

М.И. Баранов

## КВАНТОВО-ВОЛНОВАЯ ПРИРОДА ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА В МЕТАЛЛИЧЕСКОМ ПРОВОДНИКЕ И ЕЕ НЕКОТОРЫЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ МАКРОПРОЯВЛЕНИЯ

*Представлені результати теоретичних і експериментальних досліджень хвильового подовжнього і радіального розподілів вільних електронів, що дрейфують, в круглому однорідному металевому провіднику з імпульсним аксіальним струмом свідчать про квантово-хвильовий характер протікання електричного струму провідності в даному провіднику, що приводить до виникнення в його внутрішній структурі явища квантованої періодичної макролокалізації вільних електронів.*

*Представленные результаты теоретических и экспериментальных исследований волнового продольного и радиально-го распределений дрейфующих свободных электронов в круглом однородном металлическом проводнике с импульсным аксиальным током свидетельствуют о квантово-волновом характере протекания электрического тока проводимости в рассматриваемом проводнике, приводящем к возникновению в его внутренней структуре явления квантованной периодической макролокализации свободных электронов.*

### ВВЕДЕНИЕ

Как известно, согласно классическим научным положениям теории электричества ток проводимости в металлическом проводнике представляет собой направленное перемещение коллективизированных свободных электронов в его внутренней кристаллической микроструктуре [1]. Кроме того, в нерелятивистской физике известно и то, что свободные электроны как элементарные частицы образуются из валентных электронов квантовым образом энергетически возбужденных атомов твердого материала проводника [2]. В металлическом проводнике всегда существует огромное количество свободных электронов с массой покоя  $m_e=9,108 \cdot 10^{-31}$  кг и объемной плотностью (концентрацией)  $n_e$ , численно составляющей для основных проводниковых материалов величину, равную порядка  $10^{29} \text{ м}^{-3}$  [2, 3]. В случае, когда металлический проводник своими концами не включен в электрическую цепь с источником электропитания, то его свободные электроны перемещаются в трехмерном межатомном пространстве проводника хаотично. При приложении же к металлическому проводнику неизменяющейся или произвольно изменяющейся во времени  $t$  разности электрических потенциалов (электрического напряжения) данные элементарные носители электричества начинают в нем направленно дрейфовать (в одну сторону при приложенном постоянном и импульсном униполярном электрическом напряжении или в обе стороны при приложенном к нему переменном биполярном электрическом напряжении внешнего источника электропитания). Именно данный дрейф свободных электронов проводника и будет определять протекающий по нему электрический ток проводимости.

Не менее известным научным положением в области классической и квантовой физики является то, что электроны как элементарные частицы, имеющие соответственно корпускулярные свойства, обладают также и волновыми свойствами [2-4]. Этот факт как раз наглядно демонстрирует нам их дуалистичность (двойственность). Хорошо известно, что корпускулярно-волновой дуализм электронов удовлетворяет фундаментальному принципу дополнителности, сформулированному в XX веке выдающимся датским физиком-теоретиком Нильсом Бором [2, 3]. Поэтому электрический ток проводимости в металлическом

проводнике представляет распространение электронных (дебройлевских) волн длиной  $\lambda_e$  в межатомном пространстве его кристаллического материала [2-4]. Причем, для длины  $\lambda_e$  электронной волны в металле проводника выполняется фундаментальное соотношение из области волновой механики выдающегося французского физика-теоретика Луи де Бройля [3]:

$$\lambda_e = h / (m_e v_e), \quad (1)$$

где  $h=6,626 \cdot 10^{-34}$  Дж·с – постоянная Планка;  $v_e$  – скорость дрейфа электрона в материале проводника.

Усредненная скорость  $v_e$  дрейфа свободных электронов в металле проводника с током  $i_0(t)$  определяется из следующего классического соотношения [2]:

$$v_e = \delta_0 / (e_0 n_e), \quad (2)$$

где  $\delta_0$  – плотность электрического тока в проводнике;  $e_0=1,602 \cdot 10^{-19}$  Кл – электрический заряд электрона.

Что касается скорости  $v_{em}$  хаотичного (теплого) движения свободных электронов в металле проводника без тока, определяемой согласно квантовой статистике Ферми-Дирака энергией Ферми  $E_F$ , то она для меди принимает численное значение около  $1,6 \cdot 10^6$  м/с [5]. Подставив это значение скорости  $v_{em}$  в (1), находим, что ей будет соответствовать длина  $\lambda_e$  электронной волны в медном токопроводе, равная примерно  $0,5 \cdot 10^{-9}$  м. Видно, что в этом случае величина  $\lambda_e$  будет несоизмеримо малой по сравнению с геометрическими макроразмерами реальных проводников, участвующих в передаче электрической энергии. В этой связи для свободных электронов, перемещающихся в межатомном пространстве твердого макропроводника с указанной тепловой скоростью  $v_{em}$ , их волновые свойства не будут играть существенной роли и соответственно оказывать заметного влияния на протекающие в нем электрофизические процессы.

Из (1) и (2) при  $\delta_0=10^6$  А/м<sup>2</sup> для медного проводника ( $n_e=16,86 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$ ;  $v_e=0,37 \cdot 10^{-4}$  м/с [6]) находим, что величина длины  $\lambda_e$  электронной волны в нем будет составлять уже значение, равное около 19,6 м. При больших значениях  $\delta_0$ , характерных для высоковольтных электрических цепей высоковольтной техники (при плотностях тока  $10^9$  А/м<sup>2</sup> и более) [6, 7], длина  $\lambda_e$  дебройлевской волны в основных металлах токонесящих частей изолированных проводов и кабелей

© М.И. Баранов

(меди и алюминии, для которых  $v_e \geq 37 \cdot 10^{-3}$  м/с) будет принимать значение около 19,6 мм и менее. Это обстоятельство является определяющим для электрофизиков при экспериментальном изучении в весьма ограниченных условиях высоковольтной научной лаборатории волновых процессов, сопровождающих формирование и распространение тока проводимости  $i_0(t)$  в металлических проводниках, реальная длина которых при этом может не превышать 1 м. Приведенные выше оценочные данные свидетельствуют о том, что из-за относительно малых значений скоростей дрейфа  $v_e$  свободных электронов (значительно меньше 1 м/с) в основных проводниковых материалах токопроводов длины  $\lambda_e$  электронных волн в них становятся соизмеримыми с их габаритными макроразмерами (длиной, шириной, высотой или диаметром). Поэтому для прикладного электротехнического случая, связанного с протеканием электрического тока различного вида (постоянного, переменного или импульсного) по металлическим проводникам, волновые свойства дрейфующих по ним свободных электронов начинают играть существенную роль в процессах пространственного распределения в них этих носителей электричества и соответственно джоулева **тепловыделения**.

Из области математической физики (например, для краевых задач о механических колебаниях струны или мембраны [8]) известно, что аналитическое решение дифференциальных уравнений в частных производных, описывающих большинство физических процессов, обычно представляется собственными функциями, имеющими собственные значения и соответственно собственные числа (например, целые числа  $n=1,2,3,\dots$ ) [9]. Укажем, что в квантовой физике, занимающейся теоретическим изучением поведения различных микрообъектов (например, электронов, протонов, нейтронов и др.) в тех или иных физических полях, описываемого волновыми дифференциальными уравнениями в частных производных, собственные числа  $n$  получили название квантовых чисел [3, 4].

С учетом вышеизложенного и известных фундаментальных научных положений современной физики для реальных физических микрообъектов и элементарных микрочастиц [1-4] становится ясным, что в металлических проводниках с электрическим током проводимости  $i_0(t)$  при определенных условиях и амплитудно-временных параметрах (АВП) указанного тока могут проявляться как волновые, так и квантовые свойства дрейфующих в их проводящем материале свободных электронов. Исследование этих условий и АВП электрического тока проводимости и соответственно изучение его квантово-волновой природы и ее возможных как слабоизученных, так и новых макроявлений является на сегодня в области теоретической электротехники и электрофизики и прикладной электродинамики актуальной научной задачей.

## 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ИССЛЕДОВАНИЯ КВАНТОВО-ВОЛНОВОЙ ПРИРОДЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА В МЕТАЛЛИЧЕСКОМ ПРОВОДНИКЕ

Рассмотрим далее упрощенный случай, когда по тонкому прямолинейному круглому сплошному цилиндрическому проводнику радиусом  $r_0$  и длиной

$l_0 \gg r_0$  протекает аксиальный импульсный ток  $i_0(t)$  произвольных АВП с большой плотностью (рис. 1).

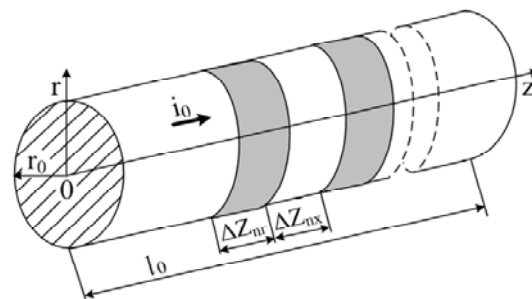


Рис. 1. Схематический вид исследуемого металлического проводника радиусом  $r_0$  и длиной  $l_0$  с аксиальным импульсным током  $i_0(t)$  большой плотности  $\delta_0(t)$ , содержащего квантовые относительно "горячие" шириной  $\Delta z_{гр}$  и "холодные" шириной  $\Delta z_{хл}$  продольные проводящие участки

Принимаем, что радиус  $r_0$  нашего проводника меньше толщины токового скин-слоя в его изотропном материале, а протекающий по нему ток  $i_0(t)$  распределен по его поперечному сечению  $S_0$  с усредненной в нем плотностью  $\delta_0(t) = i_0(t)/S_0$ . Влиянием дрейфующих свободных электронов друг на друга и ионов кристаллической решетки материала проводника на эти коллективизированные электроны пренебрегаем. Используемое нами приближение соответствует известному приближению Хартри-Фока, положенному в основу классической зонной теории металлов [3, 4]. Отметим, что данное одноэлектронное приближение, не учитывающее электронно-ионных взаимодействий во внутренней структуре проводника, неприемлемо для исследования случая идеальной электронной проводимости металлов (явления их сверхпроводимости), когда требуется рассмотрение корреляционного движения электронных пар и для которого характерна сверхтекучесть свободных электронов с присущим ей отсутствием рассеяния электронных волн де Бройля на тепловых колебаниях ионов (фононах) кристаллической решетки металлического проводника [2, 3]. Предположим, что пространственные распределения по координатам  $z$  и  $r$  свободных электронов в материале исследуемого проводника с импульсным током  $i_0(t)$  будут приближенно подчиняться соответствующим одномерным волновым уравнениям Шредингера [3]. Тогда для рассматриваемых носителей электричества физический смысл будут иметь только их вероятностные характеристики, а понятие местонахождения свободного электрона в металлическом проводнике с импульсным током  $i_0(t)$  нам приходится заменить на понятие вероятности его обнаружения в том или ином элементе цилиндрического объема проводника. Требуется на основе квантовомеханического подхода в приближенном виде описать волновые продольные и радиальные распределения дрейфующих свободных электронов в исследуемом проводнике с импульсным аксиальным током  $i_0(t)$ , установить с их помощью основные признаки квантово-волновой природы этого тока проводимости и выполнить с использованием мощного высоковольтного генератора аperiodических импульсных токов экспериментальную проверку предложенного автором квантовомеханического подхода и некоторых полученных с его помощью результатов приближенного расчета в нем продольного распределе-

ния электронных волн де Бройля и обусловленных их рассеянием на тепловых колебаниях ионов кристаллической решетки металлического проводника особенно-стей его температурного поля.

## 2. ПРИБЛИЖЕННОЕ РЕШЕНИЕ ДЛЯ ВОЛНОВОГО ПРОДОЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПРОВОДНИКЕ С ТОКОМ

Ранее в [6, 10, 11] автором на основе решения нерелятивистского одномерного временного волнового уравнения Шредингера, являющегося дифференциальным уравнением в частных производных и определяющего динамическое распространение в пространстве и времени  $t$  той или иной плоской волны вещества, было показано, что в металлическом проводнике с импульсным аксиальным током  $i_0(t)$  квантованная волновая  $\psi_{nz}$ -функция, описывающая в первом приближении продольно-временное распределение в его микроскопической структуре нерелятивистских дрейфующих свободных электронов, имеет вид:

$$\psi_{nz}(z, t) = A_{0z} \cdot \sin(k_{nz}z) \cdot (\cos \omega_{enz}t - i \sin \omega_{enz}t), \quad (3)$$

где  $A_{0z} = [2/(l_0 S_0)]^{1/2}$  – амплитуда  $n$  – моды собственной продольной волновой функции  $\psi_{nz}(z, t)$  с квантованной круговой частотой  $\omega_{enz} = \pi n^2 \hbar / (4m_e l_0^2)$ ;  $k_{nz} = \pi n / l_0$  – квантованное продольное волновое число;  $z$  – текущее значение продольной координаты в материале проводника;  $i = (-1)^{1/2}$  – мнимая единица;  $n = 1, 2, 3, \dots, n_m$  – целое квантовое число, равное номеру моды собственной волновой пси-функции  $\psi_{nz}(z, t)$ ;  $n_m$  – максимальное значение квантового числа  $n$ .

Из анализа стационарного волнового уравнения Шредингера и его граничных условий, использованных в [10, 11] при получении (3), следует, что в рассматриваемом нами проводнике дрейфующие свободные электроны распределяются вдоль его продольной оси  $OZ$  так, что на длине  $l_0$  проводника всегда умещается целое квантовое число  $n$  волновых пси-функций  $\psi_{nz}(z, t)$  для данных электронов или электронных полу-волн де Бройля, удовлетворяющих соотношению [12]:

$$n \lambda_{enz} / 2 = l_0, \quad (4)$$

где  $\lambda_{enz} = \hbar / (m_e v_{enz})$  – квантованная длина продольной волны свободного электрона, равная длине стоячей волны де Бройля [3];  $v_{enz} = \omega_{enz} \lambda_{enz} / \pi = \hbar / (2m_e l_0)$  – квантованная продольная скорость дрейфующего свободного электрона [10].

Исходя из (4), нам можно сформулировать следующее **правило квантования I** продольных волновых функций  $\psi_{nz}(z, t)$  или электронных (дебройлевских) волн в исследуемом проводнике с током  $i_0(t)$  произвольных АВП: *на длине  $l_0$  металлического проводника с электрическим током  $i_0(t)$  различных видов и АВП должно укладываться целое квантовое число  $n$  плоских электронных полу-волн де Бройля длины  $\lambda_{enz}/2$ .*

Согласно [13] для определения в (1) значения квантового числа  $n_m$  при выборе волновых функций  $\psi_{nz}(z, t)$ , квадрат модуля которых определяет плотность вероятности нахождения свободных электронов в том или ином месте межатомного пространства проводника [3], можно использовать следующую формулу:

$$n_m = 2n_k^2, \quad (5)$$

где  $n_k$  – главное квантовое число, равное числу электронных оболочек в каждом идентичном атоме ме-

талла рассматриваемого проводника и соответственно номеру периода в периодической системе химических элементов Д.И. Менделеева, которому этот металл исследуемого проводника принадлежит [2].

В пользу приближенного выбора по (5) максимального значения квантового числа  $n$  может свидетельствовать [2, 3]: во-первых, наличие у твердого вещества (металла) проводника широкой области поглощения внешнего электромагнитного излучения, потенциально приводящей к определенным различиям в электронно-энергетических конфигурациях отдельных атомов материала проводника; во-вторых, выполнение для электронных конфигураций атомов материала проводника фундаментального принципа Паули (каждое энергетическое состояние в атоме вещества может быть занято только одним электроном [3, 4]), согласно которому квантовое число  $n_m$  может указывать на наибольшее число энергетических состояний валентных электронов указанных атомов.

Суперпозиция квантованных (дискретных) мод волновых функций  $\psi_{nz}(z, t)$  для каждого из значений квантового числа  $n = 1, 2, 3, \dots$  и каждого дрейфующего свободного электрона в материале исследуемого проводника с импульсным током  $i_0(t)$  аналогично широко известному в физике (волновой оптике) явлению интерференции (наложения) когерентных волн (волн, согласованно изменяющихся во времени) [2, 3] приводит к формированию во внутренней проводящей структуре проводника квантованных волновых электронных пакетов (ВЭП) [3, 14]. Физическими аргументами в пользу наступления такого наложения волновых функций  $\psi_{nz}(z, t)$  в проводящем материале проводника является: во-первых, когерентность продольных (но по своей физической сути поперечных и линейно поляризованных) электронных волн в проводнике для рассматриваемых носителей электричества; во-вторых, выполнение согласно (4) необходимых основных условий максимального усиления и ослабления когерентных продольных электронных волн при их наложении [3]. Так как квантованные длины  $\lambda_{enz}$  электронных волн во внутренней структуре проводника с током  $i_0(t)$  характеризуются макроскопическими величинами (см. раздел Введение), то и геометрические размеры ВЭП будут также носить макроскопический характер. Порядок размытости границ квантованных ВЭП вдоль проводника (порядок интерференции [3] квантованных продольных электронных волн проводника) будет определяться степенью монохроматичности квантованных электронных волн де Бройля и соответственно квантованных волновых функций  $\psi_{nz}(z, t)$ . Для наблюдения в металлических проводниках с электрическим током  $i_0(t)$  интерференции квантованных продольных электронных волн большого порядка или ВЭП с четкими границами эти волны должны быть практически монохроматичными. В зонах ВЭП будет происходить резкое возрастание (усиление) рассматриваемых волновых функций  $\psi_{nz}(z, t)$ , а вне их ширины – уменьшение (ослабление) соответствующих выражению (3) продольных пси-функций  $\psi_{nz}(z, t)$  [14]. В связи с тем, что квадрат модуля квантованных волновых функций (например, пси-функций  $\psi_{nz}(z, t)$  согласно (3) до их интерференции) соответствует плотности вероятности (например, вида  $\rho_{we} = [2/(l_0 S_0)] \sin^2(\pi n z / l_0)$  до интерференции указанных

волновых функций) пребывания в том или ином месте проводника дрейфующих свободных электронов, то в зонах квантованных ВЭП ("горячих" продольных участков) проводника с током  $i_0(t)$  будет наблюдаться увеличение плотности  $n_{ez}$  дрейфующих свободных электронов по сравнению с их первоначальной плотностью  $n_{e0}$  (до протекания по проводнику электрического тока), а вне зон квантованных ВЭП (для "холодных" продольных участков проводника) – уменьшение плотности  $n_{ex}$  дрейфующих свободных электронов. В [6, 15] автором было показано, что при  $n=n_m$  для металлического проводника с током выполняется приближенное соотношение  $n_{ez}/n_{ex} \approx 4/(\pi-2) \approx 3,5$ . Именно указанное продольное изменение плотности  $n_e$  дрейфующих свободных электронов в проводящем материале проводника и приводит к пространственному перераспределению выделяемой в нем удельной тепловой энергии. В зонах квантованных ВЭП (в области "горячих" продольных участков) с повышенной плотностью  $n_{ez}$  дрейфующих свободных электронов плотность тепловой энергии будет увеличиваться, а вне зон квантованных ВЭП (в области "холодных" продольных участков) с пониженной плотностью  $n_{ex}$  дрейфующих свободных электронов плотность тепловой энергии будет уменьшаться [15, 16]. Эта впервые теоретически установленная автором для металлического проводника с электрическим током  $i_0(t)$  **особенность тепловыделения** находится в полном согласии с известным классическим положением о том, что при наложении когерентных плоских электромагнитных волн в местах их интерференционных максимумов плотность электромагнитной энергии увеличивается, а в местах их интерференционных минимумов плотность электромагнитной энергии уменьшается [2-4].

Далее необходимо указать, что отмеченное выше изменение плотности  $n_e$  дрейфующих свободных электронов вдоль продольной оси  $OZ$  исследуемого проводника с током  $i_0(t)$  согласно полученным квантованным волновым функциям  $\psi_{nz}(z,t)$  по (3) и правилу их квантования (4) будет носить периодический характер, соответствующий порядку чередования образующихся вдоль проводника его относительно "горячих" и "холодных" продольных участков. При этом "горячие" продольные участки шириной  $\Delta z_{nz}$  будут размещаться в зонах образования ВЭП проводника, а "холодные" внутренние продольные участки шириной  $\Delta z_{nxk}$  – между зонами ВЭП (см. рис. 1) [6]. На концах проводника (в местах их подключения к силовой электрической цепи с переменным (постоянным) током  $i_0(t)$  или высоковольтному генератору биполярного (униполярного) импульсного тока большой плотности  $\delta_0$ ) между крайними ВЭП и обоими концами проводника будут размещаться "холодные" крайние продольные участки шириной  $\Delta z_{nxk}$  [6]. Продольные координаты середин зон крайних ВЭП или середин ширин  $\Delta z_{nz}$  "горячих" крайних продольных участков проводника могут быть рассчитаны по формуле [17]:

$$z_{nk} = l_0 / (2n). \quad (6)$$

Что касается квантованных продольных координат середин "горячих" внутренних продольных участков, то расстояния между ними и серединами "горячих" крайних продольных участков с координатами по (6) определяются из следующего выражения [17]:

$$z_{nb} = l_0 / n. \quad (7)$$

Из (6) и (7) следует, что центры ВЭП и "горячих" продольных участков исследуемого проводника четко соответствуют амплитудам квантованных волновых функций  $\psi_{nz}(z,t)$  или квантованных электронных полуволн де Бройля длиной  $\lambda_{enz}/2$ , определяемой по (4). При этом для крайних зон рассматриваемого проводника с током будет выполняться соотношение [17]:

$$\lambda_{enz} / 2 = \Delta z_{nz} + 2 \Delta z_{nxk} = l_0 / n. \quad (8)$$

Для внутренних зон проводника с током  $i_0(t)$  будет справедливо квантованное соотношение вида [17]:

$$\lambda_{enz} / 2 = \Delta z_{nz} + \Delta z_{nxk} = l_0 / n. \quad (9)$$

Для расчетного определения входящей в (8) и (9) ширины  $\Delta z_{nz}$  "горячих" крайних и внутренних продольных участков используем фундаментальное в квантовой физике (волновой механике) соотношение неопределенностей Гейзенберга [3, 4]. Тогда для минимального значения ширины  $\Delta z_{nz}$  получаем [6, 17]:

$$\Delta z_{nz} = e_0 n_{e0} h (m_e \delta_{0m})^{-1} [8 + (\pi - 2)^2]^{-1}, \quad (10)$$

где  $\delta_{0m}$  – амплитуда усредненной плотности тока  $i_0(t)$ , протекающего в проводнике (в первом приближении  $\delta_{0m} = I_{0m} / S_0$ );  $I_{0m}$  – амплитуда тока  $i_0(t)$  проводника.

С учетом (8) и (10) для расчетного значения квантованной ширины  $\Delta z_{nxk}$  "холодных" крайних продольных участков проводника с током  $i_0(t)$  имеем [6]:

$$\Delta z_{nxk} = 0,5 [l_0 / n - e_0 n_{e0} h (m_e \delta_{0m})^{-1} [8 + (\pi - 2)^2]^{-1}]. \quad (11)$$

Из (9) и (10) для квантованной ширины "холодных" внутренних продольных участков рассматриваемого проводника с током  $i_0(t)$  получаем [17]:

$$\Delta z_{nxk} = l_0 / n - e_0 n_{e0} h (m_e \delta_{0m})^{-1} [8 + (\pi - 2)^2]^{-1}. \quad (12)$$

Из атомной физики известно, что значение первоначальной плотности  $n_{e0}$  свободных электронов в металле проводника, входящее в (10)–(12), равно концентрации его атомов  $N_0$ , умноженной на его валентность, определяемую числом неспаренных электронов на внешних (валентных) электронных слоях атомов материала проводника (например, для меди, цинка и железа валентность равна двум [2, 3]). Расчетная величина концентрации  $N_0$  ( $\text{м}^{-3}$ ) атомов в металле проводника с массовой плотностью  $d_0$  до протекания по нему импульсного тока  $i_0(t)$  определяется формулой [3]:

$$N_0 = d_0 (M_a \cdot 1,6606 \cdot 10^{-27})^{-1}, \quad (13)$$

где  $M_a$  – атомная масса материала проводника, входящая в данные периодической системы химических элементов Д.И. Менделеева и практически равная массовому числу ядра атома металла проводника (одна атомная единица массы равна  $1,6606 \cdot 10^{-27}$  кг [2, 3]).

### 3. ПРИБЛИЖЕННОЕ РЕШЕНИЕ ДЛЯ ВОЛНОВОГО РАДИАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПРОВОДНИКЕ С ТОКОМ

Для приближенного описания поведения вероятностным образом движущихся, в том числе и вдоль текущей радиальной координаты  $r$  к наружной поверхности металлического проводника с импульсным аксиальным током  $i_0(t)$ , нерелятивистских дрейфующих свободных электронов воспользуемся ранее полученным автором аналитическим решением соответствующего одномерного временного волнового уравнения Шредингера, имеющим следующий вид [6, 18]:

$$\psi_{nr}(r,t) = A_{0r} \cdot \sin(k_{nr}r) \cdot \exp(-i\omega_{nr}t), \quad (14)$$

где  $A_{0r} = (\pi l_0 r_0 r)^{-1/2}$  – амплитуда собственной радиаль-

ной волновой функции  $\psi_{nr}(r,t)$ ;  $k_{nr}=\pi n/r_0$  – квантованное радиальное волновое число;  $\omega_{enr}=\pi n^2\hbar/(4m_e r_0^2)$  – квантованная круговая частота собственной радиальной волновой функции  $\psi_{nr}(r,t)$ ;  $n=1,2,3,\dots,n_m$  – целое квантовое число, равное номеру моды собственной радиальной волновой пси-функции  $\psi_{nr}(r,t)$ .

Согласно [18] при расчетной оценке квантованных радиальных скоростей  $v_{enr}=\omega_{enr}\lambda_{enr}/\pi$  дрейфующих электронов, где  $\lambda_{enr}=\hbar/(m_e v_{enr})$  – квантованная длина радиальной волны (плоской волны де Бройля) для свободного электрона [3], можно воспользоваться соотношением:

$$v_{enr} = n\hbar/(2m_e r_0). \quad (15)$$

С учетом (14) и того, что  $k_{nr}=2\pi/\lambda_{enr}$  можно записать следующее квантовомеханическое соотношение для радиальных волновых пси-функций и электронных полуволн де Бройля в исследуемом проводнике:

$$n\lambda_{enr}/2 = r_0. \quad (16)$$

Поэтому на основании (16) аналогично (4) **правило квантования II** радиальных волновых функций  $\psi_{nr}(r,t)$  в исследуемом проводнике с импульсным аксиальным током  $i_0(t)$  следует сформулировать в таком виде: *на радиусе  $r_0$  металлического проводника с электрическим током  $i_0(t)$  различных видов и АВП должно укладываться целое квантовое число  $n$  плоских электронных полуволн де Бройля длиной  $\lambda_{enr}/2$ .*

В связи с когерентностью плоских радиальных электронных (дебройлевских) полуволн длиной  $\lambda_{enr}/2$  они, как и продольные электронные полуволны де Бройля длиной  $\lambda_{enz}/2$  в кристаллической микроструктуре проводника, в результате суперпозиции или интерференции (взаимного наложения) будут образовывать вдоль внешнего радиуса  $r_0$  проводника ВЭП. Процесс образования вдоль радиуса  $r_0$  данных ВЭП ("горячих" радиальных участков) будет носить периодический характер, радиальный шаг которого на длине  $\lambda_{enr}/2$  для центральных и наружных зон проводника аналогично (8) может быть представлен в таком виде:

$$\lambda_{enr}/2 = \Delta r_{nz} + 2\Delta r_{nxx} = r_0/n, \quad (17)$$

где  $\Delta r_{nz}$ ,  $\Delta r_{nxx}$  – соответственно ширина относительно "горячих" и "холодных" крайних радиальных участков проводника с импульсным аксиальным током  $i_0(t)$ .

Для внутренних проводящих зон проводника рассматриваемый нами шаг периодизации образования вдоль радиуса  $r_0$  ВЭП может быть записан в виде:

$$\lambda_{enr}/2 = \Delta r_{nz} + \Delta r_{nxx} = r_0/n, \quad (18)$$

где  $\Delta r_{nxx}$  – ширина "холодных" внутренних радиальных участков проводника с импульсным током  $i_0(t)$ .

Для расчетного определения в (17) и (18) величины  $\Delta r_{nz}$  воспользуемся соотношением неопределенностей Гейзенберга применительно к локализующимся на "горячих" радиальных участках (ВЭП) проводника дрейфующих свободных электронов в виде [3]:

$$\Delta r_{nz}\Delta p_{nr} \geq \hbar/(4\pi), \quad (19)$$

где  $\Delta p_{nr}=m_e v_{enr}=\hbar/(2r_0)$  – квантованная радиальная проекция импульса дрейфующих в кристаллической микроструктуре проводника свободных электронов.

Тогда на основании (19) для квантованной минимальной ширины  $\Delta r_{nz}$  "горячих" радиальных участков или ширины квантованных радиальных ВЭП металлического проводника с импульсным аксиальным током  $i_0(t)$  в принятом электрофизическом приближе-

нии получаем следующее расчетное выражение:

$$\Delta r_{nz} = r_0/(2\pi n). \quad (20)$$

Из (20) видно, что ширина  $\Delta r_{nz}$  "горячих" радиальных участков или ширина радиальных ВЭП проводника оказывается как минимум (при  $n=1$ ) в  $2\pi$  раз меньше его внешнего радиуса  $r_0$ . Кстати, такая же математическая зависимость характерна и для квантованной ширины  $\Delta z_{nz}$  "горячих" продольных участков по отношению к длине  $l_0$  проводника с током  $i_0(t)$ .

Используя (17) и (20), для квантованной наибольшей ширины  $\Delta r_{nxx}$  "холодных" крайних радиальных участков исследуемого проводника находим:

$$\Delta r_{nxx} = (2\pi - 1)r_0/(4\pi n). \quad (21)$$

Из (18) и (20) для квантованной наибольшей ширины  $\Delta r_{nxx}$  "холодных" внутренних радиальных участков исследуемого проводника с током  $i_0(t)$  получаем:

$$\Delta r_{nxx} = (2\pi - 1)r_0/(2\pi n). \quad (22)$$

Из соотношений (20)–(22) следует, что "холодные" внутренние радиальные участки металлического проводника с электрическим током по ширине ровно в два раза превышают "холодные" крайние радиальные участки и в  $(2\pi - 1) \approx 5,3$  раз больше (шире) его "горячих" радиальных участков. По аналогии с (6) радиальные координаты середин ширин  $\Delta r_{nz}$  "горячих" крайних радиальных участков проводника равны:

$$r_{nk} = r_0/(2n). \quad (23)$$

Расстояние между серединами ширин "горячих" внутренних и крайних радиальных участков проводника будет определяться квантовым соотношением:

$$r_{nb} = r_0/n. \quad (24)$$

Для "горячих" и "холодных" радиальных участков исследуемого металлического проводника, как и для соответствующих им по названию и рассмотренных чуть выше его продольных участков, будет также выполняться следующая характерная электрофизическая особенность: плотность как дрейфующих свободных электронов, так и плотность тепловой энергии на "горячих" радиальных участках или радиальных ВЭП металлического проводника будет заметно выше, чем на его "холодных" радиальных участках.

Приведенные выше выражения (20)–(24) с учетом заметно отличающихся температур относительно "горячих" и "холодных" радиальных участков однозначно указывают на возможность радиального расслоения проводящих плазменных продуктов, образующихся от круглого цилиндрического металлического проводника при явлении его электрического взрыва (ЭВ). Следует заметить, что эффект радиального расслоения "металлической" плазмы как раз реально и наблюдается при ЭВ даже тонких металлических проволочек [19]. Кроме того, полученные согласно выражениям (4)–(12) и (16)–(24) приближенные расчетные данные могут говорить о том, что возникающие при ЭВ круглых металлических проволочек радиальные фракции указанной плазмы будут примерно в  $l_0/r_0$  раз меньше ее продольных фракций.

#### 4. ЯВЛЕНИЕ КВАНТОВАННОЙ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ МАКРОЛОКАЛИЗАЦИИ СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПРОВОДНИКЕ С ТОКОМ

Расчетная оценка по (10) ширины  $\Delta z_{nz}$  "горячих" крайних и внутренних продольных участков металли-

ческого проводника с импульсным током  $i_0(t)$  показывает, что для медного провода ( $n_{e0}=16,86 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$  [6]) при плотности тока  $\delta_{0m}=2 \text{ А/мм}^2$ , характерной для электрических сетей переменного тока частотой 50 Гц [20], величина  $\Delta z_{nc}$  принимает значение, равное около 1,06 м. При  $\delta_{0m}=200 \text{ А/мм}^2$ , характерной для высоковольтной импульсной техники [5, 7], рассматриваемая ширина  $\Delta z_{nc}$  становится равной уже примерно 10,6 мм. Из этих приведенных нами количественных данных становится понятным, что экспериментально выявить проявление волновых свойств дрейфующих свободных электронов в металлических проводниках можно путем явного обнаружения в них мест формирования макроскопических ВЭП и соответственно "горячих" крайних и внутренних продольных участков, а также проявляющихся на их фоне "холодных" крайних и внутренних продольных участков. Понятным становится и то, что для подобного обнаружения в лабораторных условиях квантованных величин  $\Delta z_{nc}$ ,  $\Delta z_{nxc}$  и  $\Delta z_{nxc}$  соответственно для "горячих" и "холодных" продольных участков проводника необходимо использовать мощное высоковольтное электрооборудование, способное генерировать в электрической цепи с исследуемым металлическим проводником сравнительно большие импульсные токи. Причем, такие токи, протекание которых через металлический проводник вызывало бы интенсивный нагрев его материала и особенно проводящей кристаллической структуры в зоне его квантованных ВЭП.

Приведенные выше в разделах 2 и 3 теоретические результаты указывают на *процессы периодической макролокализации дрейфующих свободных электронов* в зонах продольных и радиальных ВЭП исследуемого проводника с импульсным аксиальным током  $i_0(t)$ . Характерным для данной электронной макролокализации является то, что она носит квантованный характер, математически определяемый согласно выражениям (3) и (14) значением квантового числа  $n$ , а физически – энергетическим состоянием свободных электронов, оказавшихся в микроструктуре материала проводника в момент подачи на него электрического напряжения и начала протекания по нему электрического тока того или иного вида. Поэтому значение квантового числа  $n$  для продольных  $\psi_{nz}(z,t)$  и радиальных  $\psi_{nr}(r,t)$  волновых функций, а также для плоских продольных и радиальных полувольт де Бройля длиной  $\lambda_{enz}/2$  и  $\lambda_{enr}/2$  в микроструктуре металлического провода с импульсным током  $i_0(t)$  будет носить вероятностный (стохастический) характер. Очевидным для автора является то, что практически численное значение квантового числа  $n$  будет всегда равно числу макроскопических "горячих" продольных участков (ВЭП) шириной  $\Delta z_{nc}$ , периодически образующихся вдоль рассматриваемого металлического проводника длиной  $l_0$  с аксиальным током  $i_0(t)$ .

##### 5. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ВОЛНОВОГО ПРОДОЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ И ОСОБЕННОСТЕЙ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ В ПРОВОДНИКЕ С ИМПУЛЬСНЫМ ТОКОМ

Для осуществления опытной проверки представленных в разделах 2 и 3 расчетных результатов кван-

тованных волновых распределений дрейфующих свободных электронов в цилиндрическом проводнике с импульсным аксиальным током  $i_0(t)$  наиболее простым, надежным и соответственно целесообразным путем может служить экспериментальное исследование в нем продольного волнового распределения данных электронов. В проводимых экспериментах используем жестко закрепленный в разрядной цепи высоковольтного генератора импульсных токов ГИТ-5С [22] круглый оцинкованный (с толщиной защитного покрытия  $\Delta_0=5 \text{ мкм}$ ) стальной провод [23], имеющий следующие геометрические характеристики (рис. 2):  $r_0=0,8 \text{ мм}$ ;  $l_0=320 \text{ мм}$ ;  $S_0=2,01 \text{ мм}^2$ . Разряд предварительно заряженной до постоянного зарядного напряжения  $U_{3T}=-3,7 \text{ кВ}$  емкости  $C_T=45,36 \text{ мФ}$  (при запасаемой электрической энергии  $W_T=310 \text{ кДж}$ ) конденсаторной батареи генератора ГИТ-5С обеспечивал протекание через исследуемый стальной провод аperiodического импульса тока  $i_0(t)$ , характеризуемого следующими АВП: амплитудой  $I_{0m}=-745 \text{ А}$ ; временной формой  $t_m/\tau_p=9 \text{ мс}/576 \text{ мс}$ , где  $t_m$  – время, соответствующее токовой амплитуде  $I_{0m}$ , а  $\tau_p$  – полная длительность импульса тока; модулем усредненной плотности импульсного тока, равным  $|\delta_{0m}|=0,37 \text{ кА/мм}^2$  [6].



Рис. 2. Общий вид круглого прямолинейного оцинкованного стального провода ( $r_0=0,8 \text{ мм}$ ;  $l_0=320 \text{ мм}$ ;  $\Delta_0=5 \text{ мкм}$ ;  $S_0=2,01 \text{ мм}^2$ ), размещенного в воздухе над теплозащитным асбестовым полотном, до протекания по нему в разрядной цепи высоковольтного генератора ГИТ-5С аperiodического импульса аксиального тока  $i_0(t)$  большой плотности [6, 17]

На рис. 3 приведены результаты одного из воздействий указанного аperiodического импульса аксиального тока временной формы 9 мс/576 мс на используемый в экспериментах металлический провод.



Рис. 3. Внешний вид теплового состояния оцинкованного стального провода ( $r_0=0,8 \text{ мм}$ ;  $l_0=320 \text{ мм}$ ;  $\Delta_0=5 \text{ мкм}$ ;  $S_0=2,01 \text{ мм}^2$ ) с одним "горячим" (зоной ВЭП шириной  $\Delta z_{nc}=7 \text{ мм}$  посередине провода) и одним "холодным" крайним левым (шириной  $\Delta z_{nxc}=156,5 \text{ мм}$ ; второй "холодный" крайний правый участок подвергся частичной сублимации) продольными участками после протекания по нему аperiodического импульса тока  $i_0(t)$  временной формы 9 мс/576 мс большой плотности ( $I_{0m}=-745 \text{ А}$ ;  $|\delta_{0m}|=0,37 \text{ кА/мм}^2$ ;  $n=1$ ) [6, 17]

Из данных рис. 3 следует, что на длине  $l_0=320 \text{ мм}$  интенсивно нагреваемого униполярным импульсным током ( $|\delta_{0m}|=0,37 \text{ кА/мм}^2$ ) оцинкованного стального провода (для его стального основания согласно (13)

$n_{e0}=2N_0=16,82 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$  [3]) в исследуемом случае имеется один "горячий" продольный участок (одна ярко светящаяся вспученная сферообразная зона ВЭП посередине провода, однозначно указывающая на то, что  $n=1$ ) шириной  $\Delta z_{nc}=7$  мм (при его расчетной ширине по (10) в 5,7 мм) и два крайних "холодных" продольных участка (цилиндрические перешейки по обоим краям провода, один из которых подвергся частичной сублимации) шириной  $\Delta z_{nxc}=156,5$  мм (при их расчетной ширине по (11) в 157,1 мм). Металлографические исследования остывшей посередине провода сферообразной зоны ВЭП показали, что она содержит затвердевшие фракции вскипевшего (вспученного) цинкового покрытия (при температуре кипения для цинка в 907 °С [3]) и расплавленного стального основания провода (при температуре его плавления примерно в 1535 °С [3]). О данном высоком уровне температуры в сферообразной зоне ВЭП (на единственном "горячем" продольном участке провода) свидетельствует ее белый цвет каления (не менее 1200 °С [3]) и обнаруженные под ней прожоги теплозащитного покрытия из хризотил-асбеста толщиной 3 мм с температурой его плавления примерно 1500 °С [3, 6]. На основании полученных в этом случае ( $n=1$ ) опытных данных и выполненных для него расчетных квантовофизических оценок можно заключить, что в кристаллической микроструктуре оцинкованного стального провода происходит суперпозиция квантованных продольных волновых функций  $\psi_{nz}(z,t)$ , моды которых характеризуются одним квантовым числом  $n=1$ . В результате существования в проводе таких мод псифункций на его длине  $l_0=320$  мм уместается лишь одна электронная полуволна де Бройля, для которой выполняется равенство  $\lambda_{enz}/2=320$  мм и в зоне ее амплитуды (при продольной координате по (6)  $z_{nk}=160$  мм) формируется только один ВЭП или один "горячий" продольный участок шириной около  $\Delta z_{nc}=7$  мм.

На рис. 4 показаны опытные результаты очередного воздействия на оцинкованный стальной провод ( $r_0=0,8$  мм;  $l_0=320$  мм;  $\Delta_0=5$  мкм;  $S_0=2,01$  мм<sup>2</sup>) униполярного импульса аксиального тока  $i_0(t)$  временной формы  $t_m/\tau_p=9$  мс/576 мс большой плотности ( $I_{0m}=-745$  А;  $|\delta_{0m}|=0,37$  кА/мм<sup>2</sup>;  $U_{3r}=-3,7$  кВ;  $W_T=310$  кДж [6, 17]). Видно, что в данном опытным случае вдоль интенсивно нагретого стального провода (для его покрытия  $n_{e0}=2N_0=13,08 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$  [3]) размещаются уже четыре ВЭП или четыре "горячих" (опытной шириной  $\Delta z_{nc}=7$  мм при их расчетной по (10) ширине в 5,7 мм) и два внутренних "холодных" (опытной шириной  $\Delta z_{nxc}=26,9$  мм при их расчетной по (12) ширине для  $n=9$  в 29,9 мм) продольных участка. Следует отметить, что здесь пять "горячих", два крайних и шесть внутренних "холодных" продольных участков исследуемого провода подверглись полной сублимации. Наличие в этом экспериментальном случае на испытываемом стальном проводе высокотемпературных зон ВЭП также шириной  $\Delta z_{nc}=7$  мм может свидетельствовать о достоверности расчетной формулы (10).

Согласно (6) продольные координаты  $z_{nk}$  "холодных" крайних продольных участков при этом составили около  $z_{nk}=320$  мм/18=17,8 мм, а расчетные координаты  $z_{nb}$  по (7) для "горячих" продольных участков будут примерно равны 35,6 мм. Величина  $n \cdot z_{nb}$  долж-

на в рассматриваемом случае ( $n=9$ ) приближаться к длине  $l_0=320$  мм исследуемого стального провода. Из полученных расчетных и опытных данных видно, что подобное геометрическое условие выполняется. Результаты последнего опыта также наглядно показывают, что в исследуемом стальном проводе имеет место периодическая макролокализация дрейфующих свободных электронов, вызывающая появление в его проводящей макроструктуре неоднородного периодического продольного температурного поля. Опытный шаг продольной квантованной периодизации такого теплового поля в указанном стальном проводе оказался примерно равным ( $\Delta z_{nxc}+\Delta z_{nc}$ )=31,6 мм и немного меньшим соответствующего соотношениям (8) и (9) расчетного шага, составляющего около  $l_0/n=35,6$  мм.



Рис. 4. Внешний вид рабочего стола генератора ГИТ-5С и теплового состояния оцинкованного стального провода ( $r_0=0,8$  мм;  $l_0=320$  мм;  $\Delta_0=5$  мкм;  $S_0=2,01$  мм<sup>2</sup>) с четырьмя "горячими" (зонами ВЭП шириной  $\Delta z_{nc}=7$  мм) и двумя "холодными" внутренними (шириной  $\Delta z_{nxc}=26,9$  мм) продольными участками после очередного воздействия на него аперiodического импульса тока  $i_0(t)$  временной формы 9 мс/576 мс большой плотности ( $I_{0m}=-745$  А;  $|\delta_{0m}|=0,37$  кА/мм<sup>2</sup>;  $n=9$ ; остальные пять "горячих" и восемь "холодных" продольных участков исследуемого оцинкованного стального провода подверглись полной сублимации) [6, 17]

## 6. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА И ПРИЗНАКИ КВАНТОВО-ВОЛНОВОЙ ПРИРОДЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА В МЕТАЛЛИЧЕСКОМ ПРОВОДНИКЕ

1. Подчинение электрофизических процессов, сопровождающих протекание электрического тока проводимости в металлических проводниках, фундаментальным научным положениям как классической физики, так и нерелятивистской квантовой физики (волновой механики) применительно к его носителям электричества – дрейфующим свободным электронам. В соответствии с этими классическими положениями указанные *электроны обладают волновыми свойствами*, которые, как показано выше, в металлических проводниках с электрическим постоянным, переменным или импульсным током различной плотности  $\delta_0$  могут оказывать существенное влияние на протекающие в них макроскопические процессы формирования и пространственного распределения в их однородном материале тока проводимости  $i_0(t)$ . Благодаря выполнению данных физических закономерностей электромагнитная энергия, переносимая в кристаллической микроструктуре исследуемых проводников дрейфующими свободными электронами, представляется соответствующими *квантами* (порциями) с определенной длиной электронной волны (полуволны), а поведение рассматриваемых электро-

нов в материале металлических проводников и их пространственно-временные распределения описываются соответствующими **квантованными волновыми  $\psi_n$ -функциями** (например,  $\psi_{nz}(z,t)$  и  $\psi_{nr}(r,t)$ ) [6].

2. Наличие во внутренней кристаллической микроструктуре материала исследуемого металлического проводника с электрическим током различного вида **квантованных электронных полувольт де Бройля**, распространяющихся вдоль его продольной  $z$  и радиальной  $r$  координат. Существование данных плоских дебройлевских электронных полувольт в материале проводника вытекает из расчетных соотношений (4) и (16). Для прикладного случая продольного волнового распределения в круглом оцинкованном стальном проводе ( $r_0=0,8$  мм;  $l_0=320$  мм) аperiodического импульса аксиального тока большой плотности ( $\delta_{0m}=370$  А/мм<sup>2</sup>) существование данных электронных полувольт де Бройля было подтверждено автором опытным путем на основе результатов выполненных высокотемпературных экспериментов, приведенных в [17, 21].

3. Проявление в материале исследуемого металлического проводника с электрическим током эффекта суперпозиции (интерференции) квантованных электронных полувольт де Бройля, приводящего к периодическому возникновению вдоль продольной  $z$  и радиальной  $r$  координат проводника **квантованных макроскопических ВЭП**. Данные ВЭП, в свою очередь, порождают появление в материале проводника относительно "горячих" и "холодных" продольных и радиальных участков макроскопических размеров. Пространственный шаг периодизации продольных и радиальных ВЭП проводника согласно соотношениям (8), (9), (17) и (18) равен соответствующим квантовым длинам  $\lambda_{enz}/2$  и  $\lambda_{enr}/2$  электронных полувольт.

4. Возникновение в проводящей структуре исследуемого металлического проводника с электрическим током  $i_0(t)$  в зонах указанных выше продольных и радиальных ВЭП **явления квантованной периодической макролокализации дрейфующих свободных электронов**, характеризующегося заметным различием плотностей дрейфующих свободных электронов, плотностей тепловой энергии и соответственно температур на относительно горячих" и "холодных" продольных и радиальных участках рассматриваемого проводника. Данное явление приводит к возникновению в материале металлического проводника с электрическим током неоднородных периодических продольных и радиальных температурных полей, которые можно реально зафиксировать и исследовать.

#### ВЫВОДЫ

1. Полученные данные свидетельствуют о том, что в прямолинейном однородном круглом металлическом проводнике с электрическим аксиальным током из-за волновых свойств дрейфующих в нем свободных электронов, обуславливающих существование в его внутренней микроскопической структуре определенным образом **квантованных электронных полувольт де Бройля**, и процессов суперпозиции (взаимного наложения) данных дебройлевских электронных полувольт по всему проводящему объему проводника происходит периодическое формирование **квантованных продольных и радиальных ВЭП** макроскопических размеров. Возникающие при этом ВЭП харак-

теризуются повышенными по отношению к исходной усредненной электронной плотности  $n_{e0}$  проводника плотностями дрейфующих свободных электронов и соответственно увеличенными на них значениями плотностей тепловой энергии и температуры. Подобное продольное и радиальное перераспределение в объеме проводника указанных носителей электричества приводит к появлению в его макроструктуре **неоднородного периодического температурного поля**.

2. Представленные результаты теоретических и экспериментальных исследований волновых электрофизических процессов, сопровождающих протекание электрического тока проводимости различного вида (постоянного, переменного или импульсного) в рассматриваемом металлическом проводнике, однозначно указывают на то, что во внутренней кристаллической структуре исследуемого проводника из-за волнового характера продольного и радиального распределений в ней дрейфующих электронов возникает **явление квантованной периодической макролокализации свободных электронов**. Степень и характер проявления данного квантовофизического явления по длине и радиусу металлического проводника с током  $i_0(t)$  различных АВП определяется плотностью электрического тока в нем и энергетическим состоянием его свободных электронов в момент приложения к проводнику электрического напряжения и соответственно начала протекания по нему тока проводимости.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тамм И.Е. Основы теории электричества. – М.: Наука, 1976. – 616 с.
2. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике. – М.: Наука, 1990. – 624 с.
3. Кузьмичев В.Е. Законы и формулы физики / Отв. ред. В.К. Тартаковский. – Киев: Наукова думка, 1989. – 864 с.
4. Солимар Л., Уолш Д. Лекции по электрическим свойствам материалов: Пер. с англ. / Под ред. С.И. Баскакова. – М.: Мир, 1991. – 504 с.
5. Баранов М.И. Избранные вопросы электрофизики: Монография в 2-х томах. Том 2, Кн. 2: Теория электрофизических эффектов и задач. – Харьков: Изд-во "Точка", 2010. – 407 с.
6. 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.
7. Техника больших импульсных токов и магнитных полей / Под ред. В.С. Комелькова. – М.: Атомиздат, 1970. – 472 с.
8. Мэтьюз Дж., Уокер Р. Математические методы физики / Пер. с англ. – М.: Атомиздат, 1972. – 392 с.
9. Анго А. Математика для электро- и радиоинженеров: Пер. с франц. / Под общ. ред. К.С. Шифрина. – М.: Наука, 1965. – 780 с.
10. Баранов М.И. Волновое распределение свободных электронов в проводнике с электрическим током проводимости // Электротехника. – 2005. – №7. – С. 25-33.
11. Баранов М.И. Энергетический и частотный спектры свободных электронов проводника с электрическим током проводимости // Электротехника. – 2006. – №7. – С. 29-34.
12. Баранов М.И. Новые физические подходы и механизмы при изучении процессов формирования и распределения электрического тока проводимости в проводнике // Технічна електродинаміка. – 2007. – №1. – С. 13-19.
13. Баранов М.И. Эвристическое определение максимального числа электронных полувольт де Бройля в металлическом проводнике с электрическим током проводимости // Электротехніка і електромеханіка. – 2007. – №6. – С. 59-62.



14. Баранов М.И. Волновой электронный пакет проводника с электрическим током проводимости // *Электротехника і електромеханіка*. – 2006. – №3. – С. 49-53.
15. Баранов М.И. Основные характеристики вероятностного распределения свободных электронов в проводнике с электрическим током проводимости // *Технічна електродинаміка*. – 2008. – №1. – С. 8-12.
16. Баранов М.И. Квантовомеханический подход при расчете температуры нагрева проводника электрическим током проводимости // *Технічна електродинаміка*. – 2007. – №5. – С. 14-19.
17. Баранов М.И. Теоретические и экспериментальные результаты исследований по обоснованию существования в микроструктуре металлического проводника с током электронных дебройлевских полувольт // *Электротехніка і електромеханіка*. – 2014. – №3. – С. 45-49.
18. Баранов М.И. Волновое радиальное распределение свободных электронов в цилиндрическом проводнике с переменным электрическим током // *Технічна електродинаміка*. – 2009. – №1. – С. 6-11.
19. Столович Н.Н. Электровзрывные преобразователи энергии / Под ред. В.Н. Карношина. – Минск: Наука и техника, 1983. – 151 с.
20. Электротехнический справочник. Производство и распределение электрической энергии / Под общей ред. И.Н. Орлова и др. – М.: Энергоатомиздат, Том 3, Кн. 1, 1988. – 880 с.
21. Баранов М.И. Расчетно-экспериментальное обоснование существования дебройлевских электронных полувольт в металлическом проводнике с импульсным током большой плотности // *Вісник НТУ "ХПІ"*. – 2013. – №60(1033). – С. 3-12.
22. Баранов М.И., Колиушко Г.М., Кравченко В.И. и др. Генератор тока искусственной молнии для натурных испытаний технических объектов // *Приборы и техника эксперимента*. – 2008. – №3. – С. 81-85.
23. Электрические кабели, провода и шнуры: Справочник / Н.И. Белоруссов, А.Е. Саакян, А.И. Яковлева; Под ред. Н.И. Белоруссова. – М.: Энергоатомиздат, 1988. – 536 с.

**REFERENCES:** 1. Tamm I.E. *Osnovy teorii jelektrichestva* [Fundamentals of electricity theory]. Moscow, Nauka Publ., 1976. 616 p. 2. Javorskij V.M., Detlaf A.A. *Spravochnik po fizike* [Handbook of physics]. Moscow, Nauka Publ., 1990. 624 p. 3. Kuz'michev V.E. *Zakony i formuly fiziki* [Laws and formulas of physics]. Kiev, Naukova Dumka Publ., 1989. 864 p. 4. Solymar L., Walsh D. *Lekcii po jelektricheskijm svojstvam materialov* [Lectures on the electrical properties of materials]. Moscow, Mir Publ., 1991. 504 p. 5. Baranov M.I. *Izbrannye voprosy elektrofiziki: Monografija v 2-h tomah. Tom 2, Kniga 2: Teorija elektrofizicheskijh efektov i zadach* [Selected topics electrophysics: Monographs in 2 vols. Vol.2, Book 2: The theory of electrophysical effects and tasks]. Kharkov, Tochka Publ., 2010. 407 p. 6. Baranov M.I. *Izbrannye voprosy elektrofiziki: Monografija v 2-h tomah. Tom 2, Kn. 1: Teorija elektrofizicheskijh efektov i zadach* [Selected topics electrophysics: Monographs in 2 vols. Vol.2, Book 1: The theory of electrophysical effects and tasks]. Kharkov, NTU "KhPI" Publ., 2009. 384 p. 7. *Tehnika bol'shijh impul'snyh tokov i magnitnyh polej*. Pod red. V.S. Komel'kova [Technique large pulsed currents and magnetic fields. Edition by V.S. Komel'kov]. Moscow, Atomizdat Publ., 1970. 472 p. 8. Matthews J., Walker R. *Matematicheskie metody fiziki* [Mathematical methods of physics]. Moscow, Atomizdat Publ., 1972. 392 p. 9. Ango A. *Matematika dlja elektro- i radioinzhenerov* [Mathematics for electro- and radioengineers]. Moscow, Nauka Publ., 1965. 780 p. 10. Baranov M.I. *Volnovoe raspredelenie svobodnyh elektronov v provodnike s jelektricheskijm tokom provodimosti* [Wave distribution of free electrons in conductor with electric current of the conductivities]. *Elektrotehnika – Electrical Engineering*, 2005, no.7, pp. 25-33. 11. Baranov M.I. *Energeticheskij i chastotnyj spektry svobodnyh elektronov provodnika s jelektricheskijm tokom provodimosti* [Energy and frequency spectra of the free electrons conductor with electric current conduction]. *Elektrotehnika – Electrical Engineering*, 2006, no.7, pp. 29-34. 12. Baranov M.I. *Novye fizicheskie podhody i mehanizmy pri izuchenii processov formirovaniya i raspredelenija jelektricheskogo toka provodimosti v provodnike* [New physical mechanisms and approaches in the study of the formation and distribution of the electric conduction current in the conductor]. *Tekhnichna elektrodynamika – Technical electrodynamics*,

2007, no.1, pp. 13-19. 13. Baranov M.I. *Evristicalnoe opredelenie maksimal'nogo chisla jelektronnyh poluvoln de Brojlija v metallicheskom provodnike s jelektricheskijm tokom provodimosti* [Heuristic determination of the maximum number of de Broglie electronic half-waves in a metallic conductor with conduction current]. *Elektrotehnika i elektromekhanika – Electrical engineering & electromechanics*, 2007, no.6, pp. 59-62. 14. Baranov M.I. *Volnovoj elektronnyj paket provodnika s jelektricheskijm tokom provodimosti* [Wave electronic package of a conductor with electric conduction current]. *Elektrotehnika i elektromekhanika – Electrical engineering & electromechanics*, 2006, no.3, pp. 49-53. 15. Baranov M.I. *Osnovnye harakteristiki verojatnostnogo raspredelenija svobodnyh elektronov v provodnike s jelektricheskijm tokom provodimosti* [Main characteristics of the probability distribution of free electrons in a conductor with electrical current conduction]. *Tekhnichna elektrodynamika – Technical electrodynamics*, 2008, no.1, pp. 8-12. 16. Baranov M.I. *Kvantovomehanicheskij podhod pri raschete temperatury nagreva provodnika jelektricheskijm tokom provodimosti* [Quantum-mechanical approach in the calculation of those temperature heating wire electric conduction current]. *Tekhnichna elektrodynamika – Technical electrodynamics*, 2007, no.5, pp. 14-19. 17. Baranov M.I. *Teoreticheskie i eksperimental'nye rezultaty issledovanij po obosnovanju sushhestvovaniya v mikrostrukture metallicheskogo provodnika s tokom elektronnyh debrojlevskijh poluvoln* [Theoretical and experimental results of research into explanation of de Broglie half-wave existence in the microstructure of an active metallic conductor]. *Elektrotehnika i elektromekhanika – Electrical engineering & electromechanics*, 2014, no.3, pp. 45-49. 18. Baranov M.I. *Volnovoe radial'noe raspredelenie svobodnyh elektronov v cilindricheskom provodnike s peremennym jelektricheskijm tokom* [Characteristic radial distribution of free electrons in a cylindrical conductor with varying electric current]. *Tekhnichna elektrodynamika – Technical electrodynamics*, 2009, no.1, pp. 6-11. 19. *Stolovich N.N. Elektrovzryvnye preobrazovateli energii* [Electroexplosion energy converters]. Minsk, Nauka & Tehnika Publ., 1983. 151 p. 20. *Elektrotehnicheskij spravocnik. Proizvodstvo i raspredelenie jelektricheskijh energii. Tom 3, Kniga 1* [Electrotechnical directory. Production and distribution of electric energy. Vol.3, Book 1]. Moscow, Energoatomizdat Publ., 1988. 880 p. 21. Baranov M.I. *Raschetno-eksperimental'noe obosnovanie sushhestvovaniya debrojlevskijh elektronnyh poluvoln v metallicheskom provodnike s impul'snym tokom bol'shoj plotnosti* [Numerical and experimental justification for the existence of de Broglie electronic half-waves in a metallic conductor with a pulse current of high density]. *Visnyk NTU "KhPI" – Bulletin of NTU "KhPI"*, 2013, no.60 (1033), pp. 3-12. 22. Baranov M.I., Koliushko G.M., Kravchenko V.I., Nedzelskyi O.S., Dnyschenko V.N. *Generator toka iskusstvennoj molnii dlja naturnyh ispytanj tehniceskijh ob'ektov* [A current generator of the artificial lightning for full-scale tests of technical objects]. *Pribory i tekhnika eksperimenta – Instruments and experimental techniques*, 2008, no.3, pp. 81-85. 23. *Belorussov N.I., Saakjan A.E., Jakovleva A.I. Elektricheskie kabeli, provoda i shnury: Spravochnik* [Electrical cables, wires and cords: Directory]. Moscow, Energoatomizdat Publ., 1988. 536 p.

Поступила (received) 05.02.2014

Баранов Михаил Иванович, д.т.н., с.н.с.,  
НИПКИ "Молния" НТУ "ХПИ",  
61013, Харьков, ул. Шевченко, 47  
тел/phone +38 057 7076841, e-mail: eft@kpi.kharkov.ua

M.I. Baranov  
Scientific-&-Research Planning-&-Design Institute "Molniya"  
National Technical University "Kharkiv Polytechnic Institute"  
47, Shevchenko Str., Kharkiv, 61013, Ukraine

#### Quantum-wave nature of electric current in a metallic conductor and some of its electrophysical macro-phenomena.

The paper presents results of theoretical and experimental research on wave longitudinal and radial distribution of drifting free electrons in a round homogeneous metallic conductor with a pulse axial current. The studies reveal quantum-wave character of electric conduction current flow in the conductor examined, which results in a phenomenon of quantized periodic macro-localization of free electrons in the conductor inner structure.

**Key words** – metallic conductor, electric current, drifting free electrons, electronic half-waves, phenomenon of macro-localization of electrons.