

РАСЧЕТНО–ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ В МЕТАЛЛИЧЕСКОМ ПРОВОДНИКЕ С ИМПУЛЬСНЫМ ТОКОМ ВОЛНОВЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПАКЕТОВ И ЭЛЕКТРОННЫХ ПОЛУВОЛН ДЕ БРОЙЛЯ

Описаний розрахунково-експериментальний метод для виявлення і вивчення в електропровідній макроструктурі металевого провідника з імпульсним аксіальним струмом великої щільності квантованих (з квантовим числом $n=1,2,3,\dots$) макроскопічних “гарячих” шириною Δz_{nz} і “холодних” шириною $\Delta z_{nхв}$ подовжніх ділянок, створюючих крок шириною $(\Delta z_{nz} + \Delta z_{nхв})$ періодично розміщених уздовж провідника квантованих подовжніх хвильових електронних пакетів (ХЕП). Показано, що при протіканні в круглому суцільному сталевому оцинкованому дроті радіусом $r_0=0,8$ мм і довжиною $l_0=320$ мм аперіодичного імпульсу струму тимчасової форми $t_m/\tau_p \approx 9$ мс/160 мс з амплітудою його щільності $\delta_{0m} \approx 0,37$ кА/мм² в досліджуваному дроті стохастичним шляхом від одного протікання по ньому вказаного струму до іншого виникають квантовані подовжні ХЕП, що мають один ($n=1$), три ($n=3$) і дев'ять ($n=9$) “гарячих” подовжніх ділянок однакової ширини Δz_{nz} . Місія розташування середин даних “гарячих” подовжніх ділянок ХЕП шириною $\Delta z_{nz} \approx 7$ мм уздовж дроту відповідають амплітудам квантованих електронних півхвиль де Бройля, що розповсюджуються уздовж нього та характеризуються в проведених експериментах квантовим числом $n=1,3,9$ і квантованою довжиною півхвилі $\lambda_{enz}/2 \approx l_0/n$, рівною 320, 107 і 34 мм відповідно. Отримані експериментальні результати відповідають розрахунковим квантовомеханічним даним стосовно вільних електронів електропровідного матеріалу дроту, що дрейфують, базуються на фундаментальному співвідношенні невизначеності Гейзенберга і встановлених закономірностях хвильового подовжнього розподілу в структурі дроту цих електронів. Бібл. 21, рис. 8.

Ключові слова: металевий провідник, імпульсний струм, хвильовий електронний пакет, електронна півхвиля де Бройля, розрахунково-експериментальне дослідження електронних процесів в металі.

Описан расчетно-экспериментальный метод для обнаружения и изучения в электропроводящей макроструктуре металлического проводника с импульсным аксиальным током большой плотности квантованных (с квантовым числом $n=1,2,3,\dots$) макроскопических “горячих” шириной Δz_{nz} и “холодных” шириной $\Delta z_{nхв}$ продольных участков, образующих шаг шириной $(\Delta z_{nz} + \Delta z_{nхв})$ периодически размещенных вдоль проводника квантованных продольных волновых электронных пакетов (ВЭП). Показано, что при протекании в круглом сплошном стальном оцинкованном проводе радиусом $r_0=0,8$ мм и длиной $l_0=320$ мм аперіодического импульса тока временной формы $t_m/\tau_p \approx 9$ мс/160 мс с амплитудой его плотности $\delta_{0m} \approx 0,37$ кА/мм² в исследуемом проводе стохастическим путем от одного протекания по нему указанного тока к другому возникают квантованные продольные ВЭП, имеющие один ($n=1$), три ($n=3$) и девять ($n=9$) “горячих” продольных участков одинаковой ширины Δz_{nz} . Места расположения середин данных “горячих” продольных участков ВЭП шириной $\Delta z_{nz} \approx 7$ мм вдоль провода соответствуют амплитудам распространяющихся вдоль него квантованных электронных полуволен де Бройля, характеризующихся в проведенных экспериментах квантовым числом $n=1,3,9$ и квантованной длиной полуволен $\lambda_{enz}/2 \approx l_0/n$, равной 320, 107 и 34 мм соответственно. Полученные экспериментальные результаты соответствуют расчетным квантовомеханическим данным применительно к дрейфующим свободным электронам электропроводящего материала провода, базирующимся на фундаментальном соотношении неопределенности Гейзенберга и установленных закономерностях волнового продольного распределения в структуре провода этих электронов. Библ. 21, рис. 8.

Ключевые слова: металлический проводник, импульсный ток, волновой электронный пакет, электронная полуволна де Бройля, расчетно-экспериментальное исследование электронных процессов в металле.

Введение. В [1–9] были представлены результаты многолетних теоретических и экспериментальных исследований по установлению основных квантовомеханических закономерностей волнового продольного и радиального распределений дрейфующих свободных электронов в немагнитном круглом сплошном цилиндрическом металлическом проводнике радиусом r_0 и длиной $l_0 \gg r_0$, по которому в продольном направлении протекает импульсный аксиальный ток $i_0(t)$ произвольных амплитудно-временных параметров (АВП). Эти результаты были получены при условии $\Delta_l/r_0 \gg 1$, где Δ_l – толщина токового скин-слоя в

проводнике, и использовании усредненной в нем плотности тока $\delta_0(t) \approx i_0(t)/S_0$, где $S_0 = \pi r_0^2$ – поперечное сечение указанного проводника. Полученные в [1–9] данные свидетельствуют о том, что в однородной электропроводящей структуре металлического проводника, содержащей квантовое число $n=1,2,3,\dots$ электронных полуволен де Бройля, стохастическим путем возникают продольные и радиальные квантованные периодические волновые электронные пакеты (ВЭП), каждый из которых содержит по одному относительно “горячему” и “холодному” продольному или радиальному участкам макроскопических размеров. Эти

участки вызывают возникновение в металлической макроструктуре проводника неоднородных температурных полей, периодически изменяющихся по его длине или радиусу. Причем, уровни температур на “горячих” и “холодных” продольных участках проводника при проявлении в нем ВЭП могут отличаться до 3,5 раз [4,7]. Стохастический характер формирования данных квантованных ВЭП определяется квантовым 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 [6]. Укажем, что волновые пакеты, возникающие при распространении монохроматических электромагнитных волн в диэлектрических средах, в свое время были описаны в теории электромагнетизма и на сегодня в электрофизике они изучены достаточно хорошо [10]. Что касается ВЭП металлических проводников с электрическим постоянным, переменным и импульсным током различных АВП, образуемых в их электропроводящих структурах с дрейфующими свободными электронами в результате интерференции (наложения) когерентных электронных полувольт де Бройля, то они в настоящее время в теории электричества практически не исследованы. Вот поэтому до сих пор квантовофизические особенности пространственного распределения основных носителей электричества в таких структурах – дрейфующих свободных электронов, проявляющиеся наиболее резко в случае протекания по ним в штатных (сильноточные разряды в цепях высоковольтных электроустановок [7,11]), нештатных и аварийных режимах работы (токовые перегрузки, короткие замыкания (КЗ) и прямые удары линейной молнии [8,12]) больших плотностей тока (10^8 А/м² и более), и соответственно новые области их электротехнологического применения остаются малоизученными. В этой связи разработка и практическое использование новых расчетно-экспериментальных методов обнаружения и изучения квантованных периодических ВЭП и квантованных электронных полувольт де Бройля в металлических проводниках с указанными плотностями электрического тока проводимости являются актуальными научно-техническими задачами.

1. Постановка задачи исследования ВЭП и дебройлевских электронных полувольт в металлическом проводнике с импульсным током. Рассмотрим неподвижно размещенный на открытом воздухе прямолинейный круглый сплошной немагнитный металлический проводник радиусом r_0 и длиной $l_0 \gg r_0$. Пусть параметры воздушной среды соответствуют нормальным атмосферным условиям (давление воздуха составляет $1,013 \cdot 10^5$ Па, а его температура T_0 равна 0 °С [10]), а к противоположным концам рассматриваемого проводника с удельной электропроводностью γ_0 его материала приложена разность электрических потенциалов, униполярно изменяющаяся во времени t по произвольному закону. Считаем, что по исследуемому проводнику поперечным сечением $S_0 = \pi r_0^2$ вдоль его продольной оси протекает импульсный однополярный ток проводимости $i_0(t)$ амплитудой I_{0m} , характеризующийся усредненной плотностью

$\delta_0(t)$. Ограничимся рассмотрением случая, для которого толщина токового скин-слоя Δ_i в материале проводника существенно больше его радиуса r_0 . Для приближенного описания поведения дрейфующих свободных электронов проводника, как и в [1–9], воспользуемся известным одноэлектронным приближением, пренебрегающим их взаимным влиянием друг на друга, а также влиянием ионов кристаллической решетки металла проводника на его коллективизированные электроны [10]. Будем придерживаться той точки зрения, что продольные (радиальные) распределения дрейфующих свободных электронов в исследуемом проводнике подчиняются временным волновым уравнениям Шрёдингера и соответственно их собственным квантованным решениям [10]. Требуется на основе обобщения ранее полученных в [1–9] квантовомеханических результатов, касающихся электрофизических особенностей волнового распределения носителей тока проводимости в однородных проводящих структурах, сформулировать и апробировать в лабораторных условиях расчетно-экспериментальный метод исследования ВЭП и электронных полувольт де Бройля в тонких круглых металлических проводниках с импульсным аксиальным током $i_0(t)$ аperiодической временной формы и большой плотности $\delta_0(t)$.

2. Предлагаемый метод обнаружения в металлическом проводнике с импульсным током ВЭП и электронных полувольт де Бройля. Для наглядности и лучшего понимания рассматриваемой электрофизической задачи приведем вначале приближенное квантовомеханическое соотношение для наименьшей ширины Δz_{nz} “горячего” продольного участка в проводящей структуре проводника с импульсным аксиальным током $i_0(t)$, вызывающим появление в ней усредненной плотности тока с амплитудой $\delta_{0m} \approx I_{0m}/S_0$ [7,9]:

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

где $e_0 = 1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл – модуль электрического заряда электрона [10]; $m_e = 9,109 \cdot 10^{-31}$ кг – масса покоя электрона [10]; n_{e0} – усредненная плотность свободных электронов в металле проводника до воздействия на него исследуемого импульса электрического тока [10]; $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка [10].

Из (1), полученного с использованием фундаментального соотношения неопределенности Гейзенберга [10], следует, что ширина Δz_{nz} “горячего” продольного участка проводника практически определяется численным значением амплитуды δ_{0m} плотности импульсного тока в его материале. Так, с учетом (1) для медного проводника ($n_{e0} = 16,86 \cdot 10^{28}$ м⁻³ [10]) при $\delta_{0m} = 4 \cdot 10^6$ А/м², характерной для штатных режимов работы промышленных электрических сетей переменного тока [13], находим, что в нем ширина Δz_{nz} оказывается примерно равной 0,53 м. При $\delta_{0m} = 4 \cdot 10^8$ А/м², соответствующей аварийному режиму работы промышленных электрических сетей с протеканием по их токопроводам токов КЗ [13] или штатному режиму работы сильноточных цепей высоковольтных электрофизических установок [11], расчетная ширина Δz_{nz} принимает численное значение около 5,3 мм. При $\delta_{0m} = 4 \cdot 10^{11}$ А/м², характерной для быстрого электрического взрыва (ЭВ) тонких металлических проволок

[14], ширина Δz_{nz} “горячего” продольного участка в медном проводнике согласно (1) оказывается численно равной примерно 5,3 мкм. Подобная микроскопическая величина для Δz_{nz} хорошо согласуется с линейными размерами проводящих мелкодисперсных фракций, образующихся в результате ЭВ (сублимации токопроводящих частей) тонких металлических провололок [11,14]. Кроме того, согласно [15] при экспериментальном исследовании явления быстрого ЭВ в воздухе тонких круглых медных провололок длиной 60 мм и диаметром 100 мкм путем пропускания по ним от высоковольтного генератора импульсных токов (ГИТ) синусоидального затухающего по экспоненте разрядного импульсного тока большой плотности ($\delta_{om} \approx 6,4 \cdot 10^{12}$ А/м²) в диспергированных продуктах взрывообразного разрушения твердой меди (в “металлической” плазме) методом скоростного фоторегистрирования были зафиксированы продольные периодические страты, состоящие из слоистой продольной периодической дискообразной структуры различной светимости, содержащей чередующиеся между собой “светлые” шириной Δz_z (34 шт.) и “темные” шириной Δz_x (34 шт.) продольные участки. Данные участки попарно образовывали в разрядном воздушном промежутке указанной сильноточной цепи ГИТ с “металлической” плазмой шаг периодической структуры ВЭП длиной около $(\Delta z_z + \Delta z_x) \approx 1,76$ мм [11,15]. Можно обоснованно предполагать, что в случае исследования в [15] ЭВ тонких медных провололок “светлые” продольные участки “металлической” плазмы продуктов взрыва в разрядном воздушном промежутке соответствовали “горячим” участкам ВЭП, а их “темные” продольные участки – “холодным” участкам ВЭП. Опытные данные из [15] указывают на достоверность квантовомеханических положений, используемых в основе расчетных оценок в [1–9] волновых распределений дрейфующих свободных электронов и соответственно ВЭП в тонких металлических проводниках.

Приведенные выше оценочные данные свидетельствуют о том, что выявить в лабораторных условиях особенности продольного волнового распределения тока в металлических проводниках можно только в режиме пропускания через них таких постоянных, переменных или импульсных токов $i_0(t)$, которые обеспечивают протекание в поперечных сечениях S_0 их электропроводящих материалов лишь относительно больших плотностей тока δ_{om} . Согласно опытным данным из [16] для постоянного тока уровень его плотности в тонком стальном оцинкованном проводе ($r_0=0,15$ мм; $\Delta_0=5$ мкм – толщина наружного защитного цинкового покрытия) при экспериментальном изучении его ВЭП составляет около $6,8 \cdot 10^8$ А/м². Из собственного опыта при изучении квантованных ВЭП и электронных полуолн де Бройля в тонком круглом стальном оцинкованном проводе ($r_0=0,8$ мм; $\Delta_0=5$ мкм) с аperiodическим импульсным аксиальным током $i_0(t)$ миллисекундной длительности в условиях научно-исследовательской лаборатории, оснащенной мощным высоковольтным ГИТ для формирования на электрической нагрузке длительной C-компоненты тока искусственной молнии [12], следует, что значения δ_{om} численно составляют около $3,7 \cdot 10^8$ А/м² [3,7].

В связи с вышеизложенным предлагаемый расчетно-экспериментальный метод исследования в макроструктуре выбранного с учетом визуализации ожидаемых электрофизических проявлений (квантованных продольных ВЭП и формирующих их электронных полуолн де Бройля) металлического проводника с импульсным аксиальным током $i_0(t)$ базируется на использовании указанных квантовофизических закономерностей и электрической схемы сильноточной разрядной цепи упомянутого ГИТ-С, приведенной на рис. 1. В качестве испытательных образцов (ИО) проводника, включаемых согласно рис. 1 и 2 в сильноточную разрядную цепь высоковольтного ГИТ-С, используем прямолинейные участки промышленно выпускаемого стального оцинкованного провода ($r_0=0,8$ мм; $l_0=320$ мм; $\Delta_0=5$ мкм; $S_0=2,01$ мм²) [17]. Наличие в таких ИО сравнительно легкоплавкого тонкого покрытия и тугоплавкого достаточно массивного основания провода обеспечивает при его интенсивном локальном джоулевым нагреве (до температур порядка 1500 °С) опосредованное обнаружение за счет сферообразного вспучивания покрытия на “горячих” продольных участках провода квантованных продольных ВЭП и соответственно электронных дебройлевских полуолн, образующих подобные ВЭП [7].

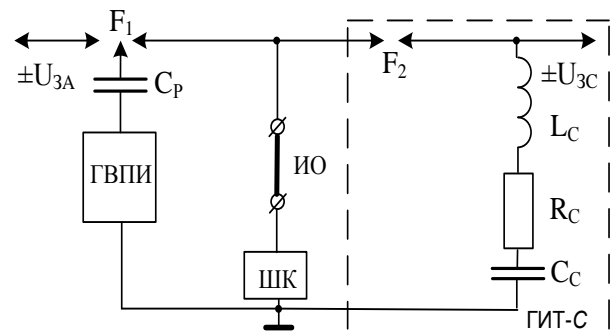


Рис. 1. Принципиальная электрическая схема сильноточной разрядной цепи мощного высоковольтного ГИТ-С, примененного для исследования квантованных периодических продольных ВЭП и электронных полуолн де Бройля в испытательном образце металлического проводника (ГВПИ – генератор высоковольтных поджигающих импульсов напряжения амплитудой до ± 100 кВ; F_1, F_2 – соответственно трех- и двухэлектродные высоковольтные воздушные искровые коммутаторы; C_p – разделительная емкость на 180 пФ и импульсное напряжение до ± 120 кВ в цепи ГВПИ, управляющего срабатыванием искровых коммутаторов F_1 и F_2 ; ИО – испытательный образец металлического проводника; ШК – шунт коаксиальный типа ШК-300 для измерения импульсного тока в проводнике; $\pm U_{3C}$ – зарядное напряжение конденсаторов ГИТ-С; $\pm U_{3A}$ – зарядное напряжение конденсаторов других ГИТ существующего генератора тока искусственной молнии; $L_c \approx 11,43$ мГн, $R_c \approx 4,74$ Ом, $C_c \approx 45,36$ мФ – соответственно индуктивность, активное сопротивление и емкость разрядной цепи ГИТ-С)

Используемый мощный одномодульный ГИТ-С на номинальную запасаемую электрическую энергию $W_{C0}=567$ кДж, выполненный согласно схеме рис. 1 на основе 324 параллельно соединенных высоковольтных импульсных конденсаторов ИМ-5-140 (номинальное напряжение $U_0=\pm 5$ кВ; номинальная емкость $C_0=140$ мкФ), имеет следующие собственные элект-

трические параметры [12]: $C_c \approx 45,36$ мФ; $R_c \approx 4,74$ Ом; $L_c \approx 11,43$ мГн. Отметим, что в ГИТ-С была применена резистивная защита его конденсаторов от аварийных сверхтоков, реализованная путем размещения на их высоковольтных выводах защитных постоянных объемных графито-керамических резисторов ТВО-60-100 Ом [12,18]. После заряда до постоянного напряжения $U_{3c} \approx \pm 4,2$ кВ конденсаторов ГИТ-С (при $U_{3A} = 0$) и подачи от генератора высоковольтных поджигающих импульсов (ГВПИ) управляющего микросекундного импульса напряжения амплитудой ± 100 кВ на управляемый электрод высоковольтного трехэлектродного воздушного искрового коммутатора F_1 каскадного типа со стальными полусферическими электродами и рабочими промежутками длиной 4 и 9 мм, входящего в состав существующего в НИПКИ “Молния” НТУ “ХПИ” генератора тока искусственной молнии [12], за счет формируемого на ИО провода импульса перенапряжения происходит срабатывание высоковольтного двухэлектродного воздушного искрового коммутатора F_2 с графитовыми прямоугольными электродами и рабочим изоляционным промежутком длиной 3 мм.

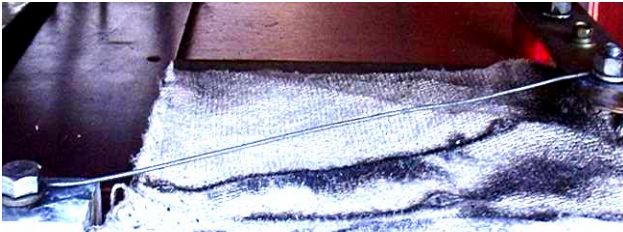


Рис. 2. Общий вид круглого сплошного стального оцинкованного провода ($r_0 = 0,8$ мм; $l_0 = 320$ мм; $\Delta_0 = 5$ мкм; $S_0 = 2,01$ мм²), включенного своими концами с помощью болтового соединения в силовую разрядную цепь мощного высоковольтного ГИТ-С и размещенного над теплозащитным асбестовым полотном, до воздействия на него аperiodического импульса аксиального тока $i_0(t)$ большой плотности

В результате через ИО провода будет протекать импульс тока требуемых АВП. Измерение АВП протекающих через ИО провода импульсов тока $i_0(t)$ выполняется при помощи цифрового запоминающего осциллографа Tektronix TDS 1012 и поверенного метрологической службой измерительного коаксиального шунта (ШК) типа ШК-300 с собственным активным сопротивлением 0,185 мОм и возможностью фиксации нано-, микро- и миллисекундных импульсов тока амплитудой от 10 А до 200 кА [12], включенного согласно рис. 1 в непотенциальную (заземленную) часть силовую разрядную цепь ГИТ-С. Используемый нами ШК при штатном измерении в разрядной цепи ГИТ-С длительной аperiodической компоненты тока искусственной молнии имеет коэффициент преобразования, равный около $56,42 \cdot 10^2$ А/В [12].

На рис. 3 приведена осциллограмма аperiodического импульса тока отрицательной полярности в разрядной цепи ГИТ-С при наличии в ней вместо ИО стального провода штатного эквивалента электрической нагрузки в виде алюминиевого листа толщиной 2 мм и размером в плане 0,5 м x 0,5 м. Видно, что при модуле амплитуды $I_{0m} \approx 835$ А генерируемый в этом случае ($W_c \approx 400$ кДж; $U_{3c} \approx -4,2$ кВ) аperiodический

импульс тока временной формы $t_m/\tau_p \approx 9$ мс/160 мс (t_m – время, соответствующее I_{0m} ; τ_p – длительность импульса тока на уровне $0,5I_{0m}$) характеризуется полной длительностью $t_0 \approx 1000$ мс и переносит в силовую разрядную цепь ГИТ-С большой электрический заряд, модуль которого равен примерно $q_c \approx 191$ Кл.

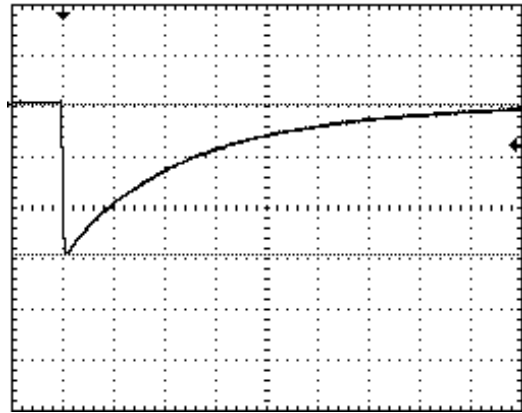


Рис. 3. Осциллограмма аperiodического импульса тока $i_0(t)$ отрицательной полярности временной формы $t_m/\tau_p \approx 9$ мс/160 мс, протекающего в разрядной цепи ГИТ-С с эквивалентом электрической нагрузки в виде плоского алюминиевого листа толщиной 2 мм и размером в плане 500 мм x 500 мм ($W_c \approx 400$ кДж; $U_{3c} \approx -4,2$ кВ; $I_{0m} \approx -835$ А; $t_m \approx 9$ мс; $\tau_p \approx 160$ мс; $t_0 \approx 1000$ мс; $q_c \approx -191$ Кл; масштаб по вертикали – 282 А/клетка; масштаб по горизонтали – 100 мс/клетка)

На рис. 4 приведена осциллограмма аperiodического импульса тока $i_0(t)$ отрицательной полярности в разрядной цепи ГИТ-С при наличии в ней ИО исследуемого стального оцинкованного провода, теряющего при $t \geq 380$ мс свою металлическую проводимость из-за интенсивного джоулева нагрева и локального электротермического разрушения его структуры.

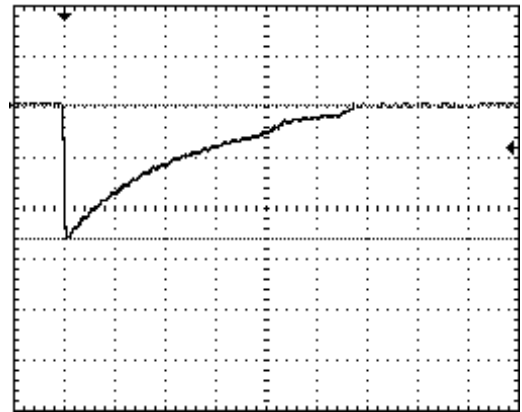


Рис. 4. Осциллограмма воздействующего на локально разрушаемый исследуемый стальной оцинкованный провод ($r_0 = 0,8$ мм; $l_0 = 320$ мм; $\Delta_0 = 5$ мкм; $S_0 = 2,01$ мм²) аperiodического импульса аксиального тока $i_0(t)$ отрицательной полярности временной формы $t_m/\tau_p \approx 9$ мс/160 мс большой плотности ($W_c \approx 310$ кДж; $U_{3c} \approx -3,7$ кВ; $I_{0m} \approx -745$ А; $\delta_{0m} \approx 0,37$ кА/мм²; $t_m \approx 9$ мс; $\tau_p \approx 160$ мс; $t_0 \approx 576$ мс) (масштаб по вертикали – 282 А/клетка; масштаб по горизонтали – 100 мс/клетка)

По этой причине полная длительность протекания в ИО провода аperiodического импульса тока временной формы $t_m/\tau_p \approx 9$ мс/160 мс в проводимых нами экспериментах не превышала $t_0 \approx 576$ мс. Заметим, что для проводящей структуры ИО провода при

указанных АВП используемых импульсов тока выполняется требуемое по условиям проведения исследований соотношение между величинами Δ_i и r_0 [7]: $\Delta_i/r_0 \approx 2r_0^{-1} [t_m/(\pi\mu_0\gamma_0)]^{1/2} \approx 42$, где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная [10], а $\gamma_0 \approx 8 \cdot 10^6$ См/м – удельная электропроводность металлического основания используемого в опытах провода [10]. Токовая осциллограмма на рис. 4 ($W_c \approx 310$ кДж; $U_{3c} \approx -3,7$ кВ; $I_{0m} \approx -745$ А) является характерной для всех выполненных нами на ГИТ-С экспериментов по интенсивному джоулевому нагреву ИО стального оцинкованного провода, вызванному слабым рассеянием на атомах кристаллической решетки его металлов электронных полувольт де Бройля [10,19]. Амплитуда усредненной критической плотности импульса тока $i_0(t)$ согласно рис. 4 в ИО провода при этом не превышала $\delta_{0m} \approx 0,37$ кА/мм². Проведенные эксперименты на ГИТ-С показали, что при $\delta_{0m} > 0,37$ кА/мм² происходит полная сублимация электропроводящего материала ИО стального провода, исключая какие-либо визуальные наблюдения в нем ВЭП и электронных полувольт де Бройля [7,8].

На рис. 5–7 показаны внешние виды ИО стального оцинкованного провода сразу после воздействия на них в сильноточной разрядной цепи высоковольтного ГИТ-С одиночного аперiodического импульса тока $i_0(t)$ отрицательной полярности согласно данным рис. 4 ($U_{3c} \approx -3,7$ кВ; $I_{0m} \approx -745$ А; $\delta_{0m} \approx 0,37$ кА/мм²).

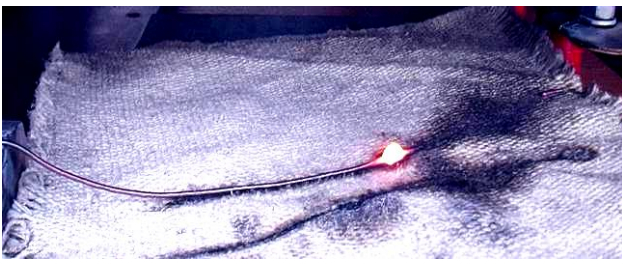


Рис. 5. Внешний вид опытного распределения вдоль стального оцинкованного провода ($r_0 = 0,8$ мм; $l_0 = 320$ мм; $\Delta_0 = 5$ мкм; $S_0 = 2,01$ мм²) остывающих на воздухе и теплозащитном асбестовом полотне макроскопических одного “горячего” (высокотемпературной зоны ВЭП шириной $\Delta z_{nc} \approx 7$ мм посередине провода) и двух крайних “холодных” (шириной $\Delta z_{nxb} \approx 156,5$ мм при частичной сублимации одного из них) продольных участков после протекания по нему аперiodического импульса тока $i_0(t)$ отрицательной полярности временной формы $t_m/\tau_p \approx 9$ мс/160 мс большой плотности ($I_{0m} \approx -745$ А; $\delta_{0m} \approx 0,37$ кА/мм²; $n=1$; $t_0 \approx 576$ мс) [20]

Теплофизическое состояние остывающих на воздухе и теплозащитном асбестовом полотне толщиной 3 мм, изготовленном из хризотил-асбеста (температура его плавления составляет около 1500 °С [21]), ИО исследуемого провода указывает на частичную сублимацию их электропроводящей структуры (для цинкового покрытия температура плавления составляет около 419 °С, а кипения – 907 °С [10]; для стального основания эти температуры равны примерно 1535 и 2735 °С соответственно [10]) и наличие в них стохастическим образом возникающих вдоль стального оцинкованного провода от одного воздействия указанного импульсного тока к другому вспученных ярко светящихся сфероподобных квантованных “образований” одинаковой во всех случаях ширины $\Delta z_{nc} \approx 7$ мм.

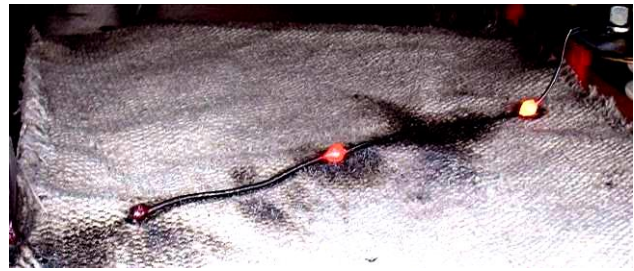


Рис. 6. Внешний вид опытного распределения вдоль стального оцинкованного провода ($r_0 = 0,8$ мм; $l_0 = 320$ мм; $\Delta_0 = 5$ мкм; $S_0 = 2,01$ мм²) остывающих на воздухе и теплозащитном асбестовом полотне макроскопических трех “горячих” (высокотемпературных зон ВЭП провода шириной $\Delta z_{nc} \approx 7$ мм) и четырех “холодных” (двух крайних шириной $\Delta z_{nxb} \approx 50$ мм при полной сублимации одного из них и двух внутренних шириной $\Delta z_{nxb} \approx 100$ мм) продольных участков после протекания по нему аперiodического импульса тока $i_0(t)$ отрицательной полярности временной формы $t_m/\tau_p \approx 9$ мс/160 мс большой плотности ($I_{0m} \approx -745$ А; $\delta_{0m} \approx 0,37$ кА/мм²; $n=3$; $t_0 \approx 576$ мс) [20]

Число этих “образований” на рис. 5–7 соответствует квантовому числу $n=1,3,9$. Между данными сфероподобными “образованиями”, имеющими белый цвет каления стали и соответственно температуру не менее 1200 °С [7,16], расположены цилиндрические “перешейки” диаметром $2r_0 = 1,6$ мм и квантованной шириной Δz_{nxb} с визуально неповрежденным из-за импульсного нагрева на них цинковым покрытием. Из-за нагрева указанные “перешейки” вместе с их уцелевшим цинковым покрытием приобретали темный цвет.

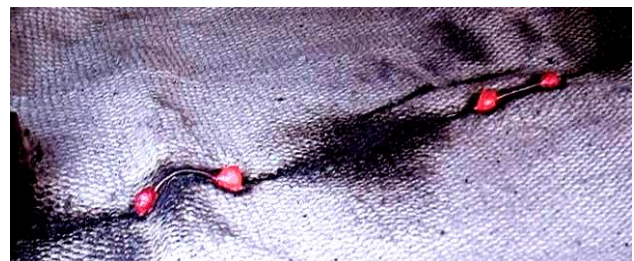


Рис. 7. Внешний вид опытного распределения вдоль стального оцинкованного провода ($r_0 = 0,8$ мм; $l_0 = 320$ мм; $\Delta_0 = 5$ мкм; $S_0 = 2,01$ мм²) остывающих на воздухе и теплозащитном асбестовом полотне макроскопических четырех “горячих” (высокотемпературных зон ВЭП провода шириной $\Delta z_{nc} \approx 7$ мм) и двух внутренних “холодных” (шириной $\Delta z_{nxb} \approx 27$ мм) продольных участков после протекания по нему аперiodического импульса тока $i_0(t)$ отрицательной полярности временной формой $t_m/\tau_p \approx 9$ мс/160 мс большой плотности ($I_{0m} \approx -745$ А; $\delta_{0m} \approx 0,37$ кА/мм²; $n=9$; $t_0 \approx 576$ мс; остальные пять “горячих” и восемь “холодных” продольных участков провода подверглись полной сублимации) [20]

Металлографическое обследование на оптическом микроскопе типа МБС-9 остывших и аккуратно очищенных мягкой тканью цилиндрических “перешейков” ИО провода показало, что они содержат однородное, блестящее и плотно прилегающее к стальному основанию провода цинковое покрытие [7]. Эти опытные данные указывают на то, что максимальная температура нагрева на цилиндрических “перешейках” ИО провода не превышала температуры плавления их цинкового покрытия (не более 419 °С) [10].

Что касается результатов обследования на оптическом микроскопе МБС-9 остывших сфероподобных “образований” ИО провода, то внутри они содержали затвердевшие фракции вскипевшего цинкового покрытия и расплавленного стального основания провода [7]. В этой связи максимальная температура нагрева на сфероподобных “образованиях” ИО провода составляла не менее температуры плавления его стального основания (≥ 1535 °С [10]). В пользу такого вывода свидетельствует и то, что под всеми естественно остывшими на воздухе сфероподобными “образованиями” ИО провода имело место сквозное проплавление теплозащитного полотна, выполненного из хризотил-асбеста с температурой плавления не менее 1500 °С [21]. Приведенные выше теплофизические результаты выполненных с помощью мощного высоковольтного ГИТ-С и прямолинейных отрезков тонкого стального оцинкованного провода высокотемпературных экспериментов указывают на то, что квантованные сфероподобные “образования” в ИО провода соответствуют “горячим” продольным участкам его квантованных периодических продольных ВЭП, а цилиндрические “перешейки” в ИО провода – “холодных” продольным участкам указанных ВЭП.

Для случая, когда $n=1$ (рис. 5), квантованная ширина $\Delta z_{n\kappa}$ каждого из двух крайних “холодных” продольных участков ВЭП, правый из которых подвергся частичной сублимации, в проведенных экспериментах оказалась равной около 156,5 мм. Ширины этих участков совместно с шириной $\Delta z_{n\epsilon} \approx 7$ мм одного “горячего” продольного участка ВЭП, расположенного по середине ИО провода, согласно приведенным в [1–9] закономерностям для ВЭП в металлическом проводнике с электрическим током проводимости образуют для случая $n=1$ квантованную длину $\lambda_{enz}/2$ одной электронной полуволны де Бройля, численно равную $\lambda_{enz}/2 \approx 2\Delta z_{n\kappa} + \Delta z_{n\epsilon} \approx 320$ мм. Амплитуда этой электронной полуволны де Бройля соответствует середине ширины $\Delta z_{n\epsilon}$ “горячего” продольного участка ВЭП. Полученные при $n=1$ опытные данные для квантованного продольного ВЭП и электронной дебройлевской полуволны в ИО исследуемого провода схематически проиллюстрированы нами на рис. 8а. Из (1) при $n_{e0}=16,82 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$ [10] и $\delta_{0m}=3,7 \cdot 10^8 \text{ А/м}^2$ получаем, что расчетная ширина “горячего” продольного участка указанного ВЭП в исследуемом проводе составляет примерно $\Delta z_{n\epsilon} \approx 5,7$ мм. Расчетная квантовомеханическая оценка ширины крайнего “холодного” продольного участка квантованного продольного ВЭП в исследуемом стальном проводе может быть выполнена по следующему аналитическому соотношению [6]:

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

Из (2) при $n=1$, $n_{e0}=16,82 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$ и $\delta_{0m}=3,7 \cdot 10^8 \text{ А/м}^2$ следует, что $\Delta z_{n\kappa} \approx 157,1$ мм. Тогда для расчетной длины $\lambda_{enz}/2 \approx 2\Delta z_{n\kappa} + \Delta z_{n\epsilon}$ электронной полуволны де Бройля в изучаемом квантовом случае ($n=1$) имеем: $\lambda_{enz}/2 \approx 2 \times 157,1 \text{ мм} + 5,7 \text{ мм} \approx 319,9$ мм. Видно, что результаты выполненных высокотемпературных экспериментов для квантового случая $n=1$ полностью соответствуют данным квантовомеханического расчета ВЭП в исследуемом стальном оцинкованном проводе.

Для случая $n=3$ (рис. 6) квантованная ширина $\Delta z_{n\kappa}$ каждого из двух крайних “холодных” продольных участков квантованного продольного ВЭП, левый из которых подвергся полной сублимации, составляет примерно 50 мм (при их расчетной ширине по (2) в 50,5 мм). Два внутренних “холодных” продольных участка, размещенных в этом случае между соседними “горячими” продольными участками шириной $\Delta z_{n\epsilon} \approx 7$ мм, имели квантованную ширину $\Delta z_{n\kappa} \approx 100$ мм. Видно, что опытная ширина $\Delta z_{n\kappa}$ внутренних “холодных” продольных участков в два раза превышает опытную ширину $\Delta z_{n\kappa}$ крайних “холодных” продольных участков ИО стального провода. Поэтому для квантового случая $n=3$ опытная квантованная длина $\lambda_{enz}/2$ электронной полуволны де Бройля в ИО провода будет численно составлять $\lambda_{enz}/2 \approx \Delta z_{n\kappa} + \Delta z_{n\epsilon} \approx 107$ мм. Полученные экспериментальные данные для квантового случая $n=3$ схематически изображены на рис. 8б.

Из оценочного расчета по (1) при $n_{e0}=16,82 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$ и $\delta_{0m}=3,7 \cdot 10^8 \text{ А/м}^2$ ширины $\Delta z_{n\epsilon}$ “горячего” продольного участка ВЭП следует, что она остается равной около 5,7 мм. Расчетную квантовомеханическую оценку при $n=3$ ширины $\Delta z_{n\kappa}$ внутреннего “холодного” продольного участка ВЭП в исследуемом проводе выполним по аналитическому соотношению вида [6]:

$$\Delta z_{n\kappa} \approx l_0 / n - e_0 n_{e0} h / (m_e \delta_{0m})^{-1} [8 + (\pi - 2)^2]^{-1}. \quad (3)$$

Из (3) при $n=3$, $n_{e0}=16,82 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$ и $\delta_{0m}=3,7 \cdot 10^8 \text{ А/м}^2$ получаем, что $\Delta z_{n\kappa} \approx 101$ мм. В результате для расчетной длины $\lambda_{enz}/2 \approx \Delta z_{n\kappa} + \Delta z_{n\epsilon}$ электронной полуволны де Бройля применительно к квантовому случаю $n=3$ находим: $\lambda_{enz}/2 \approx 101 \text{ мм} + 5,7 \text{ мм} \approx 106,7$ мм. Поэтому можно констатировать, что результаты выполненных экспериментов на ГИТ-С по косвенному обнаружению в тонком стальном оцинкованном проводе квантованных продольных ВЭП и электронных дебройлевских полуволн для квантового случая $n=3$ также хорошо коррелируют с расчетными данными.

Для квантового случая $n=9$ (рис. 7) уцелевшие “горячие” продольные участки квантованных ВЭП также имели ширину $\Delta z_{n\epsilon} \approx 7$ мм (при их расчетной ширине по (1) в 5,7 мм). Квантованная ширина $\Delta z_{n\kappa}$ внутренних “холодных” продольных участков в ИО провода при этом составляла около 27 мм (при их расчетной ширине по (3) в 29,8 мм). В этой связи опытная квантованная длина $\lambda_{enz}/2$ электронной полуволны де Бройля в ИО стального оцинкованного провода для квантового случая $n=9$ будет примерно равной $\lambda_{enz}/2 \approx \Delta z_{n\kappa} + \Delta z_{n\epsilon} \approx 34$ мм. На рис. 8с в наглядном схематическом виде отображены соответствующие экспериментальные данные для этого рассматриваемого в ИО провода квантового случая ($n=9$). В данном случае, как и случаях с квантовыми числами $n=1$ (см. рис. 5) и $n=3$ (см. рис. 6), середины “горячих” продольных участков квантованных периодических ВЭП соответствуют амплитудам распространяющихся в электропроводящей структуре ИО исследуемого цилиндрического провода квантованных когерентных электронных дебройлевских полуволн. С учетом приведенных данных для расчетного значения при $n=9$ длины $\lambda_{enz}/2$ электронной дебройлевской полуволны в ИО провода имеем: $\lambda_{enz}/2 \approx 29,8 \text{ мм} + 5,7 \text{ мм} \approx 35,5$ мм.

Поэтому можно говорить о том, что и в этом квантовом случае ($n=9$) опытные результаты для геометрических параметров “горячих” и “холодных” продольных участков квантованных периодических продольных ВЭП и соответственно электронных полувольт де Бройля в тонком стальном оцинкованном проводе с аperiodическим импульсом тока временной формы

$t_m/\tau_p \approx 9$ мс/160 мс большой плотности ($\delta_{om} \approx 0,37$ кА/мм²) в пределах 4 % согласуются с соответствующими данными представленных нами расчетных квантовомеханических оценок для основных геометрических характеристик ВЭП и дебройлевских электронных полувольт в исследуемом стальном проводе.

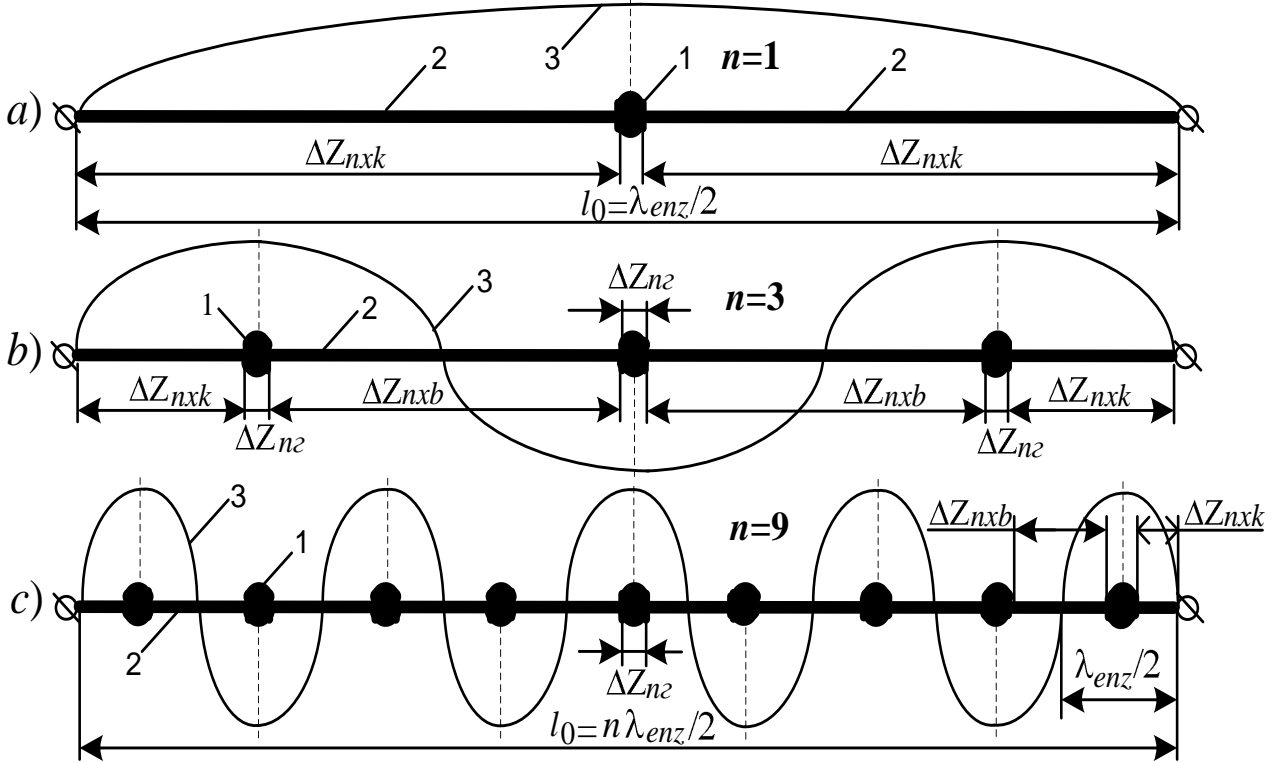


Рис. 8. Упрощенное схематическое изображение полученных экспериментальных данных для “горячих” ($\Delta z_{nz} \approx 7$ мм) и “холодных” продольных участков квантованных периодических продольных ВЭП и электронных полувольт де Бройля в ИО круглого стального оцинкованного провода радиусом $r_0=0,8$ мм и длиной $l_0=320$ мм, испытывающих в сильноточной разрядной цепи высоковольтного ГИТ-С однократное воздействие аperiodического импульса тока временной формы $t_m/\tau_p \approx 9$ мс/160 мс большой плотности $\delta_{om} \approx 0,37$ кА/мм² (1 – “горячий” участок ВЭП; 2 – “холодный” участок ВЭП; 3 – электронная полуволна де Бройля длины $\lambda_{enz}/2$; для $a - n=1$ и $\lambda_{enz}/2 \approx 320$ мм; для $b - n=3$ и $\lambda_{enz}/2 \approx 107$ мм; для $c - n=9$ и $\lambda_{enz}/2 \approx 34$ мм)

Выводы.

1. Предложен и апробирован в условиях высоковольтной лаборатории расчетно-экспериментальный метод для обнаружения и прямого определения геометрических параметров (в частности, ширины Δz_{nz} , Δz_{nxk} и Δz_{nxb}) “горячих” и “холодных” продольных участков квантованных периодических продольных ВЭП и соответственно опосредованного определения значений квантованных длин $\lambda_{enz}/2$ ($n=1,2,3,\dots$) их образующих электронных полувольт де Бройля в круглом стальном оцинкованном проводе ($r_0=0,8$ мм; $l_0=320$ мм; $\Delta_0=5$ мкм; $S_0=2,01$ мм²), на который в однократном режиме от описанного вкратце мощного высоковольтного ГИТ-С разработки НИПКИ “Молния” НТУ “ХПИ” воздействует униполярный импульс аксиального тока временной формы $t_m/\tau_p \approx 9$ мс/160 мс большой усредненной плотности ($\delta_{om} \approx 0,37$ кА/мм²).

2. Впервые расчетно-экспериментальным путем для исследуемого круглого стального оцинкованного провода подтвержден важный для фундаментальных основ теории электричества тот электрофизический факт, что в рассматриваемом металлическом провод-

нике с используемым аperiodическим импульсным аксиальным током проводимости временной формы 9 мс/160 мс и большой плотности (около 0,37 кА/мм²) в его продольном направлении распространяются квантованные когерентные электронные полувольты де Бройля длины $\lambda_{enz}/2$ с установленными в ходе выполненных исследований квантовыми числами $n=1,3,9$.

3. Интерференция дебройлевских электронных полувольт вызывает возникновение в электропроводящей структуре исследуемого стального оцинкованного провода квантованных периодических продольных ВЭП макроскопических размеров, середины экспериментально зафиксированных идентичных ширины $\Delta z_{nz} \approx 7$ мм “горячих” продольных участков которых соответствуют амplitудам указанных квантованных электронных полувольт де Бройля длины в соответствии с установленным нами соотношением $\lambda_{enz}/2 \approx l_0/n$ при $n=1,3,9$ в 320, 107 и 34 мм, а также появление в макроструктуре данного провода неоднородного продольного периодического температурного поля с перепадом температур между его “горячими” и “холодными” продольными участками примерно в 1000 °С.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Баранов М.И. Волновое распределение свободных электронов в проводнике с электрическим током проводимости // *Электротехника*. – 2005. – №7. – С. 25-33.
2. Баранов М.И. Энергетический и частотный спектры свободных электронов проводника с электрическим током проводимости // *Электротехника*. – 2006. – №7. – С. 29-34.
3. 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.
4. Баранов М.И. Квантовомеханический подход при расчете температуры нагрева проводника электрическим током проводимости // *Технічна електродинаміка*. – 2007. – №5. – С. 14-19.
5. Баранов М.И. Волновое радиальное распределение свободных электронов в цилиндрическом проводнике с переменным электрическим током // *Технічна електродинаміка*. – 2009. – №1. – С. 6.-11.
6. Баранов М.И. Квантово-волновая природа электрического тока в металлическом проводнике и ее некоторые электрофизические макропроявления // *Электротехніка і електромеханіка*. – 2014. – №4. – С. 25-33.
7. Баранов М.И. Особенности нагрева тонкого биметаллического проводника большим импульсным током // *Электричество*. – 2014. – №4. – С. 34-42.
8. Баранов М.И. Локальный нагрев токопроводов силового электроэнергетического оборудования при аварийных режимах и токовых перегрузках // *Электротехника*. – 2014. – №6. – С. 13-17.
9. Баранов М.И. Основные характеристики волнового распределения свободных электронов в тонком металлическом проводнике с импульсным током большой плотности // *Электричество*. – 2015. – №10. – С.20–32.
10. Кузьмичев В.Е. Законы и формулы физики / Отв. ред. В.К. Тартаковский. – К.: Наукова думка, 1989. – 864 с.
11. Баранов М.И. Избранные вопросы электрофизики: Монография. Том 3: Теория и практика электрофизических задач. – Х.: Точка, 2014. – 400 с.
12. Баранов М.И., Колиушко Г.М., Кравченко В.И., Недзельский О.С., Дныщенко В.Н. Генератор тока искусственной молнии для натурных испытаний технических объектов // *Приборы и техника эксперимента*. – 2008. – №3. – С. 81-85.
13. *Электротехнический справочник. Производство и распределение электрической энергии. Том 3, Книга 1 / Под общ. ред. И.Н. Орлова*. – М.: Энергоатомиздат, 1988. – 880 с.
14. Бурцев В.А., Калинин Н.В., Лучинский А.В. Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 288 с.
15. Соболев Н.Н. Исследование электрического взрыва тонких проволочек // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 1947. – Том 17. – №11. – С.986–997.
16. Марахтанов М.К., Марахтанов А.М. Периодические изменения температуры по длине стальной проволоки, вызванные электрическим током // *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Серия: Машиностроение*. – 2003. – №1. – С. 37-47.
17. Белоруссов Н.И., Саакян А.Е., Яковлева А.И. Электрические кабели, провода и шнуры: Справочник / Под ред. Н.И. Белоруссова. – М.: Энергоатомиздат, 1988. – 536 с.
18. Баранов М.И., Рудаков С.В. Разработка новых схем резистивной защиты высоковольтных конденсаторов мощных емкостных накопителей энергии от аварийных токов // *Электротехніка і електромеханіка*. – 2015. – №6. – С.47–52.
19. Баранов М.И. Слабое и сильное рассеяние дрейфующих свободных электронов в металлическом проводнике с электрическим током проводимости // *Технічна електродинаміка*. – 2010. – №3. – С. 3-8.
20. Баранов М.И. Теоретические и экспериментальные ис-

следования по обоснованию существования в микроструктуре металлического проводника с током электронных дебройлевских полувольт // *Электротехніка і електромеханіка*. – 2014. – №3. – С.45–49.

21. Кухлинг Х. Справочник по физике / Пер. с нем. под ред. Е.М. Лейкина. – М.: Мир, 1982. – 520 с.

REFERENCES

1. Baranov M.I. Volnovoe raspredelenie svobodnyh elektronov v provodnike s elektricheskim tokom provodimosti [The characteristic distribution of free electrons in a conductor with electric current conduction]. *Elektrotehnika-Russian Electrical engineering*, 2005, no.7, pp.25-33.
2. Baranov M.I. Enerheticheskiy i chastotnyj spektry svobodnykh elektronov provodnika s elektricheskim tokom provodimosti [The energy and the frequency spectra of the free electrons of the conductor with an electrical conduction current]. *Elektrotehnika-Russian Electrical engineering*, 2006, no.7, pp.29-34.
3. Baranov M.I. Novye fizicheskie podhody i mehanizmy pri izuchenii processov formirovaniya i raspredeleniya elektricheskogo toka provodimosti v provodnike [New physical mechanisms and approaches in the study of the formation and distribution of electric current conductivity in the conductor]. *Tekhnichna elektrodinamika-Technical electrodynamics*, 2007, no.1, pp.13-19.
4. Baranov M.I. Kvantovomekhanicheskiy podkhod pri raschete temperatury nagreva provodnika elektricheskim tokom provodimosti [The quantum-mechanical approach in calculating the temperature of the heating conductor conductivity electric current]. *Tekhnichna elektrodinamika-Technical electrodynamics*, 2007, no.5, pp.14-19.
5. Baranov M.I. Volnovoe radial'noe raspredelenie svobodnyh elektronov v cilindricheskom provodnike s peremennym elektricheskim tokom [Wave radial distribution of free electrons in a cylindrical conductor with alternating current]. *Tekhnichna elektrodinamika-Technical electrodynamics*, 2009, no.1, pp.6-11.
6. Baranov M.I. Kvantovo-volnovaya priroda elektricheskogo toka v metallicheskom provodnike i ee nekotorye elektrofizicheskie makroprojavleniya [The quantum wave nature of electric current in a metal conductor and its some electrophysical macroscopic displays]. *Elektrotehnika i elektromekhanika-Electrical engineering & electromechanics*, 2014, no.4, pp.25–33.
7. Baranov M.I. Osobennosti nagreva tonkogo bimetallicheskogo provodnika bol'shim impul'snym tokom [Features heating a thin bimetallic conductor large impulse current]. *Elektrichestvo-Electricity*, 2014, no.4, pp.34–42.
8. Baranov M.I. Lokal'nyj nagrev tokoprovodov silovogo elektroenergeticheskogo oborudovaniya pri avarijnyh rezhimah i tokovyh peregruzkah [Local heating of the conductors of the power electricity equipment under emergency conditions and current overloads]. *Elektrotehnika-Russian Electrical engineering*, 2014, no.6, pp.13–17.
9. Baranov M.I. Osnovnye karakteristiki volnovogo raspredeleniya svobodnyh elektronov v tonkom metallicheskom provodnike s impul'snym tokom bol'shoj plotnosti [The main characteristics of the wave distribution of free electrons in a thin metallic conductor with a pulse current of high density]. *Elektrichestvo-Electricity*, 2015, no.10, pp.20–32.
10. Kuz'michev V.E. Zakony i formuly fiziki / Otв. red. V.K. Tartakovskij [The laws and formulas of physics / Manag. Ed. V.C. Tartakovskiy]. Kiev, Naukova dumka Publ., 1989, 864 p.
11. Baranov M.I. Izbrannye voprosy elektrofiziki: Monografija v 2-h tomah. Tom 3: Teorija i praktika elektrofizicheskikh zadach [Selected topics of Electrophysics: Monograph. Volume 3: The-

ory and practice of electrophysics tasks]. Kharkiv, Point Publ., 2014, 400 p.

12. Baranov M.I., Koliushko G.M., Kravchenko V.I., Nedzelskiy O.S., Dnyshchenko V.N. Generator toka iskusstvennoj molnii dlja naturnyh ispytaniy tehniceskikh ob"ektov [The current generator artificial lightning for full-scale tests of technical objects]. *Pribory i tehnika eksperimenta—Instruments and Experimental Technique*, 2008, no.3, pp.81–85.

13. Elektrotehnicheskij spravochnik: Proizvodstvo i raspredelenie elektricheskoy energii. Tom 3, Kniga 1 / Pod. ob. red. I.N. Orlova [Electrical engineering reference book: Production and distributing of electric energy. Volume 3, Book 1 / Ed. I.N. Orlov]. Moscow, Energoatomizdat Publ., 1988, 880 p.

14. Burtsev V.A., Kalinin N.V., Luchynskiy A.V. Elektricheskij vzryv provodnikov i ego primenenie v elektrofizicheskikh ustanovkakh [Electric explosion of conductors and its application in electrophysical options]. Moscow, Energoatomizdat Publ., 1990, 288 p.

15. Sobolev N.N. Issledovanye elektricheskogo vzryva tonkikh provolochek [The study of electrical explosion of thin wires]. *Zhurnal eksperimental'noy i teoreticheskoy fiziki—Journal of experimental and theoretical physics*, 1947, Volume 17, no.11, pp.986–997.

16. Marakhtanov M.K., Marakhtanov A.M. Periodicheskie izmeneniya temperatury po dline stal'noj provoloki, vyzvannye elektricheskim tokom [Periodic changes in temperature over the length of steel wire, caused by electric current]. *Visnyk MGTU im. N.E. Baumana. Seriya: Mashinostroenie—Bulletin of MSTU name N.E. Bauman*, 2003, no.1, pp.37–47.

17. Belorussov N.I., Saakyan A.E., Yakovleva A.I. Elektricheskie kabeli, provoda i shnury: Spravochnik / Pod. red. N.I. Belorussova [Electrical cables, wires and cords: Reference book / Ed. N.I. Belorussov]. Moscow, Energoatomizdat Publ., 1988, 536 p.

18. Baranov M.I., Rudakov S.V. Razrabotka novykh shem rezistivnoy zashchity vysokovol'tnykh kondensatorov moshhnykh emkostnykh nakopitelej energii ot avarijnykh tokov [Development of new schemes resistive protection of high-voltage capacitors high-power capacitive energy storage by fault current]. *Elektrotehnika i elektromekhanika—Electrical engineering & electromechanics*, 2015, no.6, pp.47–52.

19. Baranov M.I. Slaboe i syl'noe rasseyanie dreyfuyushchikh svobodnykh elektronov v metallicheskom provodnike s elektricheskim tokom provodimosti [Weak and strong scattering drift of free electrons in a metal conductor with an electrical conduction current]. *Tekhnichna elektrodinamika—Technical electrodynamic*, 2010, no.3, pp. 3–8.

20. Baranov M.I. Teoreticheskie i eksperimental'nye issledovaniya po obosnovaniju sushchestvovaniya v mikrostrukture metallicheskogo provodnika s tokom elektronnykh debroylevskih poluvoln [Theoretical and experimental study on the justification of existence in the microstructure of the metal conductor with current electronic de Broglie half-waves]. *Elektrotehnika i elektromekhanika—Electrical engineering & electromechanics*, 2014, no.3, pp.45–49.

21. Kuhling H. Spravochnik po fizike: Per. s nem. pod red. E.M. Lejkina [Handbook of physics: Trans. with it. ed. E.M. Leykin]. Moscow, Mir Publ., 1982, 520 p.

Поступила (received) 01.06.2016

Баранов Михаил Иванович, д.т.н., гл.н.с.,
НИПКИ "Молния" Национального технического университета "Харьковский политехнический институт".
Украина, 61013, г. Харьков, ул. Шевченко, 47, НИПКИ "Молния" НТУ "ХПИ".

тел./phone +38 057 7076841, e-mail: eft@kpi.kharkov.ua

Рудаков Сергей Валерьевич, к.т.н., доц.,

Национальный университет гражданской защиты Украины. 61023, г. Харьков, ул. Чернышевского, 94, НУГЗ Украины.

тел./phone +38 057 7073438, e-mail: serg_73@i.ua

M.I. Baranov, S.V. Rudakov

Research & Design Institute "Molniya" National Technical University "Kharkiv Polytechnic Institute", 47, Shevchenko Str., Kharkiv, 61013, Ukraine.

National University of Civil Protection of Ukraine, 94, Chernyshevskogo Str., Kharkiv, 61023, Ukraine.

Calculation-experimental method of research in a metallic explorer with the impulsive current of electronic wavepackages and electronic semiwaves de Broglie.

Purpose. Development of calculation-experimental method for a discovery and study of electronic wavepackages (EWP) and of electronic semiwaves de Broglie in a metallic explorer with the impulsive axial-flow current of high-slay. **Methodology.** Theoretical bases of the electrical engineering, bases of quantum physics, electrophysics bases of technique of high voltage and large impulsive currents, and also bases of technique of measuring of permanent and variable electric value. **Results.** On the basis of generalization of results of research of features of the longitudinal wave periodic distributing of negatively charged transmitters of electric current of conductivity in the thin round continuous zincked steel wire offered and approved in the conditions of high-voltage laboratory method for a discovery and direct determination in him of geometrical parameters of "hot" and "cold" longitudinal areas quantized periodic longitudinal EWP and accordingly the mediated determination of values of the quantized lengths formative their electronic semiwaves de Broglie. It is rotined that results of close quantum mechanical calculations of EWP and quantized lengths $\lambda_{enz}/2$ of longitudinal semiwaves de Broglie for the probed wire long l_0 well comport with the results of the executed high temperature experiments on the powerful high-voltage generator of homopolar large impulsive current of millisecond duration. **Originality.** First calculation-experimental a way the important for the theory of electricity fact of existence is set in a round metallic explorer with the impulsive axial-flow current of the quantized coherent electronic semiwaves de Broglie, amplitudes of which at the quantum number of $n=1,3,9$ correspond the middles of "hot" longitudinal areas of EWP. Calculation quantum mechanical correlation of type of $\lambda_{enz}/2=l_0/n$ got experimental confirmation, in obedience to which on length of l_0 explorer the integer of quantized electronic semiwaves is always laid de Broglie. **Practical value.** The use of the offered method allows to expose electro-technological possibilities of practical application of features sharply not homogeneous periodic wave longitudinal distributing of drifting lone electrons and accordingly by them the conditioned thermal field in round metallic explorers with the electric axial-flow current of high-slay. References 21, figures 8.

Keywords: metallic explorer, impulsive current of high-slay, electronic wavepackage, electronic semiwave de Broglie, method of research of electronic processes in an explorer.