

\* \* \*

*Электричество, 2015, № 10, с. 20–32.*

## **Основные характеристики волнового распределения свободных электронов в тонком металлическом проводнике с импульсным током большой плотности**

**БАРАНОВ М.И.**

*Приведены результаты приближенного квантово-механического расчета продольного и радиального волнового распределения дрейфующих свободных электронов в круглом цилиндрическом металлическом проводнике с большой плотностью импульсного аксиального тока. Показано, что в исследуемом проводнике из-за волновых свойств свободных электронов возникает макроскопическая продольная периодическая структура, состоящая из квантованных волновых электронных пакетов (ВЭП). Определены основные геометрические и теплофизические характеристики чередующихся между собой «горячих» и «холодных» продольных участков проводника, формируемых ВЭП. Выполненные эксперименты с помощью мощного высоковольтного генератора аперодических импульсов тока временной формы 9 нс/576 нс с амплитудой его плотности 0,37 кА/мм<sup>2</sup> в оцинкованном стальном проводе радиусом 0,8 мм и длиной 320 мм подтвердили данные расчетов по формированию в материале проводника квантованных макроскопических ВЭП, «горячих» и «холодных» продольных участков, вызывающих появление в проводнике неоднородного периодического продольного температурного поля.*

**К л ю ч е в ы е с л о в а:** *металлический проводник, импульсный ток, свободные электроны, волновой электронный пакет, температурное поле*

Общеизвестно, что на протекании электрического тока различной плотности по металлическим проводникам и практическом использовании в электротехнике и электроэнергетике этого электрофизического явления основывается вся современная техническая сфера и соответственно нынешняя цивилизация. В теории электричества известно, что ток проводимости обусловлен направленным движением (дрейфом) в кристаллической структуре материала проводника свободных электронов, обладающих элементарным отрицательным электрическим зарядом  $e_0 = 1,602 \cdot 10^{-19}$  Кл и одновременно

корпускулярными и волновыми свойствами [1]. В атомной физике было достоверно установлено, что имеющие дуалистическую природу свободные электроны в металлическом проводнике образуются согласно классической зонной теории металлов из валентных связанных электронов атомов его материала, получивших извне соответствующий квант электромагнитной энергии. Поэтому в квантовой теории электропроводности, базирующейся на квантовой статистике Ферми–Дирака, электрический ток в металлическом проводнике понимается как процесс распространения в межатомном (ме-

жонном) пространстве его твердого материала электронных волн де Бройля, определяющих пространственно-временную эволюцию свободных электронов проводника [1, 2]. При этом длина волны  $\lambda_e$  дрейфующего в проводнике нерелятивистского свободного электрона определяется волновым соотношением Луи де Бройля [2]:  $\lambda_e = h / (m_e v_e)$ , где  $m_e = 9,108 \cdot 10^{-31}$  кг – масса покоя электрона [1];  $v_e$  – скорость дрейфа электрона;  $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$  Дж·с – постоянная Планка [1]. В результате дрейф совокупности коллективизированных электронов («электронного газа») проводника под действием приложенного к нему напряжения будет сопровождаться некоторым волновым процессом, для которого характерны периодические изменения его основных электрофизических параметров во времени и пространстве. Несмотря на высокий современный уровень развития научных основ электричества [1, 3], волновой процесс протекания электрического тока различных видов (постоянного, переменного и импульсного) и амплитудно-временных параметров (АВП) в металлических проводниках до сих пор остается слабоизученным и освещенным с квантово-механических и соответственно фундаментальных электрофизических позиций.

**Постановка задачи исследования волнового распределения свободных электронов в проводнике с импульсным током.** Рассмотрим в цилиндрической системе координат неподвижно размещенный в воздушной среде тонкий прямолинейный сплошной изотропный металлический проводник радиусом  $r_0$  и длиной  $l_0 \gg r_0$  (рис. 1). Пусть характеристики воздушной среды соответствуют нормальным атмосферным условиям (давление воздуха составляет  $1,013 \cdot 10^5$  Па, а его температура  $\theta_0$  равна 0 [1]). Примем, что к противоположным концам указанного проводника приложена разность электрических потенциалов, униполярно изменяющаяся во

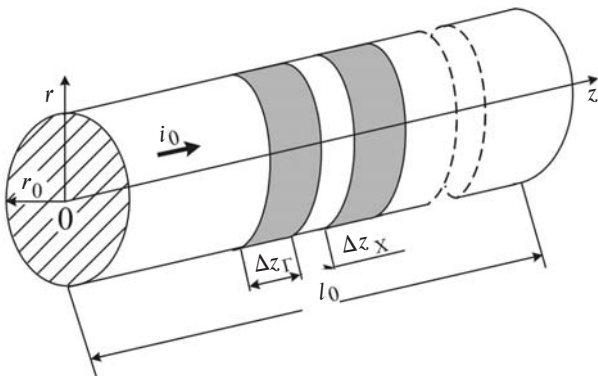


Рис. 1. Схематическое изображение исследуемого тонкого круглого металлического проводника радиусом  $r_0$  и длиной  $l_0$  с аperiodическим импульсным аксиальным током  $i_0(t)$  большой плотности, содержащего «горячие» шириной  $\Delta z_r$  и «холодные» шириной  $\Delta z_x$  продольные участки

времени  $t$  по произвольному закону. Считаем, что по рассматриваемому проводнику поперечным сечением  $S_0$  вдоль его продольной оси  $0z$  протекает импульсный однополярный электрический ток проводимости  $i_0(t)$ .

Ограничимся рассмотрением случая, когда радиус  $r_0$  проводника меньше толщины токового скин-слоя  $D_i$  в его материале, а протекающий по нему аксиальный импульсный ток  $i_0(t)$  будет распределен по сечению проводника  $S_0$  с усредненной плотностью  $d_0(t)$ , приводящей к интенсивному джоулевому нагреву его внутренней кристаллической структуры. Влиянием дрейфующих свободных электронов друг на друга, а также ионов (узлов) кристаллической решетки материала проводника на его коллективизированные свободные электроны пренебрегаем. Такое приближение соответствует известному приближению Хартри–Фока, положенному в основу классической зонной теории металлов [4]. Укажем, что используемое одноэлектронное приближение, которое не учитывает 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 (узлов) кристаллической решетки (фононах) металлического проводника [2].

С учетом принятых допущений предположим, что поведение и распределение по координатам  $z$  и  $r$  свободных электронов в материале исследуемого проводника с импульсным током будет приближенно подчиняться одномерным волновым уравнениям Шредингера [1]. В таком случае в соответствии с положениями квантовой электродинамики (механики) понятие точного местонахождения свободного электрона в металлическом проводнике с импульсным током  $i_0(t)$  необходимо заменить на понятие вероятности его нахождения в том или ином элементе цилиндрического объема проводника. Требуется на основе квантово-механического подхода в приближенном виде описать волновые продольные и радиальные распределения свободных электронов в тонком однородном металлическом проводнике с импульсным аксиальным током  $i_0(t)$  и выполнить с использованием мощного высоковольтного электрофизического оборудования экспериментальную проверку предложенного подхода и некоторых полученных с его помощью результатов расчета в нем продольного распределения электронных дебройлевских волн и обуслов-

ленного их рассеянием на тепловых колебаниях ионов (узлов) его кристаллической решетки температурного поля в исследуемом проводнике.

**Волновое продольное распределение свободных электронов в металлическом проводнике с импульсным током.** С использованием указанных допущений на основе решения нерелятивистского одномерного временного волнового уравнения Шредингера ранее в [5, 6] было показано, что в исследуемом металлическом проводнике с импульсным аксиальным током  $i_0(t)$  волновая функция  $Y_{nz}$ , описывающая в первом приближении продольно-временное распределение в его микроскопической структуре свободных электронов, имеет следующий вид:

$$Y_{nz}(z,t) = A_{0z} \sin(k_{nz} z) (\cos w_{enz} t - i \sin w_{enz} t), \quad (1)$$

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

Учитывая, что волновое число  $k_{nz}$  удовлетворяет равенству  $k_{nz} = 2\rho / l_{enz}$ , где  $l_{enz}$  - квантованная длина  $z$ -волны свободного электрона в материале проводника, то из анализа стационарного уравнения Шредингера и его граничных условий [5], использованных при получении (1), следует, что в рассматриваемом проводнике свободные электроны распределяются вдоль его продольной оси  $OZ$  так, что на длине  $l_0$  проводника всегда помещается целое квантовое число  $n$  электронных полувольт де Бройля, удовлетворяющих соотношению [7]:

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

где  $l_{enz} = h / (m_e v_{enz})$  - квантованная длина  $z$ -волны свободного электрона, равная длине стоячей волны де Бройля для данной частицы-фермиона [1];  $v_{enz} = w_{enz} l_{enz} / \rho = nh / (2m_e l_0)$  - квантованная  $z$ -скорость дрейфующего вдоль микроструктуры проводника свободного электрона.

Важно отметить, что из (1), (2) и принятой на сегодня в физике квантово-механической модели атома вещества [1] вытекает принципиальное различие в распределениях свободных электронов вдоль металлического проводника с электрическим током и связанных электронов любого атома вдоль

его стационарных круглых и эллиптических орбит в электронной оболочке. Это различие заключается в том, что на энергетических уровнях (орбитах) атома помещается целое число не стоячих электронных полувольт (как в нашем проводнике с током), а целое число стоячих электронных волн де Бройля, описываемых соответствующими волновыми  $y$ -функциями [1–3]. Кроме того, данное различие приводит к тому, что дрейфующие в материале проводника с током  $i_0(t)$  свободные электроны в отличие от связанных электронов атома того же материала имеют иные частотные и энергетические спектры, описанные ранее в [6].

Что касается величины  $n_m$  в (1), то согласно [8] для приближенного выбора максимального значения квантового числа  $n$  при расчетах в металлическом проводнике с импульсным током  $i_0(t)$  конкретного набора мод волновых функций  $Y_{nz}(z,t)$ , квадрат модуля которых определяет плотность вероятности нахождения свободных электронов в том или ином месте межатомного пространства принятого проводника [1], можно использовать следующую формулу:

$$n_m = 2n_k^2, \quad (3)$$

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 [2].

Из (3) следует, что для медного, цинкового и железного (стального) проводников, для которых согласно периодической системе химических элементов Менделеева главное квантовое число равно  $n_k = 4$  [1], возможное максимальное значение квантового числа в (1) для дискретных мод волновых функций  $Y_{nz}(z,t)$ , суперпозиция которых формирует в микроскопической структуре материала проводника макроскопический волновой электронный пакет (ВЭП) [1–4], может численно составлять  $n_m = 32$ . Видно, что указанное значение квантового числа  $n_m$  соответствует классической электронной конфигурации атомов материала исследуемого проводника и отражает в соответствии с фундаментальным принципом Паули для фермионов [1] возможное наибольшее число квантованных энергетических состояний связанных электронов на внешнем валентном электронном слое (уровне) атомов материала проводника. Поэтому, несмотря на то, что в атоме любого проводникового материала на его валентных энергетических уровнях (на  $s$ - и  $p$ -подоболочках внешнего электронного слоя атома) может находиться весьма ограниченное число

связанных электронов (менее восьми [2]), в межатомном пространстве указанных выше проводников ( $n_k = 4$ ) с током  $i_0(t)$  из-за различных внутриатомных причин электронно-энергетических конфигураций отдельных атомов могут, по всей вероятности, присутствовать свободные электроны, квантованные энергетические состояния которых отвечают максимально возможному для них значению квантового числа  $n$ , равному 32.

**Волновой электронный пакет металлического проводника с импульсным током.** Суперпозицию дискретных мод волновых функций  $Y_{nz}(z,t)$  в материале исследуемого проводника с импульсным током  $i_0(t)$ , образующую для ВЭП проводника некоторую интегральную волновую функцию  $Y_{ВЭП}(z,t)$ , с учетом (1) можно представить в следующем обобщенном виде [9]:

$$Y_{ВЭП}(z,t) = \int_{-k_{nz}}^{k_{nz}} Y_{nz}(z,t) dk_{nz} \quad (4)$$

В практическом для прикладной электротехники случае, когда в (1) моды волновых функций  $Y_{nz}(z,t)$  будут отличны от нуля в некоторой произвольной полосе  $2Dk_{nz}$  изменения квантованного волнового числа  $k_{nz}$ , выражение (4) с учетом (1) приобретает следующий вид:

$$Y_{ВЭП}(z,t) = [2 / (l_0 S_0)]^{1/2} \int_{k_{0nz} - Dk_{nz}}^{k_{0nz} + Dk_{nz}} \sin(k_{nz} z) \cdot \exp(-i v_{enz} k_{nz} t / 2) dk_{nz} \quad (5)$$

где  $k_{0nz}$  - некоторое центральное (среднее) значение квантованного волнового числа  $k_{nz}$ ;  $Dk_{nz}$  - целочисленная полуширина полосы изменения (разброса) квантованного волнового числа  $k_{nz}$ , удовлетворяющего неравенству вида  $(k_{0nz} - Dk_{nz}) \leq k_{nz} \leq k_{0nz} + Dk_{nz}$ .

Проинтегрировав в (5) и положив с целью упрощения дальнейшего анализа характера пространственного изменения в проводящем материале волновой пси-функции  $Y_{ВЭП}(z,t)$  в полученном конечном выражении для одного из частных случаев  $t=0$ , для интегральной волновой функции  $Y_{ВЭП}(z,0)$  в ВЭП рассматриваемого проводника с импульсным током находим:

$$Y_{ВЭП}(z,0) = 2[2 / (l_0 S_0)]^{1/2} \cdot Dk_{nz} \sin(k_{0nz} z) \sin(Dk_{nz} z) / (Dk_{nz} z) \quad (6)$$

Из (6) видно, что роль огибающей (амплитуды) для полученной интегральной волновой функции  $Y_{ВЭП}(z,0)$  в исследуемом ВЭП металлического проводника с импульсным током, состоящем из плоских квантованных электронных полувольт де

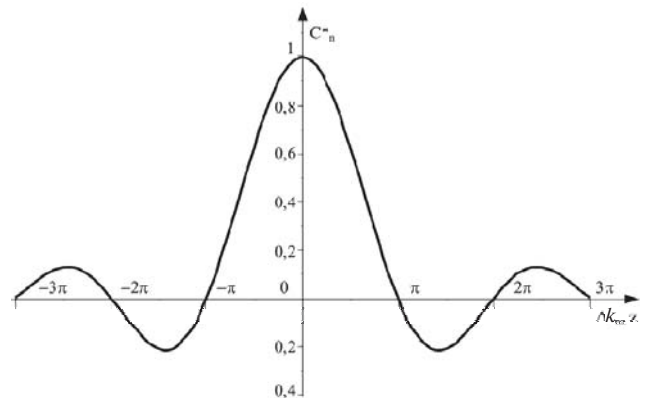
Бройля, выполняет некоторая квантованная пространственная функция  $C_n(Dk_{nz} z)$ , которая может быть представлена в виде

$$C_n(Dk_{nz} z) = 2[2 / (l_0 S_0)]^{1/2} \sin(Dk_{nz} z) / (Dk_{nz} z) \quad (7)$$

Нетрудно видеть, что в (7) безразмерная функция вида  $C_n^*(Dk_{nz} z) = 0,5 C_n(Dk_{nz} z) [2 / (l_0 S_0)]^{1/2}$  является по существу пространственной производной от интегрального синуса  $Si(Dk_{nz} z)$  [10]. На рис. 2 изображена построенная по (7) безразмерная функция  $C_n^*(Dk_{nz} z) = \sin(Dk_{nz} z) / (Dk_{nz} z)$ . Из данных рис. 2 следует, что безразмерная функция  $C_n^*(Dk_{nz} z)$  действительно описывает некоторую квантово-механическую волну, которая при  $Dk_{nz} z = 0$  имеет свой глобальный максимум, а при  $Dk_{nz} z = \pm \rho$  в колебательном режиме быстро затухает и асимптотически стремится к своему нулевому значению. Причем, с учетом наличия в (6) множителя вида  $[Dk_{nz} \sin k_{0nz} z]$  при некотором  $k_{0nz} = k_{nz}$  и выполнении с его участием необходимого в (6) условия  $k_{nz} z = \rho / 2$  глобальному максимуму введенной нами безразмерной функции  $C_n^*(Dk_{nz} z)$  и соответственно интегральной волновой функции  $Y_{ВЭП}(z,0)$  на длине  $l_0$  исследуемого металлического проводника будет соответствовать некоторая квантованная продольная координата  $z_{nm}$ , взятая от его концов и определяемая из следующего соотношения:

$$z_{nm} = \rho / (2k_{nz}) = l_0 / (2n) \quad (8)$$

Из (8) видно, что глобальные максимумы интегральной волновой функции  $Y_{ВЭП}(z,0)$  и соответственно центры ВЭП в металлическом проводнике с импульсным током  $i_0(t)$  четко соответствуют амплитудам квантованных электронных полувольт де Бройля  $l_{enz}/2$ , заполняющих всю внутреннюю микроструктуру проводника. Поэтому в результате



**Рис. 2.** Продольное волновое распределение безразмерной квантованной функции  $C_n^*(Dk_{nz} z)$  для ВЭП в тонком металлическом проводнике с импульсным аксиальным током  $i_0(t)$  большой плотности [9]

суперпозиции определяемых из (1) дискретных мод волновых функций  $y_{nz}(z,t)$  вдоль рассматриваемого проводника будет возникать периодическая макроструктура из ряда ВЭП, вызывающих продольную периодическую локализацию (концентрацию) на их ширине дрейфующих свободных электронов.

При этом на каждой квантованной электронной полуволне де Бройля длиной  $l_{enz}/2$  будет появляться по два продольных участка проводника, один из которых шириной  $Dz_\Gamma$  будет характеризоваться повышенной объемной плотностью  $n_{e\Gamma}$  свободных электронов («горячий» участок) по сравнению с их первоначальной (до протекания импульсного тока) плотностью  $n_{e0}$ , а другой шириной  $Dz_x$  («холодный» участок), – пониженной плотностью  $Dz_x$  свободных электронов. В результате такого продольного распределения дрейфующих электронов шаг продольной макроскопической структуры ВЭП в металлическом проводнике с импульсным аксиальным током  $i_0(t)$  будет равен сумме ширины их «горячего»  $Dz_\Gamma$  и «холодного»  $Dz_x$  продольных участков.

**Пространственно-энергетические характеристики распределения свободных электронов в металлическом проводнике с импульсным током.** В рассматриваемом проводнике с учетом решения (1) для одномерного волнового уравнения Шредингера плотность вероятности нахождения свободных электронов в некотором цилиндрическом объеме металла проводника  $DV_0$  с импульсным током  $i_0(t)$  будет описываться следующим соотношением [1, 11]:

$$\gamma_{we} = |y_{nz}|^2 = 2(l_0 S_0)^{-1} \sin^2(\rho n z / l_0), \quad (9)$$

где  $|y_{nz}|$  – модуль  $n$ -моды собственной продольной волновой  $y_{nz}$  функции.

Из (8) и (9) плотность вероятности появления свободных электронов на «горячем» участке при  $z = z_{nm} = l_0 / (2n)$  металлического проводника с импульсным током будет равна

$$\gamma_{we\Gamma} = 2(l_0 S_0)^{-1}. \quad (10)$$

Что касается плотности вероятности пребывания свободных электронов на «холодном» участке исследуемого проводника, то она может быть найдена из следующего выражения:

$$\begin{aligned} \gamma_{wex} &= 2(l_0 S_0 Dz_x)^{-1} \int_{0,5(2z_{nm} - Dz_x)}^{0,5(2z_{nm} + Dz_x)} \sin^2(\rho n z / l_0) dz = \\ &= (l_0 S_0)^{-1}. \end{aligned} \quad (11)$$

Из (10) и (11) следует, что величина  $\gamma_{we\Gamma}$  вдвое превышает величину  $\gamma_{wex}$ . Приведенные прибли-

женные соотношения (10) и (11) позволяют определить вероятность нахождения дрейфующих свободных электронов на рассматриваемых участках проводника. Так, вероятность нахождения свободных электронов в цилиндрическом объеме  $DV_{0\Gamma} = Dz_\Gamma S_0$  «горячего» участка металлического проводника будет определяться следующим выражением [11]:

$$P_{e\Gamma} = \gamma_{we\Gamma} DV_{0\Gamma} = 2Dz_\Gamma l_0^{-1}. \quad (12)$$

Используя (11), для вероятности пребывания свободных электронов в цилиндрическом объеме  $DV_{0x} = Dz_x S_0$  «холодного» участка металлического проводника имеем [11]:

$$P_{ex} = \gamma_{wex} DV_{0x} = Dz_x l_0^{-1}. \quad (13)$$

Из (12) и (13) следует, что  $P_{e\Gamma} / P_{ex} = 2Dz_\Gamma / Dz_x$ , т.е. для резко выраженной локализации свободных электронов на «горячих» участках металлического проводника, когда  $P_{e\Gamma} / P_{ex} = n_{e\Gamma} / n_{ex}$  и  $n_{e\Gamma} > n_{ex}$ , должны выполняться неравенства вида  $P_{e\Gamma} / P_{ex} > 1$  и соответственно  $2Dz_\Gamma (Dz_x)^{-1} > 1$ . Последнее соотношение согласно (8) может выполняться только при  $n > 1$ . В [11] было установлено, что при  $n = n_m$  оценочные расчетные выражения для объемных плотностей дрейфующих свободных электронов на «горячем»  $n_{e\Gamma}$  и «холодном»  $n_{ex}$  участках рассматриваемого проводника могут быть представлены в следующем приближенном виде:

$$n_{e\Gamma} = 4\rho n_{e0} [8 + (\rho - 2)^2]^{-1}; \quad (14)$$

$$n_{ex} = \rho(\rho - 2)n_{e0} [8 + (\rho - 2)^2]^{-1}. \quad (15)$$

Из (14) и (15) видно, что для соотношения объемных плотностей свободных электронов на «горячем» и «холодном» продольных участках проводника с импульсным аксиальным током в предельном случае при  $n = 2n_k^2$  может выполняться равенство  $n_{e\Gamma} / n_{ex} = 4 / (\rho - 2) \gg 3,5$ . При конкретных приближенных оценках величин  $n_{e\Gamma}$  и  $n_{ex}$  по (14) и (15) необходимы количественные данные для  $n_{e0}$ . В этой связи укажем, что усредненное значение первоначальной объемной плотности  $n_{e0}$  свободных электронов в металле проводника равно концентрации его атомов  $N_0$ , умноженной на валентность материала проводника, определяемую числом неспаренных электронов на внешних электронных слоях (энергетических уровнях) атомов материала проводника (например, для цинка, железа и меди валентность равна двум [2]). Для расчетной оценки усредненной концентрации  $N_0$  атомов в металлическом проводнике с массовой плотностью его ма-

териала  $d_0$  следует воспользоваться известным в атомной физике соотношением [2]:

$$N_0 = d_0 (M_a 1,660640^{-27})^{-1}, \quad (16)$$

где  $M_a$  – атомная масса материала проводника (например, для медного проводника данная величина в атомных единицах массы согласно периодической системе химических элементов Менделеева равна  $M_a = 63,55$  [1]), практически равная массовому числу ядра атома металла проводника (напомним, что одна атомная единица массы равна 1/12 массы атома изотопа углерода  $^{12}_6\text{C}$ , т.е.  $1,660640^{-27}$  кг [1]).

Для приближенного определения продольных размеров «горячего» участка (его ширины  $Dz_r$ ) исследуемого проводника воспользуемся одним из основных принципов квантовой электродинамики (механики) – соотношением неопределенностей Гейзенберга [1–4], накладывающим ограничение на возможность одновременного точного нахождения интервала изменения пространственной координаты дрейфующих свободных электронов, на котором они могут быть локализованы (в нашем случае это искомая ширина  $Dz_r$  «горячего» участка проводника), и величины их квантованной продольной проекции импульса  $Dp_{zn} = m_e v_{enz}$ . На основе использования применительно к рассматриваемой задаче данного квантово-механического соотношения в виде  $Dz_r Dp_{zn} \approx h / (4\pi)$  [1] и вместо квантованной скорости  $v_{enz}$  наибольшей средней скорости дрейфа свободных электронов в виде  $v_{em} = d_{0m} / (e_0 n_{eT})$  [2], где  $d_{0m}$  – амплитуда плотности  $d_0(t)$  импульсного аксиального тока  $i_0(t)$  в проводнике, с учетом (14) для наименьшего значения ширины  $Dz_r$  «горячего» продольного участка металлического проводника получаем:

$$Dz_r = e_0 n_{e0} h (m_e d_{0m})^{-1} [8 + (\pi - 2)^2]^{-1}. \quad (17)$$

Из (17) видно, что значение ширины  $Dz_r$  «горячего» участка проводника в зоне его ВЭП практически определяется амплитудным значением  $d_{0m}$  плотности импульсного аксиального тока  $i_0(t)$ , протекающего по проводнику. Чем больше значения  $d_{0m}$  в проводнике, тем будут меньше значения  $Dz_r$ . Численная оценка по (17) значений  $Dz_r$  для медного проводника, характеризующегося с учетом (16) значением исходной усредненной плотности своих свободных электронов  $n_{e0} = 16,8640^{28} \text{ м}^{-3}$ , показывает, что при  $d_{0m} = 4 \text{ А/мм}^2$ , характерной для медных токопроводов промышленных электросетей [12], наименьшая ширина  $Dz_r$  «горячего» участка в нем составляет около 530 мм. При  $d_{0m} = 400 \text{ А/мм}^2$ , характерной для работы высоковольтной сильноточной электроаппаратуры [13] и аварийных

режимов в электросетях с протеканием токов КЗ [12], расчетное по (17) значение наименьшей ширины  $Dz_r$  «горячего» участка с ВЭП в медном проводнике становится равным уже около 5,3 мм. Вот поэтому наглядно выявить особенности продольного волнового распределения тока проводимости в металлических проводниках можно реально только в режиме пропускания через них таких постоянных, переменных или импульсных аксиальных токов  $i_0(t)$ , которые обеспечивают протекание в поперечных сечениях  $S_0$  их электропроводящих материалов больших плотностей тока (электрофизическая практика интенсивного нагрева на воздухе тонких оцинкованных стальных проводников импульсным током показала, что для этого значения  $d_{0m}$  не должны превышать  $0,4 \text{ кА/мм}^2$  [14]).

В связи с тем, что в рассматриваемом проводнике согласно (8) на длине  $l_{enz}/2$  каждой квантованной электронной полуволны де Бройля уместятся один относительно «горячий» и один относительно «холодный» продольный участок, то квантованную ширину  $Dz_x$  «холодного» участка металлического проводника с учетом (2) и (17) можно определить из выражения

$$Dz_x = l_0 / n - Dz_r = \\ = l_0 / n - e_0 n_{e0} h (m_e d_{0m})^{-1} [8 + (\pi - 2)^2]^{-1}. \quad (18)$$

Из (18) следует, что значение  $Dz_x$  при неизменном значении амплитуды  $d_{0m}$  плотности импульсного аксиального тока и соответственно неизменной ширине  $Dz_r$  «горячего» продольного участка проводника может квантованно вероятностным образом (стохастически) изменяться от прохождения по проводнику одного импульса тока с его плотностью  $d_{0m}$  к другому с той же плотностью тока в широких пределах, определяемых тем или иным численным значением квантового числа  $n = 1, 2, 3, \dots, n_m$ . Важно отметить, что такой квантованный стохастический характер изменения ширины  $Dz_x$  «холодного» продольного участка в стальном проводнике с импульсным аксиальным током большой плотности ( $d_{0m} = 0,37 \text{ кА/мм}^2$ ) был в свое время подтвержден экспериментально [14].

Возрастание плотности тепловой энергии на «горячем» продольном участке исследуемого проводника с протекающим по нему импульсным аксиальным током из-за слабого рассеяния дрейфующих свободных электронов на фонах узлов кристаллической решетки с периодом  $a_p$  его материала, обусловленного выполнением неравенства вида  $l_{enz}/2 \gg a_p / n$  [15], с учетом (12), (14) и результатов из [16] описывается при  $2Dz_r \ll l_0$  следующим соотношением:

$$W_{m\Gamma} = 8\rho D z_{\Gamma} l_0^{-1} n_{e0} W_{Fe} [8 + (\rho - 2)^2]^{-1}, \quad (19)$$

где  $W_{Fe} = 0,6h^2(8m_e)^{-1}(3n_{e0}/\rho)^{2/3}$  – среднее значение энергии Ферми для свободных электронов материала проводника с их определяемой по (16) усредненной плотностью  $n_{e0}$  [2].

Исходя из (17) и (19) для температуры импульсного нагрева  $q_{\Gamma}$  в зоне ВЭП электропроводящего материала «горячего» продольного участка рассматриваемого проводника получаем:

$$q_{\Gamma} = 8\rho c_0^{-1} D z_{\Gamma} l_0^{-1} n_{e0} W_{Fe} [8 + (\rho - 2)^2]^{-1} + q_0, \quad (20)$$

где  $c_0$  – удельная теплоемкость, отнесенная к единице объема материала проводника [17].

Оценка температуры джоулева нагрева «холодного» продольного участка металлического проводника с током  $i_0(t)$  может быть выполнена с учетом (14), (15) и (20) в виде

$$q_x = q_{\Gamma}(\rho - 2)/4. \quad (21)$$

Важным обстоятельством при возникновении в исследуемом металлическом проводнике с импульсным аксиальным током  $i_0(t)$  неоднородного продольного периодического температурного поля является то, что из-за внутренней физической природы вызывающих это поле стоячих электронных полуволн де Бройля [1, 2] обмена электромагнитной и соответственно тепловой энергией между «горячими» и «холодными» продольными участками проводника происходить не будет. Вот поэтому в исследуемом проводнике во время прохождения по нему импульсного тока проводимости большой плотности должна сохраняться согласно (20) и (21) существенная разница (более чем в 3 раза) температур  $q_{\Gamma}$  и  $q_x$  и соответственно наблюдаться неразрывность границ между его «горячими» и «холодными» продольными участками. Обменные тепловые процессы между данными участками проводника будут возобновляться после прохождения по ним импульсного тока  $i_0(t)$  и распада в металлическом проводнике его ВЭП.

Наиболее ярко и коротечно наличие резконеоднородного продольного периодического температурного поля в исследуемом тонком проводе с большой плотностью импульсного тока  $i_0(t)$  будет наблюдаться при явлении его электрического взрыва (ЭВ), когда  $d_{0m} \approx 10^{10}$  А/м<sup>2</sup> [13, 17]. Так, согласно экспериментальным данным из [18] по исследованию ЭВ в воздухе круглых тонких медных проволочек ( $l_0 = 60$  мм;  $r_0 = 50$  мкм), включенных в разрядную цепь высоковольтной конденсаторной батареи ( $d_{0m} \gg 6,4 \cdot 10^{12}$  А/м<sup>2</sup>), и полученным в этом

случае СФР-граммам процесса их ЭВ были зафиксированы продольные периодические страты в количестве  $n_{mc} = 34$  шт. в диспергированных продуктах взрывообразного разрушения твердой меди. Они представляли слоистую продольную периодическую дискообразную структуру различной светимости, состоящую из чередующихся «светлых» и «темных» зон, попарно образующих 17 шт. макроскопических участков ВЭП шириной  $2z_{nm} = l_0/n_{mc} = 1,76$  мм. Согласно (2) расчетная минимальная ширина  $l_{enzm}/2 = l_0/(2n_k^2)$  участка ВЭП для данной медной проволочки ( $l_0 = 60$  мм;  $n_k = 4$ ) будет составлять около 1,87 мм. В этой связи результаты из [18] могут служить косвенной верификацией (проверкой истинности) представленных здесь теоретических результатов волнового продольного распределения электронов в исследуемом тонком проводнике.

**Волновое радиальное распределение свободных электронов в металлическом проводнике с импульсным током.** В [19] в приближении наличия в исследуемом металлическом проводнике потенциальной «ямы» с идеально отражающими дрейфующие электроны стенками и отсутствия потенциала силового поля, в котором вероятностным образом движутся к его наружной поверхности вдоль текущей радиальной координаты  $r$  свободные электроны металла проводника, в первом приближении было получено аналитическое решение одномерного временного волнового уравнения Шредингера, описывающего волновое радиальное распределение свободных электронов в электропроводящем материале проводника, в следующем виде:

$$y_{nr}(r,t) = A_{0r} \sin(k_{nr}r) \exp(-iW_{enr}t), \quad (22)$$

где  $A_{0r} = (\rho l_0 r_0 r)^{-1/2}$  – амплитуда собственной радиальной волновой функции  $y_{nr}(r,t)$ ;  $k_{nr} = \rho n / r_0$  – квантованное радиальное волновое число;  $W_{enr} = \rho n^2 h / (4m_e r_0^2)$  – квантованная круговая частота;  $n = 1, 2, 3, \dots$  – целое квантовое число, равное номеру моды собственной радиальной волновой  $y_{nr}$ -функции.

Из полученных в [19] данных следует, что квантованный энергетический спектр  $W_{enr}$  стохастическим образом радиально перемещающихся в исследуемом однородном проводнике и одновременно продольно дрейфующих электронов рассчитывается по следующей формуле:

$$W_{enr} = n^2 h^2 / (8m_e r_0^2). \quad (23)$$

Из (23) для квантованной радиальной скорости свободного электрона имеем:

$$v_{enr} = nh / (2m_e r_0). \quad (24)$$

Полученные в [19] результаты приближенных расчетов волнового радиального распределения свободных электронов в рассматриваемом проводнике позволяют записать следующее важное квантово-механическое соотношение для электронных полувольт де Бройля в нем:

$$l_{enr} / 2 = r_0 / n, \quad (25)$$

где  $l_{enr} = h / (m_e v_{enr})$  – квантованная длина  $r$ -волны свободного электрона в проводнике.

Из (25) можно заключить, что на внешнем радиусе  $r_0$  исследуемого металлического проводника независимо от АВП протекающего по нему импульсного аксиального тока  $i_0(t)$  всегда уместится целое квантованное число электронных полувольт де Бройля длиной  $l_{enr}/2$ , определяемой величиной  $r_0/n$ . Решение (22) для  $n$ -моды радиальной волновой функции  $y_{nr}(r,t)$  в рассматриваемом проводнике в удобный для анализа распределения по радиусу  $r$  этой функции момент времени  $t=0$  можно представить в следующем безразмерном виде [19]:

$$y_{nr}^*(r^*, 0) = \sin(\rho n r^*) (r^*)^{-1/2}, \quad (26)$$

где  $y_{nr}^*(r^*, 0) = y_{nr}(r^*, 0) / [l_0 S_0]^{-1/2}$ ;  $r^* = r / r_0$ ;  $S_0 = \rho r_0^2$ .

На рис. 3 приведены построенные по (26) кривые, иллюстрирующие радиальные распределения безразмерной волновой функции  $y_{nr}^*(r^*, 0)$  в цилиндрическом проводнике с импульсным аксиальным током  $i_0(t)$  произвольных АВП. Данные рис. 3 свидетельствуют о том, что на радиусе  $r_0$  круглого

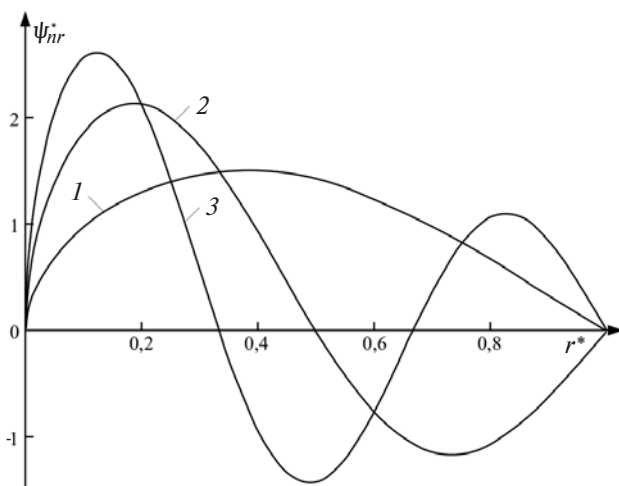


Рис. 3. Радиальные распределения безразмерной квантованной волновой функции  $y_{nr}^*(r^*, 0)$  в круглом цилиндрическом проводнике с импульсным аксиальным током  $i_0(t)$  различных АВП ( $1 - n = 1$ ;  $2 - n = 2$ ;  $3 - n = 3$ ) [19]

поперечного сечения проводника всегда укладывается целое квантованное число  $n = 1, 2, 3, \dots$  электронных полувольт де Бройля длиной  $l_{enr} / 2 = r_0 / n$ . Видно, что амплитуда этих электронных полувольт поперечного сечения  $S_0$  по закону, определяемому формулой (26), в связи с чем подобным образом будет вести себя и плотность вероятности  $\Gamma_{wnr} = |y_{nr}(r^*, 0)|^2$  нахождения дрейфующих свободных электронов в радиальных слоях рассматриваемого проводника с импульсным аксиальным током.

Значение  $\Gamma_{wnr}$  будет максимально там, где свои наибольшие значения для фиксированного времени принимает радиальная волновая функция  $y_{nr}(r,t)$ . Поэтому применительно к рассматриваемому стационарному случаю (для  $n = 1, 2, 3$ ) максимальные значения плотности вероятности  $\Gamma_{wnr}$  согласно рис. 3 будут соответствовать круговой радиальной зоне поперечного сечения  $S_0$  проводника, примыкающей к его центральной части ( $0 < r^* < 0,5$ ). При этом плотность вероятности  $\Gamma_{wnr}$  свои наименьшие значения (не считая ее нулевых значений в узлах полувольт де Бройля) будет принимать в радиальной зоне, примыкающей к наружной поверхности проводника ( $r^* > 0,5$ ). По этой причине следует ожидать и неравномерного по текущему радиусу  $r$  поперечного сечения проводника распределения объемной плотности  $n_{er}$  дрейфующих свободных электронов: ее возрастание по сравнению с  $n_{e0}$  в центральной части сечения  $S_0$  и снижение в периферийной части сечения  $S_0$  проводника.

Из-за такого радиального распределения объемной плотности  $n_{er}$  свободных электронов можно ожидать и неравномерного по радиусу  $r$  проводника распределения плотности энергии рассеяния дебройлевских электронных полувольт на ионах (узлах) кристаллической решетки металла проводника, а значит и плотности тепловой энергии в материале проводника. Все это вместе может приводить к неравномерному по радиусу  $r$  поперечного сечения  $S_0$  проводника джоулевому нагреву его радиальных слоев. Такому характеру нагрева электропроводящего материала проводника будет способствовать и наличие согласно (22) вдоль внешнего радиуса  $r_0$  проводника стоячих электронных полувольт де Бройля, исключаяющих радиальный теплообмен между соседними слоями его материала.

Одним из подтверждений подобного электрофизического эффекта, обусловленного неравномерным радиальным распределением дрейфующих свободных электронов в металлическом проводнике



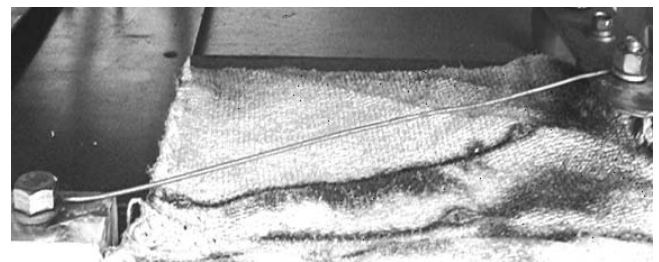
ке с импульсным аксиальным током, могут служить экспериментальные данные из [20], согласно которым при явлении ЭВ в воздухе и воде тонких металлических проводников с помощью больших импульсных токов яркостная температура на оси взрывающихся проводников в 2 и более раз превышает температуру «металлической» плазмы на их периферии. Другим подтверждением указанному выше неравномерному характеру радиального распределения свободных электронов в проводнике с продольным импульсным током являются расчетно-экспериментальные результаты российских специалистов по продольно-поперечной концентрации свободных электронов в сильноточном канале воздушного искрового разряда длиной до 400 мм в двухэлектродной системе «металлический стержень – металлическая плоскость» при импульсном напряжении наносекундного диапазона на разрядном промежутке амплитудой до 400 кВ и наносекундном импульсном разрядном аperiodическом токе амплитудой до 5 кА [21].

Данные из [21] достоверно подтверждают существование в центральной части практически круглого поперечного сечения цилиндрического сильноточного плазменного канала искрового разряда в указанной электроразрядной системе радиальных зон со значительно более высокой объемной плотностью свободных электронов (до  $10^{20} \text{ м}^{-3}$ ), чем в его периферийных зонах (до  $10^{16} \text{ м}^{-3}$ ). Кроме того, возможной косвенной верификацией для приведенных теоретических результатов волнового радиального распределения свободных электронов в исследуемом проводнике с импульсным током  $i_0(t)$  могут служить экспериментальные данные из [20, 22], согласно которым при ЭВ в газовой среде тонких металлических проволочек с большим импульсным током наблюдается радиальное расслоение диспергированных продуктов их взрыва. Подобное расслоение «металлической» плазмы в ближней цилиндрической зоне ЭВ проволочек может указывать на наличие в таких продуктах существенного радиального градиента температуры, которая на начальном этапе ЭВ металла будет определяться его электронной температурой  $T_e$  и соответственно его высокоэнергетичными свободными электронами и их плотностью  $n_e$  [1, 16].

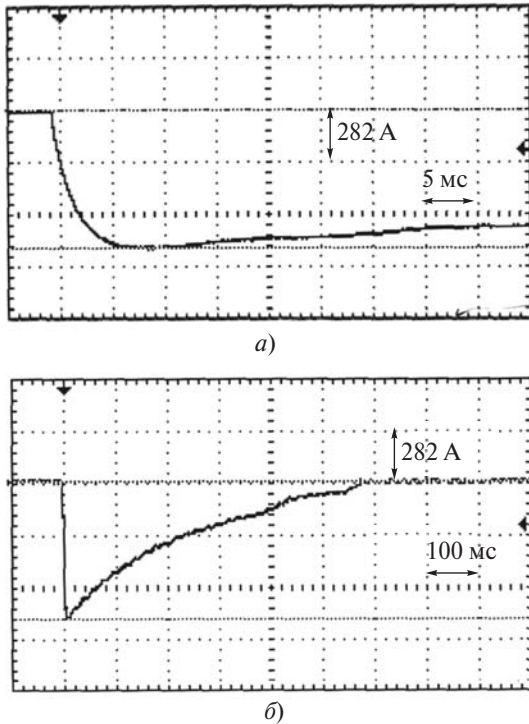
**Результаты экспериментальной проверки волнового продольного распределения свободных электронов в металлическом проводнике с импульсным током.** Для этой проверки электрофизическим объектом испытаний был выбран оцинкованный (с толщиной наружного покрытия  $D_0 = 5 \text{ мкм}$ ) круглый сплошной стальной провод ( $r_0 = 0,8 \text{ мм}$ ;  $l_0 = 320 \text{ мм}$ ;  $S_0 = 2,01 \text{ мм}^2$ ), жестко закрепленный своими концами на массивных алюминиевых токопроводах и

включенный в разрядную цепь мощного высоковольтного генератора импульсов тока (рис. 4) на номинальное зарядное напряжение  $U_{з.г} = \pm 5 \text{ кВ}$  и номинальную запасаемую электрическую энергию  $W_{г} = 567 \text{ кДж}$  (ГИТ-5С) [23], способного обеспечить протекание через исследуемый провод аperiodического импульсного тока  $i_0(t)$  с количеством протекшего по нему за время до 1000 мс от конденсаторной батареи ГИТ-5С электричества до 200 Кл и плотностью тока  $d_{0m}$  до  $0,5 \text{ кА/мм}^2$ . На рис. 5 приведены осциллограммы соответственно нарастающей и спадающей частей импульсного аксиального тока  $i_0(t)$  отрицательной полярности, протекающего через используемый в экспериментах стальной провод. Отметим, что при измерении АВП тока в используемом проводе был применен метрологически поверенный измерительный коаксиальный шунт типа ШК-300 разработки НИПКИ «Молния» НТУ «ХПИ» с собственным активным сопротивлением  $0,185 \text{ мОм}$  и коэффициентом преобразования  $56,42 \cdot 10^2 \text{ А/В}$ , рассчитанный на измерение микро- и миллисекундных токов амплитудой до 300 кА, и цифровой запоминающий осциллограф Tektronix TDS 1012 [23, 24]. Из данных рис. 5 следует, что модуль амплитуды  $I_{0m}$  униполярного импульса тока  $i_0(t)$  в испытываемом проводе составлял 745 А ( $d_{0m} = 0,37 \text{ кА/мм}^2$ ), а время, соответствующее этой амплитуде, составило около  $t_m = 9 \text{ мс}$ . Полная длительность  $t_p$  (при длительности используемого токового импульса на уровне  $0,5 I_{0m}$  в 160 мс) протекающего от высоковольтного генератора ГИТ-5С ( $U_{з.г} = -3,7 \text{ кВ}$ ,  $W_{г} = 310 \text{ кДж}$ ) по интенсивно нагреваемому оцинкованному стальному проводу аperiodического импульса тока  $i_0(t)$  при электротермическом разрушении его электропроводящих материалов принимала численное значение около 576 мс (см. рис. 5, б), а в случае отсутствия термического разрушения (сублимации) металлов провода (при  $d_{0m} < 0,37 \text{ кА/мм}^2$ ) – около 1000 мс [14, 23].

На рис. 6 и 7 представлены экспериментальные результаты стохастического квантованного продоль-

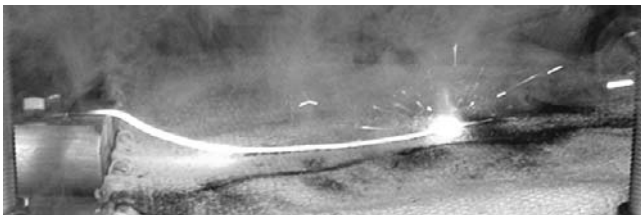


**Рис. 4.** Внешний вид исходного тонкого круглого оцинкованного стального провода ( $r_0 = 0,8 \text{ мм}$ ;  $l_0 = 320 \text{ мм}$ ;  $D_0 = 5 \text{ мкм}$ ;  $S_0 = 2,01 \text{ мм}^2$ ), размещенного в воздухе над теплозащитным асбестовым полотном, до протекания по нему в разрядной цепи высоковольтного генератора ГИТ-5С аperiodического импульса тока  $i_0(t)$  большой плотности [24]

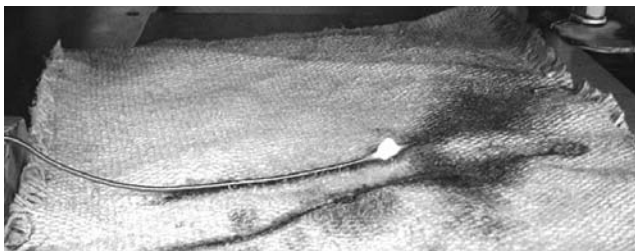


**Рис. 5.** Осциллограмма нарастающей части (а) и спадающей части (б) воздействующего на электротермически разрушаемый оцинкованный стальной провод (параметры см. рис. 4) аperiodического импульса тока  $i_0(t)$  временной формы 9 мс/576 мс большой плотности ( $I_{0m} = 745$  А;  $d_{0m} = 0,37$  кА/мм<sup>2</sup>) [24]

ного распределения при  $n=1$  в интенсивно нагреваемом аperiodическим импульсом тока временной формы 9 мс/576 мс ( $I_{0m} = 745$  А;  $d_{0m} = 0,37$  кА/мм<sup>2</sup>) тонком оцинкованном немагнитном стальном про-



**Рис. 6.** Продольное распределение вдоль оцинкованного стального провода (параметры см. рис. 4) макроскопических одного «горячего» и двух «холодных» продольных участков после протекания по проводу аperiodического импульса тока  $i_0(t)$  большой плотности



**Рис. 7.** Внешний вид остывающих на воздухе одного «горячего» и двух «холодных» продольных участков оцинкованного стального провода (параметры см. рис. 4) после протекания по нему аperiodического импульса тока  $i_0(t)$

воде  $(D_i / r_0 \gg 2r_0^{-1} [t_m / (\rho m_0 g_0)]^{1/2} \gg 14$ , где  $m_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м – магнитная постоянная [1], а  $g_0 \gg 8 \cdot 10^6$  См/м – удельная электропроводность основания провода [2]) макроскопических «горячих» и «холодных» продольных участков. Из рис. 6 и 7 видно, что на длине исследуемого провода в этом случае наблюдается один «горячий» (ярко светящаяся сферообразная зона ВЭП посередине провода) шириной  $Dz_\Gamma = 7$  мм (при его расчетной ширине по (17) в 5,7 мм) и два «холодных» (цилиндрические перешейки по обоим краям провода, один из которых подвергся частичной сублимации) шириной  $Dz_\chi = 156$  мм (при их расчетной ширине по (8) и (18) в 157 мм) продольных участка. Из рис. 8 видно, что в процессе стохастического квантованного продольного распределения в принятом проводе его ВЭП при  $n=3$  образуют вдоль него гирлянды из макроскопических трех «горячих» (бывших сферообразных зон ВЭП провода шириной  $Dz_\Gamma = 7$  мм) и четырех «холодных» (двух крайних цилиндрических перешейков шириной  $Dz_\chi = 50$  мм при полной сублимации одного из них и двух внутренних цилиндрических перешейков шириной  $Dz_\chi = 100$  мм, расчетная ширина которых по (8) и (18) составляет соответственно 49 и 98 мм) продольных участков. Из рис. 7 и 8 следует, что для «горячих» продольных участков ( $n=1$  и  $n=3$ ) при неизменной плотности тока в проводе ( $d_{0m} = 0,37$  кА/мм<sup>2</sup>) неизменной остается и их ширина  $Dz_\Gamma$ , что полностью соответствует расчетной формуле (17).

Расчетная оценка по (20) температуры  $q_\Gamma$  нагрева на «горячем» участке стального основания провода при  $q_0 = 0$ ,  $d_{0m} = 0,37$  кА/мм<sup>2</sup> и  $Dz_\Gamma = 5,7$  мм ( $n_{e0} = 16,82 \cdot 10^{28}$  м<sup>-3</sup>;  $W_{Fe} = 10,67 \cdot 10^{-19}$  Дж;  $c_0 = 4,95 \cdot 10^6$  Дж/(м<sup>3</sup>°С) [2, 17]) свидетельствует о том, что она принимает значение около 1749 °С (при температуре его плавления 1535 °С [1, 17]). Оценка по (20) температуры  $q_\Gamma$  нагрева на «горя-



**Рис. 8.** Опытное распределение вдоль оцинкованного стального провода (параметры см. рис. 4) остывающих на воздухе и теплозащитном асбестовом полотне макроскопических трех «горячих» (высокотемпературных зон ВЭП) и четырех «холодных» (двух крайних при полной сублимации одного из них и двух внутренних) продольных участков после протекания по нему аperiodического импульса тока  $i_0(t)$  временной формы 9 мс/576 мс большой плотности ( $I_{0m} = 745$  А;  $d_{0m} \gg 0,37$  кА/мм<sup>2</sup>)

чем» участке цинкового покрытия стального провода при  $q_0 = 0$ ,  $d_{0m} = 0,37$  кА/мм<sup>2</sup> и  $Dz_{\Gamma} = 4,4$  мм ( $n_{e0} = 13,0840^{28}$  м<sup>-3</sup>;  $W_{Fe} = 9,0440^{-19}$  Дж;  $c_0 = 3,3940^6$  Дж/(м<sup>3</sup>°С) [2, 17]) показывает, что она составляет примерно 1302 °С (при температуре его кипения 907 °С [1, 17]). Поэтому на «горячем» продольном участке провода, используемого в проводимых экспериментах, должно происходить закипание его цинкового покрытия и расплавление стального основания.

На «холодных» участках исследуемого провода его стальное основание будет нагреваться согласно (21) примерно до температуры  $q_x \approx q_{\Gamma} / 3,5 \approx 499$  °С, а цинковое покрытие (при температуре его плавления 419 °С [1, 17]) с учетом аналогичного соотношения температур  $q_x$  и  $q_{\Gamma}$  — до 372 °С. В этой связи «холодные» продольные участки оцинкованного стального провода согласно указанной расчетной оценке их теплового состояния должны оставаться целыми и электротермически неповрежденными. Такая электротермическая картина в основном (за исключением случаев полной сублимации ряда «холодных» участков исследуемого провода) и наблюдается в проведенных с помощью генератора ГИТ-5С высокотемпературных опытах по выявлению особенностей продольного волнового распределения дрейфующих свободных электронов в выбранном круглом тонком металлическом проводе.

**Выводы.** 1. Из полученных на основе положений квантовой электродинамики расчетных результатов волнового продольного распределения дрейфующих свободных электронов в тонком круглом цилиндрическом металлическом проводнике с импульсным аксиальным током большой плотности следует, что вдоль исследуемого проводника квантованным образом формируется макроскопическая квантованная периодическая структура из ВЭП, образованных квантованными электронными полу волнами де Бройля. Данные ВЭП вызывают появление вдоль металлического проводника с током проводимости относительно «горячих» шириной  $Dz_{\Gamma}$  и относительно «холодных» шириной  $Dz_x$  продольных участков, сумма которых ( $Dz_{\Gamma} + Dz_x$ ) образует в проводнике шаг периодической структуры ВЭП. В результате возникновения в проводнике «горячих» и «холодных» продольных участков в его электропроводящем материале появляется неоднородное периодическое продольное температурное поле. Расчетная температура импульсного джоулевого нагрева «горячих» и «холодных» продольных участков проводника может отличаться более чем в 3 раза.

2. Полученные расчетные результаты волнового радиального распределения дрейфующих свободных электронов в исследуемом проводнике указывают на то, что плотность вероятности их нахож-

дения во внутренних центральных радиальных слоях поперечного сечения проводника может значительно превышать соответствующие значения во внешних периферийных радиальных слоях, прилегающих к его наружной поверхности. Подобное радиальное волновое распределение свободных электронов в проводнике и соответственно плотности энергии рассеяния электронных полу волн де Бройля на узлах кристаллической решетки его материала может приводить к неравномерному по радиусу проводника интенсивному джоулеву нагреву его слоев и радиальному расслоению в последующем внутренней структуры проводника при его ЭВ за счет действия на нее большого импульсного тока.

3. Выполненные на сильноточном электрофизическом оборудовании эксперименты подтвердили квантованный стохастический характер возникновения в тонком оцинкованном стальном проводе с импульсным током большой плотности макроскопической продольной периодической структуры ВЭП и достоверность предложенных формул для приближенной расчетной оценки основных характеристик продольного волнового распределения свободных электронов в металлическом проводнике с импульсным током.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кузьмичев В.Е. Законы и формулы физики/Отв. ред. В.К. Тартаковский. — Киев: Наукова думка, 1989, 864 с.
2. Яворский Б.М., Деглаф А.А. Справочник по физике.— М.: Наука, 1990, 624 с.
3. Тамм И.Е. Основы теории электричества.— М.: Наука, 1976, 616 с.
4. Справочник по теоретическим основам радиоэлектроники. Т. 1/Под ред. Б.Х. Кривицкого, В.Н. Дулина.— М.: Энергия, 1977, 504 с.
5. Баранов М.И. Волновое распределение свободных электронов в проводнике с электрическим током проводимости. — Электротехника, 2005, № 7, с. 25–33.
6. Баранов М.И. Энергетический и частотный спектры свободных электронов проводника с электрическим током проводимости. — Электротехника, 2006, № 7, с. 29–34.
7. Баранов М.И. Новые физические подходы и механизмы при изучении процессов формирования и распределения электрического тока проводимости в проводнике. — Технічна електродинаміка (Киев), 2007, № 1, с. 13–19.
8. Баранов М.И. Эвристическое определение максимального числа электронных полу волн де Бройля в металлическом проводнике с электрическим током проводимости. — Електротехніка і електромеханіка (Харьков), 2007, № 6, с. 59–62.
9. Баранов М.И. Волновой электронный пакет проводника с электрическим током проводимости. — Електротехніка і електромеханіка (Харьков), 2006, № 3, с. 49–53.
10. Анго А. Математика для электро- и радиоинженеров/Пер. с франц. под общей ред. К.С. Шифрина.— М.: Наука, 1965, 780 с.
11. Баранов М.И. Основные характеристики вероятностного распределения свободных электронов в проводнике с электрическим током проводимости. — Технічна електродинаміка (Киев), 2008, № 1, с. 8–12.
12. Электротехнический справочник. Производство и распределение электрической энергии. Т. 3. Кн. 1/Под общей ред. И.Н. Орлова и др. — М.: Энергоатомиздат, 1988, 880 с.

13. **Техника** больших импульсных токов и магнитных полей/Под ред. В.С. Комелькова. — М.: Атомиздат, 1970, 472 с.
14. **Баранов М.И.** Исследование стохастического распределения электронных полувольт де Бройля и волновых пакетов в проводнике с импульсным током проводимости большой плотности. — *Электротехника і електромеханіка* (Харьков), 2008, № 5, с. 44–49.
15. **Баранов М.И.** Слабое и сильное рассеяние дрейфующих свободных электронов в металлическом проводнике с электрическим током проводимости. — *Технічна електродинаміка* (Киев), 2010, № 3, с. 3–8.
16. **Баранов М.И.** Квантовомеханический подход при расчете температуры нагрева проводника электрическим током проводимости. — *Технічна електродинаміка* (Киев), 2007, № 5, с. 14–19.
17. **Кнопфель Г.** Сверхсильные импульсные магнитные поля/Пер. с англ. — М.: Мир, 1972, 391 с.
18. **Соболев Н.Н.** Исследование электрического взрыва тонких проволок. — *Журнал экспериментальной и теоретической физики*, 1947, т. 17, № 11, с. 986–997.
19. **Баранов М.И.** Волновое радиальное распределение свободных электронов в цилиндрическом проводнике с переменным электрическим током. — *Технічна електродинаміка* (Киев), 2009, № 1, с. 6–11.
20. **Гулый Г.А.** Научные основы разрядно-импульсных технологий. — Киев: Наукова думка, 1990, 208 с.
21. **Ивановский А.В., Спириев Г.М., Дудай П.В., Волков А.А., Лукьянов Н.Б., Соловьев А.А., Волкова Т.И., Лысенко В.П.**

Стенд для исследований механизмов пробоя изоляционных промежутков короткими импульсами напряжения. — *Приборы и техника эксперимента*, 2003, № 4, с. 69–77.

22. **Столович Н.Н.** Электровзрывные преобразователи энергии/Под ред. В.Н. Карнюшина. — Минск: Наука и техника, 1983, 151 с.

23. **Баранов М.И., Колиушко Г.М., Кравченко В.И., Нездельский О.С., Дныщенко В.Н.** Генератор тока искусственной молнии для натурных испытаний технических объектов. — *Приборы и техника эксперимента*, 2008, № 3, с. 81–85.

24. **Баранов М.И.** Особенности нагрева тонкого биметаллического проводника большим импульсным током. — *Электричество*, 2014, № 4, с. 34–42.

[08.06.15]

*Автор: Баранов Михаил Иванович окончил в 1972 г. инженерно-физический факультет Харьковского политехнического института (ХПИ) — ныне Национальный технический университет (НТУ) «ХПИ». В 1999 г. в НТУ «ХПИ» защитил докторскую диссертацию «Переходные процессы при воздействии больших импульсных токов и сильных импульсных магнитных полей на проводящие объекты». Заведующий отделом электромагнитных испытаний в Научно-исследовательском и проектно-конструкторском институте «Молния» НТУ «ХПИ».*

*Elektrichestvo (Electricity), 2015, No. 10, pp. 20–32.*

## Main Parameters Characterizing the Wave Distribution of Free Electrons in a Thin Metal Conductor Carrying High-Density Impulse Current

**BARANOV Mikhail Ivanovich** (National Technical University «Kharkov Polytechnic Institute», Kharkov, Ukraine) — Professor, Dr. Sci. (Eng.)

*The article presents the results from an approximate quantum-mechanical calculation of longitudinal and radial wave distributions of free drifting electrons in a round cylindrical conductor carrying high-density axial impulse current. It is shown that owing to the wave properties of free electrons, a macroscopic periodic longitudinal structure consisting of quantized wave electron packets (WEPs) appears in the studied conductor. The main geometrical and thermophysical characteristics of alternating «hot» and «cold» longitudinal conductor segments generated by WEPs are determined. Experiments were carried out using a powerful high-voltage generator producing aperiodic current impulses with a time shape of 9/576 ms and density amplitude equal to 0,37 kA/mm<sup>2</sup> on a 320 mm long galvanized steel conductor 0.8 mm in radius. The experimental results confirmed the data of calculations about the formation of quantized macroscopic WEPs and «hot» and «cold» longitudinal segments in the conductor material causing the occurrence of nonuniform periodic longitudinal temperature field in the conductor.*

Key words: metal conductor, impulse current, free electrons, wave electron packet, temperature field

### REFERENCES

1. **Kuzmichev V.E.** *Zakony i formuly fiziki/Otv. red. Tartakovskii V.K.* (The laws and formulas of physics/Executive Editor V.K. Tartakovskii). Kiev, Publ. «Naukova dumka», 1989, 864 p.
2. **Yavorskii B.M., Detlaf A.A.** *Spravochnik po fizike* (Handbook to physics). Moscow, Publ. «Nauka», 1990, 624 p.
3. **Tamm I.Ye.** *Osnovy teorii elektrichestva* (Fundamentals of the theory of electricity). Moscow, Publ. «Nauka», 1976, 616 p.
4. **Spravochnik po teoreticheskim osnovam radioelektroniki. T.1/Под ред. Krivitskogo B. Kh. and Dulina V.N.** (Handbook to the theoretical foundation of electronics/Edit. by B.Kh. Krivitskii and V.N. Dulina). Moscow, Publ. «Energiya», 1977, 504 p.
5. **Baranov M.I.** *Elektrotekhnikha* — in Russ. (*Electrical Engineering*), 2005, No. 7, pp. 25–33.
6. **Baranov M.I.** *Elektrotekhnikha* — in Russ. (*Electrical Engineering*), 2006, No. 7, pp. 29–34.
7. **Baranov M.I.** *Tekhnichna Elektrodinamika* (Kiev) (Technical Electrodynamics). Kiev, 2007, No. 1, pp. 13–19.
8. **Baranov M.I.** *Elektrotekhnikha i elektromekhanika* (Kharkov) (Electrical Engineering and Electromechanics). Kharkov, 2007, No. 6, pp. 59–62.

9. **Baranov M.I.** *Elektrotehnika i Elektromekhanika (Kharkov)* (Electrical Engineering and Electromechanics). Kharkov, 2006, No. 3, pp. 49–53.
10. **Ango A.** *Matematika dlya elektro- i radioingenerov/Per. s frants. Pod obshchei redaktsiyey K.S. Shifrina* (Mathematics for electrical and radio engineers/Trans. from French. Edit. by K.S. Shifrin). Moscow, Publ. «Nauka», 1988. 880 p.
11. **Baranov M.I.** *Tekhnichna Elektrodinamika (Kiev)* (Technical Electrodynamics). Kiev, 2008, No. 1, pp. 8–12.
12. **Elektrotekhnicheskii spravochnik. Proizvodstvo i raspredeleniye elektricheskoi energii. T.3. Kn. 1/Pod obshchei redaktsiyey I.N. Orlova i dr.** (Electrical engineering handbook. Production and distribution of electric energy. Vol.3. Book 1/Edit. by I.N. Orlov et al.). Moscow, Publ. Energoatomizdat, 1988, 880 p.
13. **Tekhnika bol'shikh impul'snykh tokov i magnitnykh polei/Pod red. V.S. Komel'kova** (Technique large pulsed currents and magnetic fields/Edit. by V.S. Komel'kov). Moscow, Publ. Stomizdat, 1970, 472 p.
14. **Baranov M.I.** *Elektrotehnika I Elektromekhanika (Kharkov)* (Electrical Engineering and Electromechanics) Kharkov, 2008, No. 5, pp. 44–49.
15. **Baranov M.I.** *Tekhnichna Elektrodinamika (Kiev) (Technical Electrodynamics)*. Kiev, 2010, No. 3, pp. 3–8.
16. **Baranov M.I.** *Tekhnichna Elektrodinamika (Kiev) (Technical Electrodynamics)*. Kiev, 2007, No. 5, pp. 14–19.
17. **Knopfel G.** *Sverkhstil'nye impul'snye magnitnye polya/Per. s ang.* (Superstrong pulsed magnetic fields/Trans. from Eng.). Moscow, Publ. «Mir», 1972, 391 c.
18. **Sobolev N.N.** *Zhurnal eksperimental'noi i teoreticheskoi fiziki – in Russ. (Journal of Experimental and Theoretical Physics)*, 1947, No. 11, pp. 986–997.
19. **Baranov M.I.** *Tekhnichna Elektrodinamika (Kiev) (Technical Electrodynamics)*. Kiev, 2009, No. 1, pp. 6–11.
20. **Gulyi G.A.** *Nauchnye osnovy razryadno-impul'snykh tekhnologii* (Scientific basis for discharge-pulse technology). Kiev, Publ. «Naukova dumka», 1990, 208 p.
21. **Ivanovskii A.V., Spirov G.M. Dudai P.V., Volkov A.A., Volkov A.A., Luk'yanov N.B., Solov'yev A.A., Volkova T.I., Lysenko V.P.** *Pribory i tekhnika eksperimenta – in Russ. (Instruments and Experimental Techniques)*, 2003, pp. 69–77.
22. **Stolovich N.N.** *Elektrovzryvnye preobrazovateli energii/Pod red. V.N. Karnyushina* (Electroexplosion energy converters/Edit. by V.N. Karnyushin). Minsk, Publ. «Nauka i tekhnika», 1983, 151 p.
23. **Baranov M.I.** *Pribory i tekhnika eksperimenta – in Russ. (Instruments and Experimental Techniques)*, 2008, No. 3, pp. 81–85.
24. **Baranov M.I.** *Elektrichestvo – in Russ. (Electricity)*, 2014, No. 4, pp. 34–42.