Максвелла оперирует с усредненными полями в средах, создаваемыми макроскопическими электрическими зарядами и токами [2–4], то для рассматриваемого приближения можно принять отсутствие влияния величин $\delta_s(t)$ и $i_s(t)$ и на протекание в проводнике электромагнитных процессов в целом.

Будут ли плотность $\delta_s(t)$ тока смещения и сам ток смещения $i_s(t)$ производить выделение джоулева тепла в металле (сплаве) исследуемого проводника с переменным током проводимости $i_0(t)$ частотой f_0 ? Для доказательного ответа на этот вопрос обратимся к понятию среднего за период колебаний $T_0 = 1/f_0$ тока смещения $i_s(t)$ значения вектора Пойнтинга \vec{P}_{s3} [2], направленного по текущему радиусу r от наружной поверхности исследуемого проводника ($r = r_0$) внутрь него и характерного для проанализированной нами ранее расчетной точки 3 ($z = z_3 = l_0$). Ограничимся рассмотрением случая, когда при данной оценке сверху модуля указанного вектора Пойнтинга P_{s3} продольный ток смещения $i_{s3}(t)$ с его плотностью $\delta_{s3}(t)$ практически распределены в исследуемом проводнике по толщине скин-слоя $\Delta_i \geq r_0$. Тогда с учетом (11) для искомого тока смещения $i_{s3}(t)$ запишем следующее выражение:

$$i_{s3}(t) \approx \pi r_0^2 \delta_{0m} \sin(2\pi f_0 t). \quad (21)$$

Продольному току смещения $i_{s3}(t)$ согласно (21) по закону полного тока [2–4] на наружной поверхности цилиндрического проводника ($r = r_0$; зона электромагнитной локализации – точка 3) будет соответствовать напряженность $H_{vs}(z_3, r_0, t)$ азимутального магнитного поля, имеющая вид:

$$H_{vs}(z_3, r_0, t) \approx 0,5 \delta_{0m} r_0 \sin(2\pi f_0 t). \quad (22)$$

Плотности $\delta_{s3}(t)$ тока смещения $i_{s3}(t)$ по (11) согласно (1) с учетом существования в металле (сплаве) рассматриваемого проводника соответствующих стоячих поперечных ЭМВ (точка 3) будет соответствовать напряженность $E_{zs}(z_3, r_0, t)$

продольного электрического поля:

$$E_{zs}(z_3, r_0, t) \approx -\delta_{0m}\gamma_0^{-1} \cos(2\pi f_0 t). \quad (23)$$

Видно, что формула (23) полностью совпадает с (10). Далее для расчета среднего за период колебаний $T_0 = 1/f_0$ тока смещения $i_{s3}(t)$ в рассматриваемом проводнике с продольными волнами (полуволнами) тока проводимости $i_0(t)$ и его макроскопической плотности $\delta_0(t)$ значения модуля вектора Пойнтинга P_{s3} [3] с учетом (22) и (23) запишем следующее электродинамическое выражение:

$$P_{s3} \approx -0,25\delta_{0m}^2\gamma_0^{-1}r_0f_0 \int_0^{f_0^{-1}} \sin(4\pi f_0 t) dt \approx 0. \quad (24)$$

Полученное по (24) усредненное значение модуля вектора Пойнтинга P_{s3} для стоячих поперечных ЭМВ, обусловленных возникающим током смещения $i_{s3}(t)$ в металле (сплаве) тонкого ($r_0 \leq \Delta_i$) цилиндрического проводника с переменным (импульсным) аксиальным током проводимости $i_0(t)$ и сосредоточенных в зоне его наружной поверхности (точка 3, $r \rightarrow r_0$), однозначно указывает на то, что данные стоячие поперечные ЭМВ, напряженности азимутального магнитного и продольного электрического полей которых описываются формулами (22) и (23), в приповерхностном слое проводника электромагнитную энергию по его металлу (сплаву) не переносят. В указанных стоячих ЭМВ энергия продольного электрического поля с напряженностью $E_{zs}(z_3, r_0, t)$ будет периодически переходить в энергию азимутального магнитного поля с напряженностью $H_{\varphi s}(z_3, r_0, t)$ и наоборот. А это означает, что рассматриваемая нами плотность $\delta_s(t)$ тока смещения $i_s(t)$ и соответственно сам ток смещения $i_s(t)$ в исследуемом металлическом проводнике производить выделение джоулева тепла не будут. Физически это связано с указанным ранее фазовым сдвигом на угол $\pi/2$ напряженностей электрического и магнитного полей в составе возникающих в нем стоячих поперечных ЭМВ. Данное положение полностью согласуется с теорией стоячих поперечных ЭМВ в сплошных проводящих средах [4, 13]. Кроме того, этот факт может дополнительно свидетельствовать об отсутствии влияния напряженностей $E_{zs}(z_3, r_0, t)$ и $H_{\varphi s}(z_3, r_0, t)$, обусловленных продольным током смещения $i_{s3}(t)$ в токонесущей части рассматриваемого проводника, на протекание электрофизических процессов в его металле (сплаве).

Оценим далее на основе полученных в принятом приближении результатов расчета плотности $\delta_s(t)$ тока смещения $i_s(t)$ дивергенцию полной плотности $\delta_i(t) = \delta_0(t) + \delta_s(t)$ тока в исследуемых

точках 1, 2 и 3 металла (сплава) рассматриваемого проводника, являющуюся основным показателем соленоидальности (замкнутости) его полного тока $i_i(t)$ [2]. Так как в точке 1 ($z_1 = 0$; $r = r_0$) выполняется равенство вида $\delta_0(t) = 0$ (см. рис. 3), то для нее будет характерно следующее математическое соотношение:

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \delta_s(t) &\approx \partial \delta_s(t) / \partial z \approx \\ &\approx -\pi \delta_{0m} l_0^{-1} \sin(\pi z_1 l_0^{-1}) \sin(2\pi f_0 t) \approx 0. \end{aligned} \quad (25)$$

В точке 2 проводника ($z_2 = l_0/2$; $r = r_0$) выполняется равенство вида $\delta_s(t) = 0$ (см. рис. 3) и для нее можно записать следующее приближенное математическое выражение:

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \delta_0(t) &\approx \partial \delta_0(t) / \partial z \approx \\ &\approx \pi \delta_{0m} l_0^{-1} \cos(\pi z_2 l_0^{-1}) \sin(2\pi f_0 t) \approx 0. \end{aligned} \quad (26)$$

В точке 3 проводника ($z_3 = l_0$; $r = r_0$) будет справедливо равенство $\delta_0(t) = 0$ (см. рис. 3), поэтому для нее будет характерно математическое соотношение, принимающее следующий вид:

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \delta_s(t) &\approx \partial \delta_s(t) / \partial z \approx \\ &\approx -\pi \delta_{0m} l_0^{-1} \sin(\pi z_3 l_0^{-1}) \sin(2\pi f_0 t) \approx 0. \end{aligned} \quad (27)$$

С учетом (25)–(27) можно говорить о том, что в рассмотренных локальных точках (зонах) металлического немагнитного проводника с током проводимости $i_0(t)$ условие соленоидальности (замкнутости) для его полного тока $i_i(t) = i_0(t) + i_s(t)$ в рассматриваемом нами приближении выполняется.

Важно указать, что плотность $\delta_s(t)$ тока смещения $i_s(t)$ и сам ток смещения $i_s(t)$, не влияя непосредственно на АВП протекающих по металлу (сплаву) рассматриваемого проводника плотностей $\delta_0(t)$ тока проводимости $i_0(t)$ и сам ток проводимости $i_0(t)$ (соответственно и на АВП распределенных в его металле или сплаве напряженностей электрического и магнитного полей стоячих поперечных ЭМВ), выполняют важнейшую глубинную физическую роль в электродинамике протекающих в макроструктуре проводящей изотропной среды электромагнитных процессов. Эти плотности $\delta_s(t)$ и токи $i_s(t)$, по мнению автора, обеспечивают непрерывность протекания (распространения) в волновом режиме по металлу (сплаву) проводника длиной l_0 квантованных полувольт длиной $\lambda_{nc}/2 = l_0/n$ указанных переменных (импульсных) токов проводимости $i_0(t)$ и их плотностей $\delta_0(t)$ (соответственно далее и напряженностей $E_{nc}(z, r, t)$ продольного электрического и $H_{nc}(z, r, t)$ азимутального магнитного полей) для тех продольных

координат z , для которых величины $i_0(t)$ и $\delta_0(t)$ обнуляются (переходят на продольной оси OZ через нуль). Именно в этих критических координатах z для поддержания соленоидальности (замкнутости) тока $i_0(t)$ и его плотности $\delta_0(t)$ экстренно на «помощь» и приходят токи смещения $i_s(t)$ и их плотности $\delta_s(t)$, не допуская пространственного разрыва (обрыва) полного электрического тока $i_i(t)$ в проводнике и его цепи. Поэтому не даром в рассмотренном нами выше электрофизическом случае ($n = 1$, точка 3) *лучность* полуволны плотности $\delta_{s3}(t)$ тока смещения $i_{s3}(t)$ имеет знак «плюс» и по существу она «помогает» полуволне плотности $\delta_0(t)$ аксиального тока проводимости $i_0(t)$, изменяющейся во времени t по закону, описываемому функцией вида $\delta_{0m} \times \sin(2\pi f_0 t)$, в точке ее перехода через нуль ($z_3 = l_0$) со знака «плюс» на знак «минус» (см. рис. 3) преодолеть этот переход и сохранить для данного критического момента соленоидальность (замкнутость) полного тока $i_i(t)$ в металле проводника. При этом соленоидальность и непрерывность полного тока $i_i(t)$ достигаются своеобразным путем. Так, для координаты $z_3 = l_0$, где $i_0(t)$ и $\delta_0(t)$ при $n = 1$ переходят через свои нулевые значения (см. рис. 2 и 3), благодаря току смещения $i_{s3}(t)$ и его плотности $\delta_{s3}(t) \approx \delta_{0m} \times \sin(2\pi f_0 t)$ (см. рис. 3) в этой локальной зоне происходит формирование ЭМП и распространение в ней вдоль проводника соответствующих стоячих поперечных ЭМВ, которые должны были бы обеспечиваться током проводимости $i_0(t)$ и его плотностью $\delta_0(t)$. При этом в точке 3 ($z_3 = l_0$) проводника его свободные электроны благодаря силовому действию на них полуволны напряженности $E_{nz}(z_3, r_0, t) \approx -\delta_{0m} \gamma_0^{-1} \times \cos(2\pi f_0 t)$ со знаком «минус» продольного электрического поля (см. рис. 2) временно прекращают свой продольный дрейф, что приводит к местному обнулению величин $i_0(t)$ и $\delta_0(t)$. В итоге для $z_3 = l_0$ протекание полного тока $i_i(t)$ в проводнике обеспечивается только продольным током смещения $i_{s3}(t)$ и его плотностью $\delta_{s3}(t)$. По мере удаления при $n = 1$ от координаты $z_3 = l_0$ проводника в нем будет превалировать то направление дрейфа его свободных электронов, которое будет определяться знаком («минусом» или «плюсом») указанных полуволн напряженности $E_{nz}(z, r_0, t)$ электрического поля и плотности $\delta_0(t)$ тока.

Что касается численных показателей плотности $\delta_s(t)$ тока смещения $i_s(t)$ в металлах (сплавах) токнесущих частей силового электро-технического оборудования, то они при принятом нами условии равенства плотностей тока проводимости $i_0(t)$ и смещения $i_s(t)$, например, при $f_0 = 50$ Гц и $\delta_{0m} \approx 2$ МА/М² [14]

(область электроэнергетики) согласно формулам (8) и (11) могут достигать высокого уровня, равного 2 МА/М². В области ВИТ, базирующейся на применении мощных высоковольтных конденсаторных батарей (ВКБ) [15], при $f_0 = 50 \times 10^3$ Гц и $\delta_{0m} \approx 10^3$ МА/М² [8] уровень плотности $\delta_s(t)$ тока смещения $i_s(t)$ в указанных проводниках может численно составлять также 10^3 МА/М². Одним из наглядных электрофизических примеров тому может служить протекание больших импульсных токов (БИТ) смещения $i_s(t)$ через изоляцию силовых конденсаторов, входящих в состав ВКБ, при электрическом разряде на нагрузку предварительно заряженных ВКБ в цепях кабельно-проводниковой продукции с БИТ проводимости $i_0(t)$, АВП которых равны АВП соответствующих БИТ смещения $i_s(t)$ [8]. Так как любые электрические токи, в том числе и токи смещения $i_s(t)$, должны быть замкнутыми физическими образованиями, то применительно к указанному случаю для электрического разряда ВКБ логично предположить, что ток смещения $i_s(t)$ отдельных конденсаторов ВКБ и данной батареи в целом замыкается посредством металлических проводников, образующих их единую разрядную электрическую цепь. В этой связи из равенства в рассматриваемой разрядной цепи ВКБ токов смещения $i_s(t)$ и проводимости $i_0(t)$ вытекает и равенство их плотностей $\delta_s(t)$ и $\delta_0(t)$ в токнесущей части этой электрической цепи. Именно на это указывают и приведенные в [11] электродинамические соотношения, из которых для металлического проводника с током $i_0(t)$ следует электрофизическое условие $\gamma_0 \approx 2\pi f_0 \epsilon_0 \epsilon_r$, соответствующее (2).

Необходимо отметить, что в соответствии с полученными формулами (8) и (11) при использованной нами аналитической зависимости электрофизического параметра $\epsilon_r(f_0)$ согласно (2) из [11] для немагнитных металлов (сплавов) рассматриваемого цилиндрического проводника плотность $\delta_s(t)$ тока смещения $i_s(t)$ в них (этих проводящих материалах) не зависит от частоты колебаний f_0 тока проводимости $i_0(t)$ и напряженностей воздействующего на них ЭМП со стоячими поперечными ЭМВ. Этим металлы (сплавы) принципиально отличаются от таких диэлектрических сред, как вакуум и воздух, где относительная диэлектрическая проницаемость равна $\epsilon_r = 1$ и где по (1) плотность $\delta_s(t)$ тока смещения $i_s(t)$ будет прямо пропорциональна частоте f_0 изменения компонент напряженностей электрического и магнитного полей в распространяющихся в них бегущих ЭМВ [2]. Согласно (1) в таких изоляционных средах, где распространяются бегущие ЭМВ [13], в которых

напряженности ЭМП синфазны (фазовый сдвиг между напряженностями электрического и магнитного полей в таких ЭМВ равен нулю [2]), за счет повышения частоты f_0 колебаний электрического тока проводимости $i_0(t)$ в излучающей цепи высоковольтного генератора высокочастотных ЭМВ и соответственно резкого возрастания в них производной $\partial E(t)/\partial t$ могут быть достигнуты и высокие уровни плотности $\delta_s(t)$ тока смещения $i_s(t)$ и самого тока смещения $i_s(t)$ в подобных изоляционных средах. Например, для таких диэлектрических сред при изменении напряженности электрического поля в бегущей ЭМВ по закону, описываемому временной зависимостью $E(t) = E_m \sin(2\pi f_0 t)$, где E_m – амплитуда напряженности электрического поля, при $E_m = 2$ МВ/м и $f_0 = 10^9$ Гц уровень плотности $\delta_s(t)$ тока смещения $i_s(t)$ по (1) в вакууме (воздухе) составит численное значение, равное около $0,11$ МА/м². Так как в данных диэлектрических средах электрические токи проводимости $i_0(t)$ практически отсутствуют ($\delta_0(t) \approx 0$), а взаимной компенсации однонаправленных плотностей $\delta_s(t)$ тока смещения $i_s(t)$ (соответственно и самого тока смещения $i_s(t)$) на полуволнах бегущих ЭМВ не происходит, то в соответствии с выражениями (12) и (18) при отсутствии токов проводимости ($i_0(t) = 0$) напряженности ЭМП в бегущих в них (этих средах) ЭМВ будут определяться лишь током смещения $i_s(t)$. За счет этой особенности и обеспечивается в современной радиотехнике высокочастотная передача электромагнитной энергии на сверхдальние расстояния в воздушном и космическом пространствах [4, 13]. Кстати, на высоких уровнях плотности $\delta_s(t)$ тока смещения $i_s(t)$ в атмосферном воздухе основывались и многие поразительные для специалистов физические эксперименты выдающегося сербско-американского электротехника Николы Теслы [1] в области высокочастотной техники высоких и сверхвысоких электрических напряжений.

Так все же какое физическое «лицо» имеет указанный выше ток смещения $i_s(t)$ и его рассмотренная нами плотность $\delta_s(t)$ или в виде какого электрофизического «образа» их можно нам представлять? С учетом изложенного выше электрофизического материала из области теории ЭМП эти важные для электродинамики физические понятия можно трактовать как особую форму переменного (импульсного) ЭМП, одновременно способную как к обеспечению с помощью порождаемых ею стоячих поперечных ЭМВ соленоидальности (замкнутости) полного переменного электрического тока в сплошных проводящих средах, так и к передаче на дальние

расстояния с помощью создаваемых ею же бегущих поперечных ЭМВ потоков электромагнитной энергии в сплошных диэлектрических средах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Впервые с привлечением классической теории ЭМП Максвелла и фундаментальных основ квантовой физики с учетом разработанной приближенной модели частотной зависимости относительной диэлектрической проницаемости $\epsilon_r(f_0)$ для немагнитных изотропных металлов (сплавов), для которых выполняется равенство плотностей тока проводимости и тока смещения, выполнен оценочный расчет плотности $\delta_s(t)$ тока смещения $i_s(t)$ в немассивном цилиндрическом проводнике конечных размеров (радиусом r_0 и длиной $l_0 \gg r_0$) с указанными проводящими материалами и переменным (импульсным) аксиальным током проводимости $i_0(t)$ частотой колебаний f_0 при различных АВП, в котором одновременно распространяются квантованные (дискретные) стоячие продольные электронные волны де Бройля длиной λ_{nz} , являющиеся по существу квантованными (дискретными) стоячими продольными волнами тока проводимости $i_0(t)$ и соответственно его макроскопической плотности $\delta_0(t)$ тока, а также квантованные (дискретные) стоячие поперечные ЭМВ длиной λ_r . Без учета указанной зависимости $\epsilon_r(f_0)$ и волнового характера протекающих в рассматриваемом проводнике квантованных электрофизических процессов, вызванных дрейфом его свободных электронов, выполнение этого оценочного расчета продольной плотности $\delta_s(t)$ тока смещения $i_s(t)$ и определение ее влияния на протекание электромагнитных процессов в исследуемом проводнике было ранее невозможным.

2. Для синусоидального закона изменения во времени t тока проводимости $i_0(t)$ с частотой f_0 его колебаний в рассматриваемом проводнике теоретически показано, что в указанных проводящих материалах проводника возникающие на его наружной цилиндрической поверхности ($r = r_0$) наиболее интенсивные квантованные ($n = 1$) продольные волны (полуволны) плотности $\delta_s(t)$ тока смещения $i_s(t)$ в пределах каждой четверти ($\lambda_{nz}/4$) квантованной длины волны λ_{nz} плотности $\delta_0(t)$ тока проводимости $i_0(t)$, характеризуемой своей амплитудой δ_{0m} , направлены в противоположные друг относительно друга стороны и имеют одинаковые по модулю амплитудные значения, не превышающие уровня δ_{0m} . По этой причине алгебраическая сумма квантованных продольных волн (полуволн) длиной λ_{nz} ($\lambda_{nz}/2$) плотностей $\delta_s(t)$ тока смещения $i_s(t)$

(соответственно и самого тока смещения $i_s(t)$), протекающих в продольном направлении исследуемого проводника вдоль его наружной цилиндрической поверхности, будет всегда равна нулю. Установлено, что частота колебаний f_0 тока проводимости $i_0(t)$ в проводнике не влияет на АВП плотности $\delta_s(t)$ тока смещения $i_s(t)$ в нем. Продольные волны (полуволны) плотности $\delta_s(t)$ тока смещения $i_s(t)$ в немагнитном металле (сплаве) проводника пространственно сдвинуты (смещены) на длину $\lambda_{nz}/4 = l_0/(2n)$ относительно продольных волн (полуволн) макроскопической плотности $\delta_0(t)$ тока проводимости $i_0(t)$, распространяющихся в его токонесущем материале.

3. Полученные результаты для квантованных (дискретных) пространственно-волновых распределений продольных волн (полуволн) плотности $\delta_s(t)$ тока смещения $i_s(t)$ в исследуемом проводнике позволяют заключить, что возникающие в его немагнитном однородном металле (сплаве) указанные волны (полуволны) плотности $\delta_s(t)$ тока смещения $i_s(t)$ и самого тока смещения $i_s(t)$ непосредственного прямого влияния как на АВП протекающего по проводнику переменного (импульсного) аксиального тока проводимости $i_0(t)$ и его макроскопической плотности $\delta_0(t)$ тока, так и соответственно на АВП распределенных в его немагнитном проводящем материале квантованных (дискретных) напряженностей продольного электрического $E_{nz}(z, r, t)$ и азимутального магнитного $H_m(z, r, t)$ полей не оказывают. Поэтому напрямую в электродинамических расчетах переменных (импульсных) электромагнитных процессов, протекающих как в металлическом проводнике, так и в электрической цепи, с ним связанной, влияние продольных волн (полуволн) плотности $\delta_s(t)$ тока смещения $i_s(t)$ и самого тока смещения $i_s(t)$ можно не учитывать и этими физическими величинами можно пренебречь.

4. Следует подчеркнуть важную электрофизическую роль рассмотренных для немагнитного металлического проводника с переменным (импульсным) аксиальным током проводимости $i_0(t)$ продольных волн (полуволн) плотности $\delta_s(t)$ тока смещения $i_s(t)$ и самого тока смещения $i_s(t)$ в обеспечении недопущения в изотропном металле (сплаве) исследуемого проводника пространственных разрывов (обрывов) полного электрического тока $i_t(t)$ для его протекания в нем (соответственно и в цепи, в которую он включен) при пространственных переходах тока проводимости $i_0(t)$ и его плотности $\delta_0(t)$ через свои нулевые значения. Именно в эти критические моменты волнового распространения по металлу (сплаву) проводника тока проводимости $i_0(t)$ волны (полуволны) плотности $\delta_s(t)$ тока

смещения $i_s(t)$ (соответственно самого тока смещения $i_s(t)$) и «подключаются» к сохранению процесса распространения вдоль него стоячих поперечных ЭМВ и полного тока $i_t(t)$, делая его непрерывным. Этим электрофизическим участием в электромагнитном процессе волны (полуволны) плотности $\delta_s(t)$ тока смещения $i_s(t)$ и самого тока смещения $i_s(t)$ сохраняют соленоидальность (замкнутость) полного электрического тока $i_t(t) = i_0(t) + i_s(t)$ в рассматриваемом проводнике и его электрической цепи.

5. Учитывая, что усредненные по длине l_0 рассматриваемого проводника значения плотности $\delta_s(t)$ тока смещения $i_s(t)$ и самого тока смещения $i_s(t)$ всегда равны нулю, а в его металле (сплаве) среднее за период колебаний $T_0 = 1/f_0$ тока смещения $i_s(t)$, равный аналогичному периоду колебаний $T_0 = 1/f_0$ тока проводимости $i_0(t)$ и его плотности $\delta_0(t)$, значение модуля вектора Пойнтинга с напряженностями продольного электрического и азимутального магнитного полей в составе стоячих поперечных ЭМВ, вызываемых плотностью $\delta_s(t)$ тока смещения $i_s(t)$ и самим током смещения $i_s(t)$, также равно нулю, то следует обоснованно считать, что указанные величины $\delta_s(t)$ и $i_s(t)$ не будут вызывать выделения в металлическом проводнике тепловых (джоулевых) потерь электромагнитной энергии.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Баранов, М.И., *Избранные вопросы электрофизики. Монография в 4-х томах. Том 1: Электрофизика и выдающиеся физики мира.* Харьков: НТУ «ХПИ», 2008. 252 с.
2. Кузьмичев, В.Е., *Законы и формулы физики.* Киев: Наукова думка, 1989. 864 с.
3. Нейман, Л.Р., Демирчян, К.С., *Теоретические основы электротехники: Учебник для вузов в 2-х томах.* Том 2. Л.: Энергоиздат, 1981. 416 с.
4. Яворский, Б.М., Детлаф, А.А., *Справочник по физике.* М.: Наука, 1990. 624 с.
5. Баранов, М.И., Новые физические подходы и механизмы при изучении процессов формирования и распределения электрического тока проводимости в проводнике, *Технічна електродинаміка*, 2007, № 1, с. 13.
6. Баранов, М.И., Теоретические и экспериментальные результаты исследований по обоснованию существования в микроструктуре металлического проводника с током электронных дебройлевских полуволн, *Електротехніка і електромеханіка*, 2014, № 3, с. 45. doi: 10.20998/2074-272X.2014.3.09.

7. Баранов, М.И., Основные характеристики волнового распределения свободных электронов в тонком металлическом проводнике с импульсным током большой плотности, *Электричество*, 2015, № 10, с. 20.
8. Baranov, M.I. and Rudakov, S.V., Calculation-experimental method of research in a metallic conductor with the pulse current of electronic wavepackages and de Broglie electronic half-waves, *Electr. Eng. Electromech.*, 2016, no. 6, p. 45. doi: 10.20998/2074-272X.2016.6.08.
9. Меерович, Э.А., Мейерович, Б.Э., *Методы релятивистской электродинамики в электротехнике и электрофизике*. М.: Энергоатомиздат, 1987. 232 с.
10. Кухлинг, Х., *Справочник по физике*. М.: Мир, 1982. 520 с.
11. Баранов, М.И., Расчетная оценка относительной диэлектрической проницаемости проводниковых немагнитных материалов при воздействии на них переменного тока проводимости, *ЭОМ*, 2022, № 5, с. 19.
12. Баранов, М.И., Особенности распространения стоячих электромагнитных и электронных волн в металлическом проводнике с электрическим переменным током проводимости, *ЭОМ*, 2021, № 6, с. 72.
13. Никольский, В.В., Никольская, Т.И., *Электродинамика и распространение радиоволн: Учебное пособие для вузов*. М.: Наука, 1989. 544 с.
14. *Электротехнический справочник. Производство и распределение электрической энергии*. Том 3, книга 1. М.: Энергоатомиздат, 1988. 880 с.
15. Кнопфель, Г., *Сверхсильные импульсные магнитные поля*. М.: Мир, 1972. 391 с.

Summary

The results of approximate calculations of the density $\delta_s(t)$ of the displacement current $i_s(t)$ and the estimation of its influence on electromagnetic processes in the homogeneous non-magnetic metals (alloys) of a continuous cylindrical conductor of finite sizes (radius r_0 and length $l_0 \gg r_0$) with an electric variable (pulse) axial current $i_0(t)$ of different amplitude and temporal parameters. The theoretical data obtained for the quantized (discrete) spatio-temporal distributions of standing longitudinal waves (half waves) of the displacement current $i_s(t)$ at density $\delta_s(t)$ in the indicated conductor leads to the following conclusion. In the electrodynamic calculations of variable (pulse) electromagnetic processes that occur both in this conductor and in an electric circuit in it, it is possible to neglect the influence of longitudinal waves (half waves) of the displacement current $i_s(t)$ at density $\delta_s(t)$ and of the displacement current $i_s(t)$ itself at the practical field calculations. It is found that the waves (half waves) of the displacement current $i_s(t)$ at density $\delta_s(t)$ and of the displacement current $i_s(t)$ maintain solenoidality of the total electric current of $i_i(t) = i_0(t) + i_s(t)$ in the conductor and its circuit. The calculations has shown that the displacement current $i_s(t)$ and its density $\delta_s(t)$ in a non-magnetic metal (alloy) of the studied conductor do not lead to thermal (joule) energy losses.

Keywords: non-magnetic metallic conductor, electric alternating current, displacement current, displacement current density, standing electromagnetic waves, thermal energy losses, calculation