

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО ОБОСНОВАНИЮ СУЩЕСТВОВАНИЯ В МИКРОСТРУКТУРЕ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ПРОВОДНИКА С ТОКОМ ЭЛЕКТРОННЫХ ДЕБРОЙЛЕВСКИХ ПОЛУВОЛН

Представлені теоретичні і експериментальні результати досліджень подовжнього хвильового розподілу вільних електронів, що дрейфують, в круглому металевому провіднику з імпульсним аксіальним струмом великої щільності, які безпосередньо вказують на існування в його внутрішній провідній мікроструктурі електронних півхвиль де Бройля.

Представлены теоретические и экспериментальные результаты исследований продольного волнового распределения дрейфующих свободных электронов в круглом металлическом проводнике с импульсным аксиальным током большой плотности, непосредственно указывающие на существование в его внутренней проводящей микроструктуре электронных полувольт де Бройля.

ВВЕДЕНИЕ

В соответствии с данными современной теории электричества электрический ток проводимости в металлическом проводнике понимается как процесс распространения в межатомном пространстве его кристаллического материала электронных волн де Бройля, определяющих пространственно-временную эволюцию дрейфующих свободных электронов внутри проводника [1, 2]. Квантованная длина волны λ_{en} дрейфующего в таком проводнике свободного электрона определяется известным в квантовой физике волновым соотношением выдающегося французского физика-теоретика Луи де Бройля (1892-1987 гг.) [2, 3]: $\lambda_{en} = h / (m_e v_{en})$, где $m_e = 9,108 \cdot 10^{-31}$ кг – масса покоя электрона; v_{en} – квантованная скорость дрейфа электрона в материале проводника; $n = 1, 2, 3, \dots$ – целое квантовое число; $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка. Отметим, что в случае волнового распределения дрейфующих свободных электронов вдоль однородного металлического проводника длиной l_0 квантованная величина их скорости v_{en} удовлетворяет соотношению $v_{en} = nh / (2m_e l_0)$ [4]. Поэтому дрейф свободных электронов в материале проводника под действием приложенного к нему электрического напряжения и соответственно протекание в нем электрического тока проводимости будет сопровождаться некоторым волновым электронным процессом, для которого будут характерны периодические изменения его основных электрофизических параметров во времени и пространстве. Несмотря на высокий современный уровень развития научно-теоретических основ электричества и электроники [1-3], волновой процесс протекания электрического тока различных видов (постоянного, переменного или импульсного) и амплитудно-временных параметров (АВП) в гомогенных и гетерогенных структурах твердых металлических проводников до сих пор остается слабо изученным и освещенным с квантовомеханических, а значит и с фундаментальных электрофизических позиций. В этой связи задачи изучения закономерностей распределения дрейфующих свободных электронов в металлических проводниках с током не потеряли своей актуальности.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОДОЛЬНОГО ВОЛНОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПРОВОДНИКЕ С ИМПУЛЬСНЫМ ТОКОМ

Рассмотрим прямолинейный круглый сплошной цилиндрический проводник радиусом r_0 и длиной $l_0 \gg r_0$, по которому протекает аксиальный импульсный ток $i_0(t)$ различных АВП с большой плотностью (рис. 1). Считаем, что радиус r_0 данного проводника меньше толщины токового скин-слоя в его однородном материале, а протекающий по нему ток $i_0(t)$ распределен по его поперечному сечению S_0 с усредненной плотностью $\delta_0(t)$, приводящей к интенсивному джоулевому нагреву его внутренней структуры. Влиянием дрейфующих свободных электронов друг на друга и ионов кристаллической решетки изотропного материала проводника на эти электроны пренебрегаем.

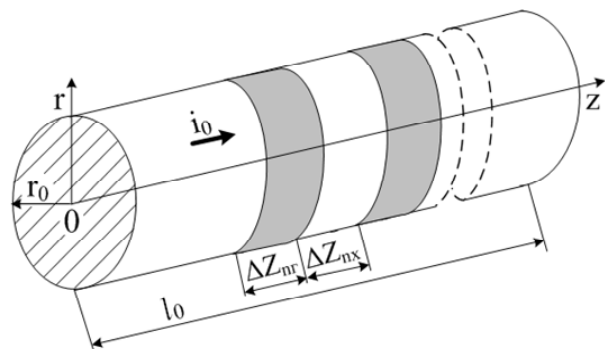


Рис. 1. Схематический вид металлического проводника радиусом r_0 и длиной l_0 с аксиальным импульсным током $i_0(t)$ большой плотности, содержащего круглые "горячие" шириной $\Delta z_{гр}$ и "холодные" шириной $\Delta z_{хл}$ продольные участки

Требуется на основе квантовомеханического подхода в приближенном виде описать продольное волновое распределение в указанном проводнике дрейфующих свободных электронов и выполнить экспериментальную проверку найденного расчетного распределения рассматриваемых электронов, подтверждающую или отрицающую наличие в проводящей микроструктуре проводника с электрическим током принятых АВП электронных полувольт де Бройля.

2. РАСЧЕТНАЯ ОЦЕНКА ПРОДОЛЬНОГО ВОЛНОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПРОВОДНИКЕ С ИМПУЛЬСНЫМ ТОКОМ

Известно, что в исследуемом проводнике с током дрейфующие свободные электроны распределяются вдоль его продольной оси OZ на рис. 1 так, что на его длине l_0 будет всегда уместиться целое квантовое число n электронных полувольт де Бройля, удовлетворяющих следующему расчетному соотношению [1, 5]:

$$\lambda_{en}/2 = l_0/n, \quad (1)$$

где $\lambda_{en}/2$ – квантованная длина полуволны дрейфующего свободного электрона, равная половине длины стоячей электронной волны де Бройля в изотропном материале металлического проводника.

С учетом (1) и возникновения из-за суперпозиции электронных полувольт де Бройля в материале проводника волновых электронных пакетов (ВЭП) для продольной периодической тепловой структуры и соответственно продольной структуры размещения отдельных ВЭП, вызывающих появление вдоль исследуемого проводника "горячих" продольных участков, будут выполняться следующие соотношения [6]:

- для краевых зон проводника $\lambda_{en}/2 = \Delta z_{nz} + 2 \Delta z_{nxx} = l_0/n;$ (2)

- для внутренних зон проводника $\lambda_{en}/2 = \Delta z_{nz} + \Delta z_{nxx} = l_0/n,$ (3)

где Δz_{nz} , Δz_{nxx} , Δz_{nxx} – соответственно квантованная ширина "горячего", крайнего и внутреннего "холодного" продольных участков проводника с импульсным током, схематически указанных на рис. 1.

Учитывая квантованный характер распределения в металлических проводниках с током проводимости $i_0(t)$ различных АВП электронных полувольт де Бройля и соответственно ВЭП [6, 7], продольные координаты z_{nk} мест размещения в них середин крайних "горячих" продольных участков от обоих краев проводника определяются следующим выражением:

$$z_{nk} = l_0/(2n), \quad (4)$$

где $n=1,2,3,\dots,n_m$ – целое квантовое число, равное номеру моды собственной продольной волновой пси-функции в материале проводника; n_m – максимальное значение квантового числа n .

Что касается координат мест размещения в проводниках с электрическим током $i_0(t)$ различных видов (постоянного, переменного и импульсного) и АВП середин их внутренних "горячих" продольных участков, то расстояния между ними и серединами крайних "горячих" продольных участков с координатами по (4) определяются из следующего выражения:

$$z_{nb} = l_0/n. \quad (5)$$

Для приближенного выбора в (4) и (5) максимального значения n_m квантового числа n при расчетах в металлических проводниках с током проводимости $i_0(t)$ значений z_{nk} и z_{nb} , а также конкретного набора мод волновых пси-функций, квадрат модуля которых определяет плотность вероятности нахождения свободных электронов в том или ином месте межатомного пространства материала проводника [2], можно использовать следующую формулу [8]:

$$n_m = 2n_k^2, \quad (6)$$

где n_k – главное квантовое число, равное числу электронных оболочек в изолированном атоме металла проводника и соответственно номеру периода в периодической системе химических элементов Менделеева, которому этот металл проводника принадлежит (например, для медного, цинкового и железного (стального) проводников $n_k=4$, а $n_m=32$) [2, 9].

Воспользовавшись известным в квантовой электродинамике соотношением неопределенностей Гейзенберга [2], можно показать, что с учетом данных из [7] для минимальной квантованной ширины Δz_{nz} "горячего" продольного участка исследуемого проводника следует следующее расчетное соотношение:

$$\Delta z_{nz} = e_0 n_{e0} h (m_e \delta_{0m})^{-1} [8 + (\pi - 2)^2]^{-1}, \quad (7)$$

где $e_0=1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл – модуль электрического заряда электрона; n_{e0} – усредненная объемная плотность свободных электронов в гомогенном материале проводника до протекания по нему электрического тока; δ_{0m} – амплитуда плотности тока $\delta_0(t)$ в электропроводящем материале проводника, равная I_{0m}/S_0 в принятом приближении; I_{0m} – амплитуда тока $i_0(t)$ в проводнике.

Усредненное значение первоначальной объемной плотности n_{e0} свободных электронов в металле проводника, входящее в (7), равно концентрации его атомов N_0 , умноженной на его валентность, определяемую числом неспаренных электронов на внешних электронных слоях атомов электропроводящего материала проводника (например, для меди, цинка и железа валентность равна двум [9]). Для расчетной оценки усредненной концентрации N_0 атомов в металле проводника с массовой плотностью d_0 его электропроводящего материала до протекания по нему импульса тока можно воспользоваться известной формулой [2]:

$$N_0 = d_0 (M_a \cdot 1,6606 \cdot 10^{-27})^{-1}, \quad (8)$$

где M_a – атомная масса электропроводящего материала проводника (например, для меди она согласно периодической системе химических элементов Менделеева в атомных единицах массы равна $M_a=63,55$ [9]), практически равная массовому числу ядра атома металла проводника (напомним, что одна атомная единица массы равна примерно $1,6606 \cdot 10^{-27}$ кг [9]).

Из (2) и (7) для ширины крайнего "холодного" продольного участка исследуемого проводника с импульсным током $i_0(t)$ произвольных АВП имеем:

$$\Delta z_{nxx} = 0,5 l_0/n - 0,5 e_0 n_{e0} h (m_e \delta_{0m})^{-1} [8 + (\pi - 2)^2]^{-1}. \quad (9)$$

Из (3) и (7) для ширины внутреннего "холодного" продольного участка рассматриваемого проводника с импульсным током различных АВП получаем:

$$\Delta z_{nxx} = l_0/n - e_0 n_{e0} h (m_e \delta_{0m})^{-1} [8 + (\pi - 2)^2]^{-1}. \quad (10)$$

Из (7) следует, что ширина Δz_{nz} "горячего" продольного участка исследуемого проводника в принятом здесь приближении не квантуется и практически определяется амплитудой плотности δ_{0m} тока, протекающего по нашему проводнику. Чем больше значение δ_{0m} , тем будет меньше величина Δz_{nz} . В тоже время ширины Δz_{nxx} и $\Delta z_{nxx} = 2\Delta z_{nxx}$ "холодных" продольных участков проводника с током согласно (9) и (10) явно квантуются и при неизменной амплитуде плотности

δ_{0m} импульсного тока в проводнике и соответственно при неизменной ширине Δz_{nc} его "горячего" продольного участка практически определяются численным значением квантового числа n . Для металла проводника величина квантового числа n носит стохастический характер, определяемый энергетическим состоянием свободных электронов, оказавшихся в микроструктуре материала проводника в момент подачи на него электрического напряжения и начала протекания в нем электрического тока проводимости (продольного дрейфа свободных электронов) того или иного вида (постоянного, переменного или импульсного) и соответственно направления продольного движения (одно- или двухстороннего) в его проводящем материале элементарных носителей электричества – электронов. На практике численное значение квантового числа n будет всегда равно числу "горячих" продольных участков шириной Δz_{nc} , периодически образующихся вдоль рассматриваемого нами круглого металлического проводника длиной l_0 с импульсным током $i_0(t)$.

В этой связи экспериментально зафиксировав в круглом металлическом проводнике с импульсным током большой плотности (малые значения амплитуды плотности тока $\delta_{0m} \ll 0,1$ кА/мм² в рассматриваемом проводнике нам не подходят по тем причинам, что при таких значениях величин δ_{0m} джоулев нагрев его продольных участков оказывается визуально незаметным, а линейные размеры ширин Δz_{nc} "горячих" продольных участков проводника по (7) для большинства металлов оказываются равными порядка 500 мм, что создает большие технические трудности для их идентификации в условиях высоковольтной лаборатории) его "горячие" шириной Δz_{nc} и "холодные" шириной $\Delta z_{хкк}$ и $\Delta z_{хкв}$ продольные участки и сверив их опытные линейные размеры и места их размещения вдоль металлического проводника с указанными выше расчетными данными по аналитическим выражениям (1)–(10), можно делать физико-техническое заключение о не- или присутствии в проводящей микроструктуре такого проводника квантованных дебройлевских электронных полувольт. Далее остановимся на описании результатов экспериментальных исследований относительно "горячих" и относительно "холодных" продольных участков в металлическом проводнике с импульсным током большой плотности.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА ПРОДОЛЬНОГО ВОЛНОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПРОВОДНИКЕ С ИМПУЛЬСНЫМ ТОКОМ

Используем в наших экспериментах жестко закрепленный в разрядной цепи высоковольтного генератора ГИТ-5С [10] круглый оцинкованный (с толщиной данного защитного покрытия $\Delta_0=5$ мкм) стальной проводник [11], имеющий следующие геометрические параметры (рис. 2): $r_0=0,8$ мм; $l_0=320$ мм; $S_0=2,01$ мм². При разряде предельно заряженной высоковольтной конденсаторной батареи (для ее зарядного постоянного напряжения $U_{3л}=-3,7$ кВ и запасаемой в ней электрической энергии $W_l=310$ кДж) используемого генератора импульсных токов ГИТ-5С протекающий через исследуемый и частично электротер-

мически разрушаемый проводник (с потерей в опытах частью проводника своей металлической проводимости) апериодический импульс тока характеризовался следующими АВП: амплитудой $I_{0m}=-745$ А; временной формой $t_m/\tau_p=9$ мс/576 мс (t_m – время, соответствующее токовой амплитуде I_{0m} ; τ_p – полная длительность импульса тока); модулем усредненной плотности импульсного тока, равным $|\delta_{0m}|=0,37$ кА/мм².



Рис. 2. Общий вид круглого прямолинейного оцинкованного стального проводника ($r_0=0,8$ мм; $l_0=320$ мм; $\Delta_0=5$ мкм; $S_0=2,01$ мм²), размещенного в воздухе над теплозащитным асбестовым полотном, до протекания по нему в разрядной цепи мощного высоковольтного генератора ГИТ-5С униполярного импульса аксиального тока большой плотности

На рис. 3 показаны результаты одного из воздействий указанного выше импульса аксиального тока на используемый в опытах металлический проводник. Из данных рис. 3 видно, что на длине $l_0=320$ мм интенсивно нагреваемого примененным импульсом тока ($|\delta_{0m}|=0,37$ кА/мм²) оцинкованного стального проводника (для его стального основания согласно (8) $n_{e0}=2$ $N_0=16,82 \cdot 10^{28}$ м⁻³ [2]) в наблюдаемом случае имеется один "горячий" (одна ярко светящаяся вспученная сферообразная зона ВЭП посередине проводника, указывающая на то, что в этом случае $n=1$) шириной $\Delta z_{nc}=7$ мм (при его расчетной ширине по (7) в 5,7 мм) и два крайних "холодных" (цилиндрические перешейки по обоим краям проводника, один из которых подвергся частичной сублимации) шириной $\Delta z_{хкк}=156,5$ мм (при их расчетной ширине по (9) в 157,1 мм) продольных участка. Заметим, что выполненные нами на оптическом микроскопе типа МБС-9 металлографические исследования остывшей посередине проводника сферообразной зоны показали, что она содержит затвердевшие фракции вскипевшего (вспученного) цинкового покрытия (при температуре кипения для цинка в 907 °С [9]) и расплавленного стального основания проводника (при температуре его плавления примерно в 1535 °С [9]). Эти опытные результаты свидетельствуют о том, что при джоулевым нагреве выбранного проводника используемым импульсом аксиального тока ($I_{0m}=-745$ А; $|\delta_{0m}|=0,37$ кА/мм²) в его внутренней кристаллической структуре достигаются температуры высокого уровня (уровня более 1200 °С, соответствующее белому цвету каления стали [9]). Одними из опытных подтверждений тому могут служить данные о расплавлении хризотил-асбеста теплозащитного покрытия толщиной 3 мм (см. рис. 3) непосредственно под "горячими" продольными участками проводника. Для любопытного читателя небезынтересно отметить тот физический факт, что температура плавления хризотил-асбеста составляет около 1500 °С [9].

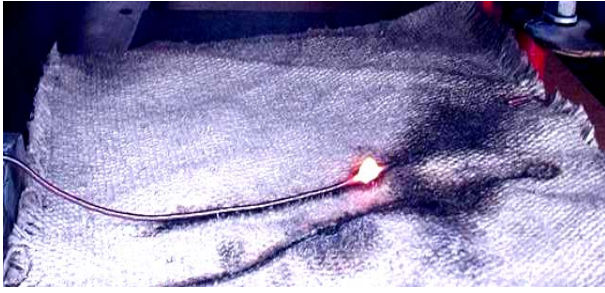


Рис. 3. Внешний вид остывающих на воздухе и теплозащитном асбестовом полотне одного "горячего" (высокотемпературной зоны ВЭП шириной $\Delta z_{nz}=7$ мм посередине проводника) и одного крайнего "холодного" (шириной $\Delta z_{nxk}=156,5$ мм) продольных участков оцинкованного стального проводника ($r_0=0,8$ мм; $l_0=320$ мм; $\Delta_0=5$ мкм; $S_0=2,01$ мм²) после протекания по нему аperiodического импульса тока $i_0(t)$ временной формы 9 мс/576 мс большой плотности ($I_{0m}=-745$ А; $|\delta_{0m}|=0,37$ кА/мм²; $n=1$; второй правый крайний "холодный" участок подвергся частичной сублимации)

На рис. 4 представлены результаты уже другого электротеплового воздействия протекающего по исследуемому оцинкованному стальному проводнику ($r_0=0,8$ мм; $l_0=320$ мм; $\Delta_0=5$ мкм; $S_0=2,01$ мм²) того же мощного униполярного импульса тока отрицательной полярности временной формы $t_m/\tau_p=9$ мс/576 мс ($I_{0m}=-745$ А; $|\delta_{0m}|=0,37$ кА/мм²), формируемого в разрядной цепи высоковольтного генератора ГИТ-5С. Видно, что в данном случае вдоль проводника (для его покрытия $n_{e0}=2$ $N_0=13,08 \cdot 10^{28}$ м⁻³ [2]) размещаются уже три ВЭП и соответственно три "горячих" продольных сферообразных участка ($n=3$). При этом их ширина Δz_{nz} оказывается также равной около $\Delta z_{nz}=7$ мм, что указывает на работоспособность формулы (7).

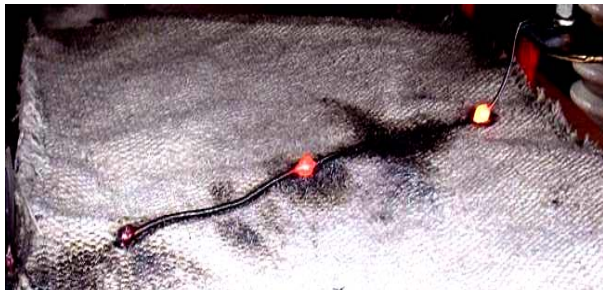


Рис. 4. Опытное распределение вдоль оцинкованного стального проводника ($r_0=0,8$ мм; $l_0=320$ мм; $\Delta_0=5$ мкм; $S_0=2,01$ мм²) остывающих на воздухе и теплозащитном асбестовом полотне трех "горячих" (высокотемпературных зон ВЭП проводника шириной $\Delta z_{nz}=7$ мм) и трех "холодных" (одного крайнего шириной $\Delta z_{nxk}=50$ мм и двух внутренних шириной $\Delta z_{nxv}=100$ мм) продольных участков после протекания по нему импульса аксиального тока $i_0(t)$ временной формы 9 мс/576 мс большой плотности ($I_{0m}=-745$ А; $|\delta_{0m}|=0,37$ кА/мм²; $n=3$; второй левый крайний "холодный" продольный участок проводника подвергся полной сублимации)

Число "холодных" продольных участков в данном проводнике при этом составляет уже четыре ($n+1$), левый крайний из которых подвергся полной сублимации. Причем, оба крайних "холодных" продольных участка на рис. 4, прилегающих к болтовым соединениям жесткого закрепления стального проводника в разрядной цепи генератора ГИТ-5С, имеют опытную длину (ширину), равную около $\Delta z_{nxk}=50$ мм

(при их расчетной ширине (длине) по (9) в 50,5 мм). При этом два его внутренних "холодных" продольных участка, размещенных между соседними "горячими" участками длиной $\Delta z_{nz}=7$ мм исследуемого проводника, характеризуются опытной длиной $\Delta z_{nxv}=100$ мм (при их расчетной ширине по (10) для $n=3$ в 101 мм).

На рис. 5 приведены опытные результаты очередного электротеплового воздействия на исследуемый оцинкованный стальной проводник ($r_0=0,8$ мм; $l_0=320$ мм; $\Delta_0=5$ мкм; $S_0=2,01$ мм²) принятого униполярного импульса аксиального тока временной формы $t_m/\tau_p=9$ мс/576 мс большой плотности ($I_{0m}=-745$ А; $|\delta_{0m}|=0,37$ кА/мм²; $U_{3Г}=-3,7$ кВ; $W_I=310$ кДж).

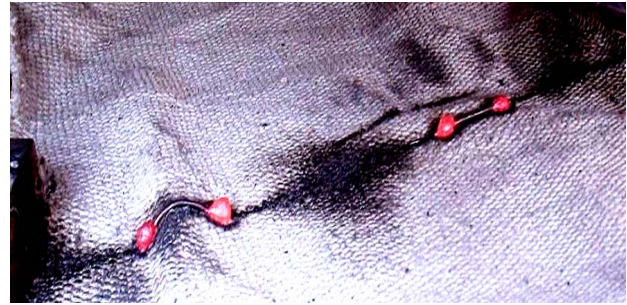


Рис. 5. Внешний вид остывающих на воздухе и теплозащитном асбестовом полотне макроскопически четырех "горячих" (высокотемпературных зон ВЭП проводника шириной $\Delta z_{nz}=7$ мм) и двух внутренних "холодных" (шириной $\Delta z_{nxv}=26,9$ мм) продольных участков электротермически разрушенного оцинкованного стального проводника ($r_0=0,8$ мм; $l_0=320$ мм; $\Delta_0=5$ мкм; $S_0=2,01$ мм²), по которому протекал аperiodический импульсный аксиальный ток $i_0(t)$ временной формы 9 мс/576 мс большой плотности ($I_{0m}=-745$ А; $|\delta_{0m}|=0,37$ кА/мм²; $n=9$; остальные пять "горячих" и восемь "холодных" продольных участков исследуемого проводника подверглись полной сублимации)

На рис. 5 видны четыре "горячих" (опытной шириной $\Delta z_{nz}=7$ мм при их расчетной по (7) ширине в 5,7 мм) и два внутренних "холодных" (опытной шириной $\Delta z_{nxv}=26,9$ мм при их расчетной по (10) ширине для $n=9$ в 29,9 мм) продольных участка стального проводника. Отметим, что в последнем опытном случае пять "горячих", два крайних и шесть внутренних "холодных" продольных участка рассматриваемого проводника подверглись при зафиксированном экспериментальном значении плотности ($|\delta_{0m}|=I_{0m}/S_0=0,37$ кА/мм²) импульсного тока $i_0(t)$ в нем полной сублимации.

Из приведенных на рис. 3-5 экспериментальных результатов продольного волнового распределения ВЭП и соответствующих им "горячих" и "холодных" продольных участков в выбранном нами для опытных исследований круглом цилиндрическом оцинкованном стальном проводнике следует, что они хорошо согласуются с выполненными по (7), (9) и (10) расчетными оценками геометрических параметров (ширин Δz_{nz} , Δz_{nxk} и Δz_{nxv}) указанных участков, а также с расчетными результатами по (4) и (5) продольных координат размещения середин "горячих" продольных участков вдоль исследуемого проводника. Выявленное в ходе проведенных в условиях высоковольтной лаборатории на мощном сильноточном электрофизическом оборудовании высокотемпературных экспериментов отличие опытных ширин для двух

крайних $\Delta z_{нк}$ и двух внутренних $\Delta z_{нхв}$ "холодных" продольных участков исследуемого оцинкованного стального проводника ровно в два раза (см. рис. 4), а также наличие нечетного количества "горячих" продольных участков шириной $\Delta z_{не}$ вдоль опытного оцинкованного стального проводника с импульсным током большой плотности (см. рис. 3-5) может достоверно свидетельствовать о присутствии (существовании) в его гомогенной металлической микроструктуре не электронных волн де Бройля, а именно дебройлевских электронных полуволн длиной $\lambda_{en}/2$.

ВЫВОДЫ

1. Выполненные в последние годы в НИПКИ "Молния" НТУ "ХПИ" на мощном высоковольтном генераторе импульсных токов эксперименты, связанные с воздействием на проводящую макроструктуру круглого оцинкованного стального проводника ($r_0=0,8$ мм; $l_0=320$ мм; $\Delta_0=5$ мкм; $S_0=2,01$ мм²) аperiodического импульса аксиального тока временной формы 9 мс/576 мс большой усредненной плотности тока ($|\delta_{0m}|=0,37$ кА/мм²), с учетом представленных здесь новых результатов приближенного квантовомеханического расчета продольного волнового распределения в данном проводнике дрейфующих свободных электронов позволили однозначно установить важный для фундаментальных основ теории электричества и ее прикладных приложений в области сильноточной электроники, электротехники, промышленной электроэнергетики, техники и электрофизики высоких напряжений и больших импульсных токов тот один интересный электрофизический факт, что в твердых изотропных металлических проводниках с электрическим аксиальным током различных видов и АВП распространяются квантованные продольные электронные полуволны де Бройля, заполняющие всю их внутреннюю кристаллическую микроструктуру.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тамм И.Е. Основы теории электричества. – М.: Наука, 1976. – 616 с.
2. Кузьмичев В.Е. Законы и формулы физики / Отв. ред. В.К. Тартаковский. – Киев: Наукова думка, 1989. – 864 с.
3. Справочник по теоретическим основам радиоэлектроники. Том 1 / Под ред. Б.Х. Кривицкого, В.Н. Дулина. – М.: Энергия, 1977. – 504 с.
4. Баранов М.И. Волновое распределение свободных электронов в проводнике с электрическим током проводимости // Электротехника. – 2005. – №7. – С. 25-33.
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. 13-19.
6. Баранов М.И. Волновой электронный пакет проводника с электрическим током проводимости // Электротехніка і електромеханіка. – 2006. – №3. – С. 49-53.

7. Баранов М.И. Основные характеристики вероятностного распределения свободных электронов в проводнике с электрическим током проводимости // Технічна електродинаміка. – 2008. – №1. – С. 8-12.
8. Баранов М.И. Эвристическое определение максимального числа электронных полуволн де Бройля в металлическом проводнике с электрическим током проводимости // Електротехніка і електромеханіка. – 2007. – №6. – С. 59-62.
9. Кухлинг Х. Справочник по физике / Пер. с нем. – М.: Мир, 1982. – 520 с.
10. Баранов М.И., Колиушко Г.М., Кравченко В.И. и др. Генератор тока искусственной молнии для натуральных испытаний технических объектов // Приборы и техника эксперимента. – 2008. – №3. – С. 81-85.
11. 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*. Moscow, Nauka Publ., 1976. 616 p. 2. Kuz'michev V.E. *Zakony i formuly fiziki*. Kiev, Naukova dumka Publ., 1989. 864 p. 3. *Spravochnik po teoreticheskim osnovam radiojelektroniki*. Vol.1. Pod red. V.N. Krivickogo, V.N. Dulina. Moscow, Jenergija Publ., 1977. 504 p. 4. Baranov M.I. Volnovoe raspredelenie svobodnyh jelektronov v provodnike s jelektricheskim tokom provodimosti. *Elektrotehnika*, 2005, no.7, pp. 25-33. 5. Baranov M.I. Novye fizicheskie podhody i mehanizmy pri izuchenii processov formirovaniya i raspredeleniya jelektricheskogo toka provodimosti v provodnike. *Technical electrodynamics*, 2007, no.1, pp. 13-19. 6. Baranov M.I. Wave electronic package of a conductor with electric conduction current. *Electrical engineering & electromechanics*, 2006, no.3, pp. 49-53. 7. Baranov M.I. Basic descriptions of probabilistic distribution of free electrons in a conductor with an electric conduction current. *Technical electrodynamics*, 2008, no.1, pp. 8-12. 8. Baranov M.I. Heuristic determination of the maximum number of de Broglie electronic half-waves in a metallic conductor with conduction current. *Electrical engineering & electromechanics*, 2007, no.6, pp. 59-62. 9. Kuhlning H. *Spravochnik po fizike*. Per. s nem. Moscow, Mir Publ., 1982. 520 p. 10. Baranov M.I., Koliushko G.M., Kravchenko V.I. and others. Generator toka iskustvennoi molnii dlya naturnykh ispytaniy tekhnicheskikh ob'ektov. *Pribory i tekhnika eksperimenta*, 2008, no.3, pp. 81-85. 11. Belorussov N.I., Saakjan A.E., Jakovleva A.I. Pod red. N.I. Belorussova. *Elektricheskie kabeli, provoda i shnury: Spravochnik*. Moscow, Energoatomizdat Publ., 1988. 536 p.

Поступила (received) 01.11.2013

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

Theoretical and experimental results of research into explanation of de Broglie half-wave existence in the microstructure of an active metallic conductor.

The paper presents theoretical and experimental results of research on longitudinal wave distribution of drifting free electrons in a round metallic conductor with high-density pulse axial current. The data directly indicate existence of electron de Broglie half-waves in the conductor microstructure.

Key words – metallic conductor, electric current, drifting free electrons, electron de Broglie half-waves.