

ИССЛЕДОВАНИЕ СТОХАСТИЧЕСКОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОЛУВОЛН ДЕ БРОЙЛЯ И ВОЛНОВЫХ ПАКЕТОВ В ПРОВОДНИКЕ С ИМПУЛЬСНЫМ ТОКОМ ПРОВОДИМОСТИ БОЛЬШОЙ ПЛОТНОСТИ

Баранов М.И., д.т.н., с.н.с.

НИПКИ "Молния" Национального технического университета "Харьковский политехнический институт"
Украина, 61013, Харьков, ул. Шевченко, 47, НИПКИ "Молния" НТУ "ХПИ"
тел. (057) 707-68-41, факс (057) 707-61-33, E-mail: eft@kpi.kharkov.ua

На підставі отриманих розрахункових і експериментальних даних показано, що у тонкому круглому оцинкованому сталевому провіднику з аксіальним аперіодичним струмом провідності при амплітудній щільності струму величиною $0,37 \text{ кА/мм}^2$ подовжній розподіл квантованих довжин електронних напівхвиль де Бройля та макроскопічних електронних пакетів має імовірний характер, який обумовлений встановленими автором квантовомеханічними закономірностями поведінки вільних електронів.

На основе полученных расчетных и экспериментальных данных показано, что в тонком круглом оцинкованном стальном проводнике с аксиальным аперіодическим током проводимости при амплитудной плотности тока величиной $0,37 \text{ кА/мм}^2$ продольное распределение квантованных длин электронных полувольт де Бройля и макроскопических электронных пакетов носит вероятностный характер, определяемый установленными автором квантовомеханическими закономерностями поведения свободных электронов.

ВВЕДЕНИЕ

Автором ранее в ряде работ [1-5] с учетом фундаментальных положений квантовой физики (электродинамики) теоретически были рассмотрены непростые электрофизические вопросы, связанные с квантовомеханическими особенностями пространственно-временного распределения дрейфующих свободных электронов в тонких круглых металлических проводниках с электрическим током проводимости различных амплитудно-временных параметров (АВП). При этом расчетным путем было установлено, что в основе продольного распределения в указанных проводниках свободных электронов, обладающих дуалистическими свойствами (свойствами частицы и волны) [6], лежат электронные полувольты де Бройля, описываемые соответствующими квантованными волновыми ψ_n – функциями (пси-функциями, для которых $n = 1, 2, 3, \dots$ – целое квантовое число) [1-5]. Выполненные теоретические исследования и примененные при этом ψ_n – функции базируются на приближенном аналитическом решении автором одномерного волнового уравнения Шредингера, полученном для указанного выше электрофизического случая в [1]. Пространственно-временные суперпозиции этих ψ_n – функций образуют периодически размещенные вдоль проводника макроскопические волновые электронные пакеты (ВЭП), внутри которых сосредотачивается большая часть дрейфующих электронов и соответственно электромагнитная (тепловая) энергия элементарных носителей электричества проводника [7, 8]. Причем, каждая мода указанных пси-функций, соответствующая конкретному значению квантового числа n , образует отдельный ВЭП, определенным вероятностным образом продольно размещенный в проводе [8]. Множество таких локальных продольных ВЭП, характеризующихся макроскопическими размерами, и образует полный (интегральный) ВЭП всего проводника. Электротехникам (электрофизикам) важ-

но как для теории генерирования электрического тока, так и практики безизлучательной передачи с помощью проводников электрической энергии уметь расчетным (опытным) путем определять данные ВЭП в проводниках с током, включая их геометрические и энергетические (тепловые) характеристики.

Отметим, что в [9] автору удалось впервые в высоковольтной импульсной технике экспериментально зафиксировать в оцинкованном стальном круглом сплошном проводе (наружным радиусом $r_{\text{пр}} = 0,8 \text{ мм}$ и длиной $l_{\text{пр}} = 320 \text{ мм}$) с импульсным аперіодическим током большой плотности (при амплитудной плотности тока $\delta_{\text{мп}} = 0,37 \text{ кА/мм}^2$) макроскопические проявления в металлическом проводнике ВЭП и соответственно неоднородного продольного температурного поля (появление в проводе "горячих" и "холодных" продольных участков), обусловленных квантованием энергии свободных электронов в электрическом поле проводника с напряженностью $E_{\text{пр}}$. Следует заметить, что это электрическое поле во внутренней металлической структуре проводника создается за счет разности электрических потенциалов, возникающих на противоположных концах проводника, то есть из-за приложенного к нему электрического напряжения $u_{\text{пр}}$. Приложив к проводнику напряжение $u_{\text{пр}}$, мы вызываем продольный дрейф его свободных электронов и их сложное квантовомеханическое распределение как вдоль длины $l_{\text{пр}}$, так и вдоль его радиуса $r_{\text{пр}}$.

Целью настоящей статьи является приближенная теоретическая оценка и экспериментальная проверка вероятностного характера распределения вдоль металлического проводника с импульсным униполярным током большой плотности квантованных длин дебройлевских электронных полувольт, формирующих макроскопические ВЭП в металлической структуре проводника с приложенным к нему напряжением.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ИССЛЕДОВАНИЯ

Рассмотрим круглый сплошной тонкий биметаллический проводник (например, со стальным основанием и микроскопическим цинковым покрытием толщиной $\Delta_{\text{п}}$) цилиндрической конфигурации наружным радиусом $r_{\text{пр}}$ и длиной $l_{\text{пр}} \gg r_{\text{пр}}$, по которому в его продольном направлении под действием приложенного к противоположным концам проводника электрического напряжения $u_{\text{пр}}(t)$ протекает импульсный электрический ток проводимости $i_{\text{пр}}(t)$ с произвольными АВП. Примем, что в первом приближении данный электрический ток $i_{\text{пр}}(t)$ равномерно распределен по поперечному сечению $S_{\text{пр}} = \pi r_{\text{пр}}^2$ проводника. В соответствии с известными положениями квантовой физики считаем, что свободные электроны в металле проводника подчиняются корпускулярно-волновому дуализму и квантовой статистике Ферми – Дирака [10, 11]. Пусть пространственно-временная эволюция свободных электронов рассматриваемого проводника приближенно определяется дискретными (квантованными) одномерными продольными волновыми функциями $\psi_n(z, t)$, являющимися собственными квантованными решениями соответствующего одномерного временного волнового уравнения Шредингера [1, 3]. Требуется с учетом принятых допущений теоретически и экспериментально рассмотреть вероятностные продольные распределения в исследуемом проводнике квантованных (дискретных) длин электронных полувольт де Бройля $\lambda_{en}/2$, где $n=1,2,3,\dots$ – целое квантовое число, определяющих продольные распределения в проводнике с импульсным током его макроскопических ВЭП и соответственно его относительно "горячих" и "холодных" продольных участков.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ПРОДОЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ В ПРОВОДНИКЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОЛУВОЛН ДЕ БРОЙЛЯ И ВЭП

Начнем с того, что согласно [1, 3] на длине $l_{\text{пр}}$ рассматриваемого проводника с импульсным электрическим током проводимости $i_{\text{пр}}(t)$ уместается целое квантовое число $n=1,2,3,\dots$ стоячих продольных электронных полувольт де Бройля, длина которых удовлетворяет следующему квантовомеханическому соотношению:

$$\lambda_{en}/2 = l_{\text{пр}}/n, \quad (1)$$

где $\lambda_{en} = h/m_e v_{en}$ – квантованная длина волны свободного электрона в металле проводника, равная длине стоячей продольной дебройлевской электронной волны; $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – фундаментальная постоянная Планка; $m_e = 9,108 \cdot 10^{-31}$ кг – масса покоя свободного электрона; $v_{en} = nh/2m_e l_{\text{пр}}$ – квантованная скорость продольного дрейфа свободного электрона в металле проводника с приложенным к нему со стороны его концов электрическим напряжением $u_{\text{пр}}(t)$.

Известно, что на длине каждой моды стоячей продольной дебройлевской электронной полуволны $\lambda_{en}/2$ с конкретным значением квантового числа n уместается один "горячий" и один "холодный" продольный участок проводника с электрическим током $i_{\text{пр}}(t)$ [2, 5]. При этом, как мы отметили выше, "горячие" продольные участки проводника соответствуют его ВЭП. Кроме того, как ранее было установлено в [1, 3], усредненная ширина $\Delta z_{\text{ГС}}$ "горячего" продольного участка проводника с импульсным током проводимости на основании известного в квантовой физике соотношения неопределенностей Гейзенберга может быть найдена из следующего выражения:

$$\Delta z_{\text{ГС}} \geq e_0 n e_0 h / 4 \pi m_e \delta_{\text{сп}}, \quad (2)$$

где $e_0 = 1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл – элементарный электрический заряд электрона; n_{e0} – усредненная плотность свободных электронов в металле проводника до воздействия на него импульса тока $i_{\text{пр}}(t)$; $\delta_{\text{сп}}$ – усредненная плотность импульсного тока в проводнике.

Для облегчения практического использования читателем предлагаемого материала отметим, что усредненная плотность n_{e0} свободных электронов в проводнике, как известно, равна концентрации его атомов N_0 (м^{-3}), умноженной на валентность металла проводника, определяемую числом неспаренных электронов на внешних валентных энергетических уровнях атомов проводящего материала (например, для цинкового покрытия или стального сердечника исследуемого провода валентность равна двум [12]). Для расчетной оценки в нашем случае концентрации атомов N_0 в металлическом проводнике с плотностью его материала $d_{\text{пр}}$ ($\text{кг}/\text{м}^3$) воспользуемся следующим известным соотношением [6]:

$$N_0 = d_{\text{пр}} (M_a \cdot 1,6606 \cdot 10^{-27})^{-1}, \quad (3)$$

где M_a – атомная масса металла проводника (например, для стального основания биметаллического провода можно считать, что $M_a = 55,85$ [13]), практически равная массовому числу A_j ядра атома используемого проводящего материала провода, определяемому в соответствии с периодической системой химических элементов Менделеева (одна атомная единица массы равна 1/12 массы атома изотопа углерода $^{12}_6\text{C}$, численно составляющей $1,6606 \cdot 10^{-27}$ кг [13]).

Тогда, с учетом (3) для стального основания рассматриваемого провода ($d_{\text{пр}} = 7820$ $\text{кг}/\text{м}^3$ [13]) с тонким цинковым покрытием (с толщиной, примерно равной $\Delta_{\text{п}} = 5$ мкм) имеем, что $N_0 = 8,43 \cdot 10^{28}$ м^{-3} , а $n_{e0} = 16,86 \cdot 10^{28}$ м^{-3} . В результате из выражения (2) с учетом соотношения (1) при используемом в наших дальнейших опытах значении плотности тока в проводе $\delta_{\text{сп}} = 1,85 \cdot 10^8$ $\text{А}/\text{м}^2$ получаем, что $\Delta z_{\text{ГС}} \geq 8,4$ мм.

Для оценки усредненной ширины $\Delta z_{\text{ХС}}$ "холодного" продольного участка в исследуемом проводе при найденном усредненном численном значении ширины "горячего" участка $\Delta z_{\text{ГС}}$ требуется знать

усредненную величину для длины полуволны $\lambda_{en}/2$, которая у нас носит квантованный (дискретный) характер, определяемый в соответствии с (1) численными значениями длины $l_{пр}$ и квантового числа $n=1,2,3,\dots$. Соотношение (1) позволяет найти усредненное значение для длины дебройлевской электронной полуволны $\lambda_{ec}/2$ в металлическом проводнике с импульсным током $i_{пр}(t)$ произвольных АВП из следующего аналитического выражения (*оценка №1*):

$$\lambda_{ec}/2 = l_{пр} \left[\frac{1}{n_0} \sum_{n=1}^{n_0} \frac{1}{n} \right] = l_{пр} \left[\frac{1}{n_0} \int_1^{n_0} \frac{1}{n} dn \right] = \frac{l_{пр} \ln n_0}{n_0}, \quad (4)$$

где n_0 – максимальное значение квантового числа n .

Согласно [14] приближенно значение величины n_0 может быть определено как

$$n_0 = 2n_{e2}^2, \quad (5)$$

где n_{e2} – главное квантовое число для атома металла проводника (например, согласно периодической системе химических элементов Менделеева для меди, цинка и железа величина n_{e2} оказывается равной 4 – их периоду и соответственно числу электронных слоев или оболочек в их атомах [13]).

С учетом того, что у нас в соответствии с (5) $n_0 = 32$ при выбранной длине исследуемого проводника $l_{пр} = 320$ мм ($r_{пр} = 0,8$ мм) из (4) в случае оценки №1 получаем значение усредненной длины электронной полуволны де Бройля для рассматриваемого биметаллического провода, равное примерно $\lambda_{ec}/2 = 34,6$ мм. Далее, из соотношения $\lambda_{ec}/2 = \Delta z_{ГC} + \Delta z_{ХC}$ при $\Delta z_{ГC} = 8,4$ мм находим расчетное численное значение усредненной ширины "холодного" продольного участка в проводнике, составляющее $\Delta z_{ХC} = 26,2$ мм.

С другой стороны, для приближенного определения численного значения величины $\lambda_{ec}/2$ на основании известной квантовомеханической формулы де Бройля [6] можно воспользоваться таким аналитическим соотношением (*оценка №2*):

$$\lambda_{ec}/2 = h / 2m_e v_D, \quad (6)$$

где v_D – среднее значение дрейфовой скорости свободных электронов в металлическом проводнике.

Из электронной теории электропроводности металлов следует, что применительно к рассматриваемой задаче из области теоретической электрофизики выражение для v_D будет приближенно равно [15]:

$$v_D = \delta_{сн} / e_0 \cdot n_{e0}. \quad (7)$$

При $\delta_{сн} = 1,85 \cdot 10^8$ А/м² и $n_{e0} = 16,86 \cdot 10^{28}$ м⁻³ из соотношения (7) получаем, что в исследуемом случае $v_D = 6,85 \cdot 10^{-3}$ м/с. В результате из (6) при оценке №2 величины $\lambda_{ec}/2$ следует, что усредненная длина дебройлевской полуволны в стальном проводе при принятых исходных электрофизических параметрах для материала провода и импульсного тока в нем составляет около 53,1 мм. Тогда, при $\Delta z_{ГC} = 8,4$ мм анало-

гично оценке №1 находим, что в случае оценки №2 усредненная ширина "холодного" продольного участка в стальном проводе будет равна $\Delta z_{ХC} = 44,7$ мм.

Приведенные выше расчетные численные оценки значений длин дебройлевских электронных полуволн, ширин относительно "горячих" (длин ВЭП) и "холодных" продольных участков в оцинкованном стальном проводе были выполнены в режиме их усреднения. Что касается возможных вероятностных текущих значений длин электронных полуволн де Бройля $\lambda_{en}/2$ в проводе, то согласно (1) для исследуемого проводника они могут находиться в диапазоне от $\lambda_{e1}/2 = 320$ мм ($n=1$) до $\lambda_{e32}/2 = 10$ мм ($n=n_0=32$). По мнению автора, учитывая подчинение свободных электронов металла рассматриваемого провода фундаментальному принципу неопределенности Гейзенберга [6, 11], можно предполагать справедливость следующего положения: в исследуемом проводнике геометрические размеры "горячих" продольных участков $\Delta z_{Г}$ и соответственно ВЭП, а также достигаемые на них уровни температуры при неизменном значении в нем (проводнике) АВП воздействующего импульсного тока (значения плотности тока $\delta_{сн}$) будут оставаться практически неизменными. В этой связи от электрического разряда к разряду на исследуемый провод мощного импульсного источника тока с его постоянными выходными электрическими параметрами ($\delta_{сн} = 1,85 \cdot 10^8$ А/м²) в проводе ($\Delta z_{Г} = \Delta z_{ГC} = 8,4$ мм) при изменении $\lambda_{en}/2$ будут меняться лишь вероятностные текущие значения ширин "холодных" продольных участков $\Delta z_{Х}$ в диапазоне от 311,6 мм ($\lambda_{e1}/2 = 320$ мм) до 1,6 мм ($\lambda_{e32}/2 = 10$ мм).

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА ПРОДОЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ В ПРОВОДНИКЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОЛУВОЛН ДЕ БРОЙЛЯ И МАКРОСКОПИЧЕСКИХ ВЭП

Для опытной оценки результатов распределения в исследуемом нами оцинкованном стальном проводе ($r_{пр} = 0,8$ мм; $l_{пр} = 320$ мм) дебройлевских электронных полуволн и ВЭП был использован мощный генератор импульсов тока на номинальное напряжение ± 5 кВ (ГИТ-5С), обеспечивающий протекание через проводник (рис. 1) аperiodического импульса тока с количеством электричества не менее 200 Кл [9].



Рис. 1. Общий вид исследуемого оцинкованного стального провода до воздействия на него мощного аperiodического импульса тока с амплитудой I_{mc} от генератора ГИТ-5С

На рис. 2 и 3 приведены осциллограммы спадающей и нарастающей частей испытательного аperiodического импульса тока отрицательной полярности, генерируемого при помощи генератора ГИТ-5С и протекающего через используемый в экспериментах стальной провод. При измерении импульсного тока в исследуемом проводе был использован коаксиальный шунт типа ШК-300 с коэффициентом преобразования, равным 5642 А/В и цифровой осциллограф типа Tektronix TDS 1012 [16]. Из данных рис. 2 и 3 видно, что модуль амплитуды униполярного импульса тока составляет $I_{mc} = 0,132 \times 5642 = 745$ А, а время, соответствующее амплитуде импульсного тока I_{mc} , оказывается равным $t_m = 9$ мс. Длительность импульса тока в проводе при его электротепловом разрушении принимает численное значение, равное около $\tau_{и} = 576$ мс, а при отсутствии разрушения – примерно $\tau_{и} = 1000$ мс.

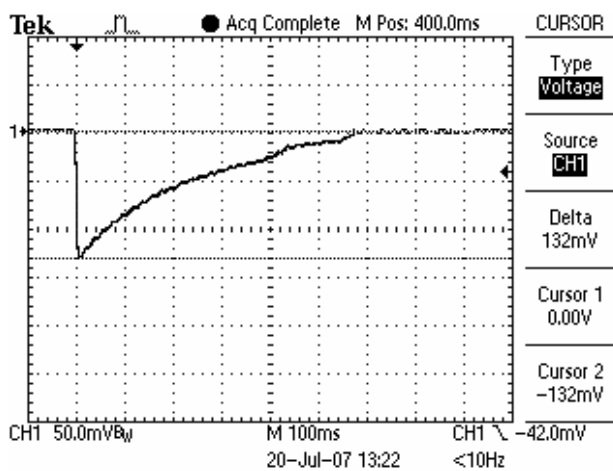


Рис. 2. Осциллограмма воздействующего на стальной провод полного униполярного импульса тока временной формы 9 мс/576 мс в режиме электротеплового разрушения металлической структуры провода

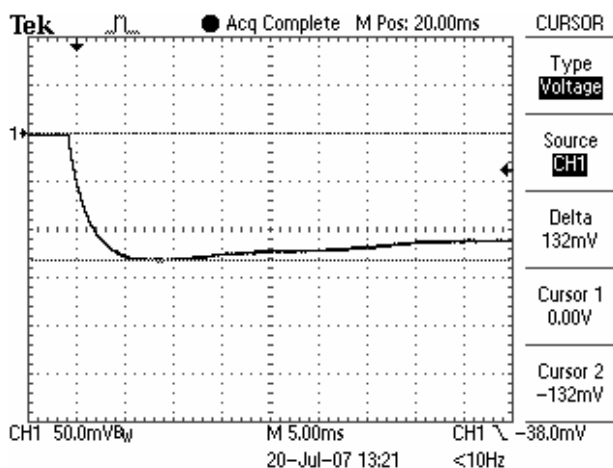


Рис. 3. Осциллограмма фронтальной (нарастающей) части воздействующего на стальной провод мощного униполярного импульса тока временной формы 9 мс/576 мс

Характер изменения во времени t импульсного аperiodического тока в стальном проводе (см. рис. 2) позволяет выполнить следующую приближенную оценку модуля усредненного значения тока i_c в нем:

$$i_c = I_{mc} \cdot \tau_{и} / 2 \tau_{и} = 0,5 I_{mc} \quad (8)$$

С учетом (8) для модуля усредненной плотности импульсного тока $\delta_{сп}$ в проводе получаем численное значение, равное $\delta_{сп} = i_c / \pi r_{пр}^2 = 1,85 \cdot 10^8$ А/м². Как было показано выше, для данного экспериментального значения $\delta_{сп}$ расчетная усредненная ширина "горячего" участка в проводе должна составлять $\Delta z_{ГС} = 8,4$ мм, а "холодного" участка – от 311,6 до 1,6 мм.

На рис. 4 и 5 показаны общие виды рассматриваемого провода соответственно в режиме его интенсивного нагрева мощным аperiodическим импульсом тока временной формы 9 мс/576 мс с усредненной плотностью тока $\delta_{сп} = 0,185$ кА/мм² в проводе и после его остывания. Фиксация теплового состояния провода осуществлялась с помощью цифровой камеры типа С-150. Из теплотехнических данных рис. 4 и 5 видно, что в этом случае опытная величина $\Delta z_{ГС}$ для "горячего" участка провода составляет около 7 мм, а $\Delta z_{Х}$ для "холодного" участка – примерно 306 мм. Можно считать, что при данном электрическом разряде емкостного накопителя энергии генератора ГИТ-5С [9, 16] на тонкий стальной провод в нем целое квантовое число n в первом приближении составляет около 1.

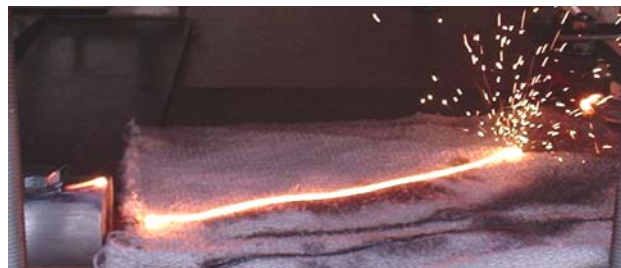


Рис. 4. Опытное распределение вдоль провода "горячих" (макроскопических ВЭП) и "холодных" участков ($n \approx 1$)



Рис. 5. Общий вид остывших макроскопических "горячих" (бывших двух зон ВЭП на краях провода) и "холодных" продольных участков провода ($n \approx 1$)

На рис. 6 и 7 представлены общие виды теплового состояния исследуемого провода соответственно при протекании по нему используемого в экспериментах мощного униполярного импульса тока отрицательной полярности временной формы 9 мс/576 мс ($I_{mc} = 745$ А; $t_m = 9$ мс; $\tau_{и} = 576$ мс; $\delta_{сп} = 0,185$ кА/мм²) и в режиме его остывания в окружающей воздушной среде. Выполненная при этом оценка геометрических размеров величин $\Delta z_{ГС}$ и $\Delta z_{Х}$ показывает, что они принимают численные значения, примерно равные

соответственно 7 и 153 мм. В этой связи можно принять, что здесь величина n приблизительно равна 2.



Рис. 6. Опытное распределение вдоль провода "горячих" (макроскопических зон ВЭП провода) и "холодных" продольных участков ($n \approx 2$)



Рис. 7. Общий вид остывающих макроскопических "горячего" (бывшей зоны ВЭП по центру провода) и "холодного" продольных участков провода ($n \approx 2$)

На рис. 8 и 9 приведена гирлянда из трех "горячих" продольных участков исследуемого стального провода (трех продольных зон ВЭП) и трех "холодных" продольных участков в этом проводе соответственно в режиме его интенсивного импульсного нагрева током с принятыми АВП и остывания на воздухе.



Рис. 8. Опытное распределение вдоль провода "горячих" (макроскопических зон ВЭП провода) и "холодных" продольных участков ($n \approx 4$)



Рис. 9. Общий вид остывших трех макроскопических "горячих" (бывших трех зон ВЭП провода) и "холодных" продольных участков провода ($n \approx 4$)

Из представленных на рис. 8 и 9 данных видно, что один из "горячих" продольных участков провода

совместно с крайним левым его "холодным" участком сублимировался. Оценка величин $\Delta z_{ГС}$ и $\Delta z_{Х}$ свидетельствует о том, что при этом электрическом разряде генератора ГИТ-5С на жестко закрепленный оцинкованный стальной провод в нем наблюдается такое распределение дебройлевских электронных полувольт и обусловленных ими макроскопических ВЭП, при котором $\Delta z_{ГС} = 7$ мм и $\Delta z_{Х} = 73$ мм, а $n = 4$.

На рис. 10 и 11 представлены результаты электротеплового действия на исследуемый провод рассматриваемого импульса тока с принятыми АВП соответственно на стадии его интенсивного нагрева и свободного остывания на воздухе. Хорошо видно, что в этом случае геометрические размеры усредненных ширин "горячих" и "холодных" продольных гантелеобразных участков провода соответственно составляют примерно $\Delta z_{ГС} = 7$ мм и $\Delta z_{Х} = 27$ мм (при квантовом числе $n = 9$). Данные опытные размеры $\Delta z_{ГС}$ и $\Delta z_{Х}$ в проводе хорошо согласуются с расчетными усредненными величинами ширин "горячих" и "холодных" продольных участков, полученными нами выше при квантовомеханической оценке №1 и численно составляющими соответственно $\Delta z_{ГС} = 8,4$ мм и $\Delta z_{ХС} = 26,2$ мм.



Рис. 10. Опытное распределение вдоль провода "горячих" (макроскопических зон ВЭП провода) и "холодных" продольных участков ($n \approx 9$)



Рис. 11. Общий вид остывающих макроскопических "горячих" (бывших макроскопических зон ВЭП провода) и "холодных" продольных участков провода ($n \approx 9$)

Из приведенных на рис. 4-11 результатов интенсивного неравномерного продольного нагрева исследуемого провода аperiodическим импульсом тока с принятыми АВП следует, что при $\delta_{сп} = 0,185$ кА/мм² "горячие" продольные участки провода, независимо от номера электрического разряда на него генератора ГИТ-5С, характеризуются практически одинаковыми геометрическими размерами ($\Delta z_{ГС} = 7$ мм), а "холод-

ные" продольные участки – разными величинами ширины (длины) Δz_{χ} , изменяющимися в диапазоне от 306 до 27 мм. Эти экспериментальные значения Δz_{χ} хорошо согласуются с приведенными выше расчетными численными оценками вероятностных текущих величин ширин "холодных" продольных участков в исследуемом проводе, изменяющихся согласно выполненной теоретической оценке в диапазоне от 311,6 до 1,6 мм, с мощным импульсным током, распределенным по поперечному сечению провода с усредненной плотностью $\delta_{\text{сп}}=0,185 \text{ кА/мм}^2$.

Кроме того, многократно полученные опытным путем электротепловые данные с учетом расплавления стального основания и кипения цинкового покрытия на "горячих" продольных участках исследуемого провода, приводящих к образованию здесь макроскопических сфероподобных перегретых зон (зон ВЭП), явно свидетельствуют о том, что вдоль провода с импульсным током большой плотности возникает неоднородное периодическое температурное поле. Это дает нам основание считать образование в тонком металлическом проводнике с мощным аperiodическим импульсом тока неоднородной продольной периодической макроскопической электронной и тепловой структуры фактом статистически достоверным и твердо установленным.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Выполненные на основе положений квантовой физики теоретические оценки стохастического продольного распределения квантованных электронных дебройлевских полувольт и электронных макроскопических волновых пакетов в тонком металлическом проводнике позволяют при заданной плотности аксиального импульсного электрического тока в металле проводника (например, усредненной плотности импульса тока $\delta_{\text{сп}}$) определять продольные геометрические размеры его "горячих" участков $\Delta z_{\text{ГС}}$ и диапазон вероятностного изменения ширин его "холодных" продольных участков Δz_{χ} .

2. Проведенные экспериментальные исследования стохастического продольного распределения в тонком оцинкованном стальном проводе с мощным аperiodическим импульсом тока временной формы 9 мс/576 мс при усредненной в проводе плотности импульсного тока $\delta_{\text{сп}}=1,85 \cdot 10^8 \text{ А/м}^2$ дебройлевских электронных полувольт, длин макроскопических ВЭП (ширин "горячих" продольных участков $\Delta z_{\text{ГС}}$) и ширин "холодных" продольных участков Δz_{χ} в указанном проводе подтверждают результаты представленных в работе теоретических исследований продольного распределения в металлической структуре проводника его дрейфующих свободных электронов.

3. Для построения обобщенной электрофизической и квантовомеханической картины продольного распределения дрейфующих свободных электронов и макроскопических проявлений ВЭП в металлических проводниках с электрическим током проводимости различных АВП целесообразно исследования, подоб-

ные описанным в данной работе, выполнить для иных проводниковых материалов и иных геометрических характеристик проводов, а также для других временных форм протекающего в металлических проводах аксиального импульсного тока большой плотности и его других усредненных плотностей $\delta_{\text{сп}}$.

ЛИТЕРАТУРА

- [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. Основные характеристики вероятностного распределения свободных электронов в проводнике с электрическим током проводимости// Технічна електродинаміка.-2008.- №1.-С. 8-12.
- [6] Кузьмичев В.Е. Законы и формулы физики/ Отв. ред. В.К. Тартаковский.- Киев: Наукова думка, 1989.-864с.
- [7] Солимар Л., Уолш Д. Лекции по электрическим свойствам материалов / Пер. с англ. под ред. С.И. Баскакова.- М.: Мир, 1991.-504 с.
- [8] Баранов М.И. Волновой электронный пакет проводника с электрическим током проводимости // Електротехніка і електромеханіка.-2006.-№3.-С. 49-53.
- [9] Баранов М.И. Экспериментальное обнаружение и исследование "горячих" и "холодных" продольных участков в тонком металлическом проводе с импульсным током большой плотности // Електротехніка і електромеханіка.-2008.-№3.-С. 63-68.
- [10] Дирак П.А.М. Принципы квантовой механики/ Пер. с англ. под ред. акад. В.А. Фока.- М.: Наука, 1979.-480 с.
- [11] Займан Дж. М. Современная квантовая теория/ Пер. с англ. под ред. В.Л. Бонч-Бруевича.- М.: Мир, 1971.-288 с.
- [12] Астафуров В.И., Бусев А.И. Строение вещества.- М.: Просвещение, 1977.-160 с.
- [13] Кухлинг Х. Справочник по физике/ Пер. с нем. под ред. Е.М. Лейкина.- М.: Мир, 1982.-520 с.
- [14] Баранов М.И. Эвристическое определение максимального числа электронных полувольт де Бройля в проводнике с электрическим током проводимости// Електротехніка і електромеханіка.-2007.-№6.-С. 59-62.
- [15] Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике.- М.: Наука, 1990.-624 с.
- [16] Баранов М.И., Колиушко Г.М., Кравченко В.И. и др. Генератор тока искусственной молнии для натуральных испытаний технических объектов// Приборы и техника эксперимента.-2008.-№3.-С. 81-85.

Поступила 29.02.2008