

М. И. БАРАНОВ, д-р техн. наук, главн. науч. сотр., НТУ «ХПИ»;
С. В. РУДАКОВ, канд. техн. наук, доцент, УНГЗУ

УСРЕДНЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЛНОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДРЕЙФУЮЩИХ ЭЛЕКТРОНОВ В МЕТАЛЛИЧЕСКОМ ПРОВОДНИКЕ С ИМПУЛЬСНЫМ ТОКОМ ПРОВОДИМОСТИ БОЛЬШОЙ ПЛОТНОСТИ

Представлены некоторые результаты теоретического и экспериментального исследования основных геометрических характеристик волнового продольного и радиального распределения дрейфующих свободных электронов в однородном цилиндрическом металлическом проводнике с импульсным аксиальным током большой плотности.

Ключевые слова: проводник, свободные электроны, импульсный ток, электронные волны, характеристики продольного и радиального распределения электронов.

Введение. Известно, что протекание электрического тока проводимости различных видов (постоянного, переменного и импульсного) и плотностей по металлическим проводникам сопровождается распространением в их внутренней кристаллической структуре квантованных стоячих электронных полуволн де Бройля [1–4]. Суперпозиция данных дебройлевских электронных полуволн приводит к возникновению в металле проводников с током указанных видов волновых электронных пакетов (ВЭП), образующих вдоль проводящего материала проводника макроскопическую периодическую структуру [5]. Данная структура формирует в проводнике относительно «горячие» и относительно «холодные» продольные участки, температура материала которых может существенно отличаться (примерно в три раза) друг от друга [6]. В результате указанного выше волнового продольного распределения дрейфующих свободных электронов в металлическом проводнике с аксиальным электрическим током проводимости различных амплитудно-временных параметров (АВП) в нем возникает неоднородное периодическое продольное температурное поле [7]. В [8] автором было показано, что в рассматриваемых проводниках одновременно с неоднородным волновым продольным распределением дрейфующих свободных электронов наблюдается и неоднородное волновое радиальное распределение данных электронов. На взгляд автора, в настоящее время в теории электричества вопросам волнового распределения свободных электронов в различных проводящих структурах с электрическим током проводимости указанных видов уделено недостаточное внимание. Вот поэтому до сих пор ряд экспериментально зафиксированных электрофизических эффектов при получении низко- и высокотемпературной плазмы для современных физических исследований (например, образование при элек-

трическом взрыве тонких металлических проводников продольных и радиальных страт, имеющих разную светимость и температуру [9,10]) остаются теоретически слабоизученными. В этой связи вопросы микроскопического формирования, макроскопического продольного и радиального распределения в металлических проводниках разных поперечных сечений S_0 и длин l_0 электрического тока проводимости с различными АВП требуют своего дальнейшего исследования.

1 Определение основных усредненных характеристик для волнового продольного распределения дебройлевских полуволн в металлическом проводнике с импульсным аксиальным током различных АВП. В связи с квантованным характером волнового продольного распределения дрейфующих под действием приложенного электрического напряжения свободных электронов в металлических проводниках с импульсным аксиальным током $i_0(t)$ (рис. 1) несомненную практическую значимость приобретают усредненные характеристики, описывающие подобное распределение. Так, из приведенного в [1,3] аналитического решения одномерного (в направлении продольной координаты z) временного волнового уравнения Шредингера для цилиндрического металлического проводника с электрическим аксиальным током различных АВП следует, что в его кристаллической структуре возникает квантованный целочисленный набор $\psi_{nz}(z,t)$ – функций, квантовое продольное волновое число $k_{nz} = \pi m / l_0$ для которых при фиксированном значении времени t может принимать широкий спектр численных значений. Этот спектр значений k_{nz} для исследуемого проводника будет определяться изменением целого квантового числа $n = 1, 2, 3, \dots, n_m$, где n_m – максимальное значение квантового числа n . Автором в [4] было предложено квантованную величину n_m в первом приближении для любого электропроводящего материала исследуемого проводника с током определять из следующей формулы:

$$n_m = 2 n_k^2, \quad (1)$$

где n_k – классическое главное квантовое число, равное числу электронных оболочек в изолированном атоме металла проводника и соответственно номеру периода в периодической системе химических элементов Д.И. Менделеева, которому этот металл рассматриваемого проводника принадлежит [11].

Согласно (1) для медного, цинкового и железного (стального) проводников, для которых согласно периодической системе химических элементов Д.И. Менделеева главное квантовое число равно $n_k = 4$ [12], возможное максимальное значение квантового числа n для дискретных мод волновых псифункций $\psi_{nz}(z,t)$, суперпозиция которых формирует в микроскопической структуре электропроводящего материала исследуемого проводника макроскопическую вдоль длины l_0 структуру ВЭП [1–5], может численно составлять $n_m = 32$. Следует отметить, что в соответствии с данными работ [1–7]

каждой моде $\psi_{nz}(z,t)$ – функций соответствуют свои ВЭП, центры которых располагаются в зоне амплитуд этих квантомеханических мод, образованных плоскими электронными волнами де Бройля. При одинаковом квантованном энергетическом состоянии дрейфующих свободных электронов (например, при $n = 3$) им в указанном случае на длине l_0 проводника будут всегда соответствовать три полуволны де Бройля длиной $\lambda_{enz}/2$ и соответственно три ВЭП в области их (этих полуволн) амплитуд. При этом каждая длина $\lambda_{enz}/2$ дебройлевской электронной полуволны в металле проводника с током проводимости различных АВП будет выбираться из следующего соотношения [1,3]:

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

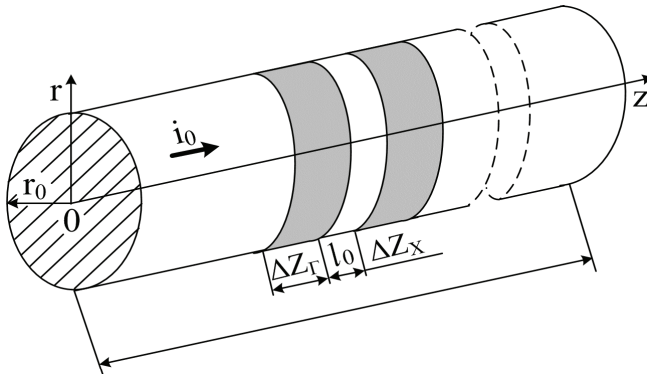


Рисунок 1 – Схематическое изображение исследуемого круглого цилиндрического металлического проводника радиусом r_0 и длиной l_0 с импульсным аксиальным током $i_0(t)$, содержащего относительно «горячие» шириной Δz_r и относительно «холодные» шириной Δz_x продольные участки

Из (2) следует, что чем больше значение квантового числа n , тем будет меньше величина $\lambda_{enz}/2$ и соответственно тем будет больше число ВЭП, периодически размещенных вдоль рассматриваемого нами проводника. При этом каждый ВЭП будет соответствовать так называемому относительно «горячему» продольному участку проводника. Между такими «горячими» продольными участками шириной Δz_r на каждой длине $\lambda_{enz}/2$ электронной полуволны де Бройля будут располагаться так называемые относительно «холодные» продольные участки шириной Δz_x . Причем, величина $(\Delta z_r + \Delta z_x)$ будет характеризовать так называемый продольный шаг макроскопической периодической структуры ВЭП в металлическом проводнике. А существует ли усредненная характеристика \bar{n} для целого квантового числа n , которая будет определять усредненную макроскопическую продольную периодическую структуру ВЭП нашего металлического проводника с импульсным аксиальным током? Да, существует и она (величина \bar{n}) с учетом (2) и усредненной

длины дебройлевской продольной электронной полуволны вида $\lambda_{enz}^*/2$ может быть найдена на основе следующего аналитического выражения [7,13]:

$$\lambda_{enz}^*/2 = l_0 (n_m - 1)^{-1} \int_1^{n_m} n^{-1} dn = l_0 (n_m - 1)^{-1} \ln n_m. \quad (3)$$

Соотношения (2) и (3) позволяют нам определить усредненную характеристику \bar{n} для целого квантового числа n в следующем приближенном виде:

$$\bar{n} = (n_m - 1) / (\ln n_m). \quad (4)$$

Из (4) видно, что для медного, цинкового и железного (стального) проводников с током, для которых $n_k = 4$ и с учетом (1) $n_m = 32$, усредненное значение \bar{n} для квантового числа n окажется примерно равным 9. В разделе 3 будет приведено экспериментальное обоснование такому численному значению величины \bar{n} применительно к указанным материалам проводников.

Далее с учетом найденного согласно (4) усредненного значения для целого квантового числа n остановимся на приближенном определении усредненных значений ширин «горячих» Δz_z^* и «холодных» Δz_x^* продольных участков исследуемого проводника с импульсным аксиальным током различных АВП. С этой целью воспользуемся фундаментальным принципом квантовой электродинамики (механики) – соотношением неопределенностей Гейзенберга [12]. Для локализующихся на «горячих» продольных участках проводника дрейфующих свободных электронов данное соотношение принимает вид [12]:

$$\Delta z_z \cdot \Delta p_{zn} \geq h / (4\pi), \quad (5)$$

где $\Delta p_{zn} = m_e v_{enz} = nh / (2l_0)$ – величина квантованной продольной проекции импульса дрейфующих в кристаллической микроструктуре проводника свободных электронов; $v_{enz} = nh / (2m_e l_0)$ – квантованная скорость дрейфующих вдоль микроструктуры проводника свободных электронов [3]; $m_e = 9,108 \cdot 10^{-31}$ кг – масса покоя электрона [11]; $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка [11].

Тогда из (5) при $n = \bar{n}$ с учетом (4) для наименьшего квантованного значения усредненной ширины Δz_z^* «горячего» продольного участка металлического проводника с импульсным аксиальным током разных АВП получаем:

$$\Delta z_z^* = l_0 / (2\pi\bar{n}) = l_0 \ln n_m / [2\pi(n_m - 1)]. \quad (6)$$

Учитывая, что на длине $\lambda_{enz}/2$ или $\lambda_{enz}^*/2$ каждой квантованной дебройлевской электронной полуволны размещается один «горячий» и один «холодный» продольный участок рассматриваемого металлического проводника, из (2) с учетом (4) и (6) для наибольшего квантованного значения усредненной ширины Δz_x^* «холодного» продольного участка нашего металлического проводника с импульсным аксиальным током произвольных АВП находим:

$$\Delta z_x^* = l_0 / (\bar{n}) - l_0 / (2\pi\bar{n}) = l_0 \ln n_m (2\pi - 1) / [2\pi(n_m - 1)]. \quad (7)$$

Из (6) и (7) следует, что величина усредненной ширины Δz_x^* «холодного» участка металлического проводника с продольным импульсным током примерно в $(2\pi - 1) \approx 5,3$ раз превышает усредненную ширину Δz_z^* его «горячего» участка. Кроме того, из этих приближенных расчетных выражений видно, что усредненные геометрические размеры «горячих» и «холодных» продольных участков проводника не зависят от АВП протекающего по ним импульсного тока, а определяются при его (нашего проводника) заданной длине l_0 лишь величиной максимального значения n_m целого квантового числа n .

Экспериментально выявить в условиях научной лаборатории наличие «горячих» шириной Δz_z^* и «холодных» шириной Δz_x^* продольных участков в рассматриваемом металлическом проводнике можно, по мнению автора, только одним наглядным и реальным путем – путем пропускания по нему такого электрического тока, который вызывает интенсивный импульсный джоулев нагрев токопроводящего материала проводника. Причем, для опытного исследования такого нагрева проводника он должен быть без изоляции и содержать на его тугоплавком электропроводящем основании тонкое наружное легкоплавкое металлическое покрытие, закипающее и вспучивающееся на «горячих» продольных участках при протекании по проводнику тока большой плотности. Очевидно, что электрический ток в этом случае должен быть импульсным такой амплитуды и длительности, которые способны вызвать достижение в материале относительно тонкого проводника высоких температур.

2 Определение основных усредненных характеристик для волнового радиального распределения дебройлевских полувольт в металлическом проводнике с импульсным аксиальным током различных АВП. Распределение по текущему радиусу r принятого цилиндрического проводника с импульсным аксиальным током разных АВП дебройлевских электронных полувольт в первом приближении удовлетворяет следующему соотношению [8]:

$$\lambda_{enr}/2 = r_0/n, \quad (8)$$

где $\lambda_{enr} = h/(m_e v_{enr})$ – квантованная длина радиальной волны свободного электрона в проводнике; $v_{enr} = nh/(2m_e r_0)$ – квантованная радиальная скорость свободного электрона в проводнике; $n = 1, 2, 3, \dots, n_m$ – целое квантовое число, изменяющееся для свободных электронов в некотором диапазоне.

Из (2) и (8) вытекает важная электрофизическая особенность для волновых продольных и радиальных распределений свободных электронов в круглых сплошных цилиндрических металлических проводниках: как на их длине l_0 , так и внешнем радиусе r_0 всегда умещается целое квантованное число n электронных полувольт де Бройля соответствующих длин $\lambda_{enz}/2$ или $\lambda_{enr}/2$. Положив согласно (4) для рассматриваемого распределения по радиусу r поперечного сечения $S_0 = \pi r_0^2$ нашего проводника $n = \bar{n} = (n_m - 1)/(\ln n_m)$ и вос-

пользовавшись для радиально и стохастически перемещающихся в металлическом проводнике свободных электронов соотношением Гейзенберга в виде $\Delta r_z \cdot \Delta p_{rm} \geq h/(4\pi)$, где Δr_z – ширина «горячего» радиального участка проводника, а $\Delta p_{rm} = m_e v_{enr} = nh/(2r_0)$ – квантованная радиальная проекция импульса дрейфующих в кристаллической микроструктуре проводника свободных электронов, для наименьшего квантованного значения усредненной ширины Δr_z^* относительно «горячего» радиального участка металлического проводника с импульсным аксиальным током различных АВП находим:

$$\Delta r_z^* = r_0 / (2\pi\bar{n}) = r_0 \ln n_m / [2\pi(n_m - 1)]. \quad (9)$$

Аналогично (7) с учетом (8) и (9) для наибольшего квантованного значения усредненной ширины Δr_x^* относительно «холодного» радиального участка круглого цилиндрического металлического проводника с импульсным аксиальным током произвольных АВП получаем следующее выражение:

$$\Delta r_x^* = r_0 / (\bar{n}) - r_0 / (2\pi\bar{n}) = r_0 \ln n_m (2\pi - 1) / [2\pi(n_m - 1)]. \quad (10)$$

Из (9) и (10) видно, что при радиальном волновом распределении в материале исследуемого проводника свободных электронов и соответствующих им ВЭП, как и для продольного волнового распределения в нем дрейфующих электронов и их ВЭП, в принятом нами приближении соотношение $\Delta r_x^* / \Delta r_z^*$ также оказывается равным около $(2\pi - 1) \approx 5,3$. Полученные согласно выражениям (8)–(10) приближенные расчетные данные для «горячих» и «холодных» радиальных участков исследуемого проводника и соответствующие им различные температуры однозначно указывают на возможность радиального расслоения плазменных продуктов при электрическом взрыве металлических проводников за счет прямого воздействия на них больших импульсных токов (БИТ). Так как практически всегда $r_0 \ll l_0$, то на основании полученных расчетных выражений (6), (7), (9) и (10) можно заключить, что мелкодисперсные радиальные фракции продуктов электровзрыва тонких металлических проводочек от прямого действия на них БИТ в отличие от образующихся при этом электрофизическом явлении мелкодисперсных продольных фракций будут иметь значительно меньшие габаритные размеры (примерно в l_0/r_0 раз).

3 Некоторые результаты экспериментальной проверки волнового продольного распределения дрейфующих электронов в металлическом проводнике с импульсным током большой плотности. На взгляд автора, указанным выше в разделе 1 необходимым для проведения соответствующих экспериментов техническим условиям удовлетворяют промышленно выпускаемый по ГОСТ 3282-74 оцинкованный стальной провод [14] и мощная высоковольтная конденсаторная электроустановка – генератор импульсных токов типа ГИТ-5 (номинальное зарядное постоянное напряжение $U_{3Г} = \pm 5$ кВ; номинальная запасаемая электрическая энергия $W_{Г} = 567$ кДж), воспроизводящий на электрической активно-индуктивной нагрузке длительную апериио-

дическую компоненту тока линейной молнии (амплитуда I_{0m} импульса тока до 0,8 кА; протекающий электрический заряд Q_i до (200 ± 20) Кл; полная длительность импульса τ_p до 1000 мс) [15]. На рис. 2 и 3 приведены результаты электротермического воздействия на выбранный стальной провод с цинковым покрытием толщиной $\Delta_0 = 5$ мкм ($r_0 = 0,8$ мм; $l_0 = 320$ мм), включенный в разрядную цепь генератора ГИТ-5 ($U_{3Г} = -3,7$ кВ; $W_{Г} = 310$ кДж), аperiodического импульса тока временной формы $t_m/\tau_p = 9$ мс/576 мс (t_m – время, соответствующее токовой амплитуде I_{0m}) большой плотности ($I_{0m} = -745$ А; $\delta_{0m} = |I_{0m}|/S_0 = 0,37$ кА/мм²). От такого импульса тока провод разрушился.



Рисунок 2 – Опытное распределение вдоль электротермически разрушенного оцинкованного стального провода ($r_0 = 0,8$ мм; $l_0 = 320$ мм; $\Delta_0 = 5$ мкм) «горячих» (макроскопических зон ВЭП провода) и «холодных» продольных гантелеобразных участков, испытывающих воздействие аperiodического импульса аксиального тока временной формы 9 мс/576 мс большой плотности ($\delta_{0m} = 0,37$ кА/мм²; $n_m = 32$; $\bar{n} = 9$) [7]

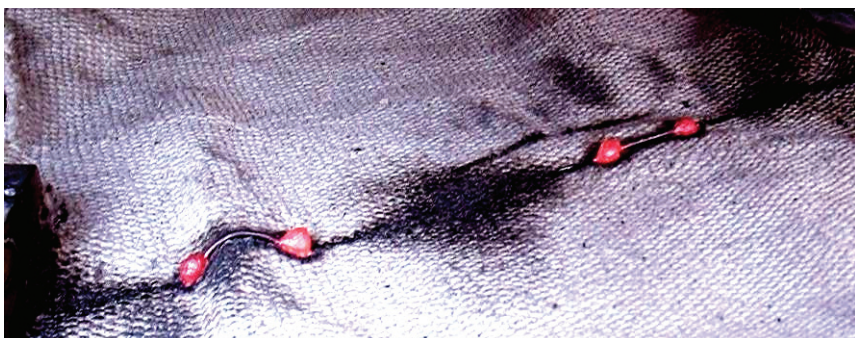


Рисунок 3 – Внешний вид остывающих «горячих» (бывших макроскопических зон ВЭП провода) и «холодных» продольных гантелеобразных участков электротермически разрушенного оцинкованного стального провода ($r_0 = 0,8$ мм; $l_0 = 320$ мм; $\Delta_0 = 5$ мкм), по которому протекал аperiodический импульсный аксиальный ток временной формы 9 мс/576 мс большой плотности ($\delta_{0m} = 0,37$ кА/мм²; $n_m = 32$; $\bar{n} = 9$) [7]

На рис. 2 и 3 четко видны четыре «горячих» (опытной шириной $\Delta z_x^* = 7$ мм при расчетной по (6) ширине для $\bar{n} = 9$ в 5,7 мм) и два «холодных» (опытной шириной $\Delta z_x^* = 27$ мм при расчетной по (7) ширине для $\bar{n} = 9$ в 29,9 мм) продольных участка стального провода. Остальные пять «горячих» и восемь «холодных» продольных участка испытываемого провода подверглись при указанном значении в нем плотности импульсного тока ($\delta_{0m} = 0,37$ кА/мм²) полной сублимации. Приведенные на рис. 2 и 3 экспериментальные результаты продольного волнового распределения ВЭП и соответствующих им «горячих» и «холодных» продольных участков в круглом сплошном цилиндрическом проводе хорошо согласуются с выполненными по (6) и (7) расчетными оценками усредненных геометрических характеристик указанных участков.

Выводы

Выполненные квантомеханические расчетные оценки и проведенные с помощью мощного высоковольтного оборудования высокотемпературные эксперименты подтверждают возможность практического использования при исследовании волнового продольного распределения дрейфующих свободных электронов и соответственно электрического тока проводимости в металлических проводниках с импульсным аксиальным током большой плотности усредненных геометрических характеристик для подобных распределений.

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. Эвристическое определение максимального числа электронных полувольт де Бройля в металлическом проводнике с электрическим током проводимости // Электротехніка і електромеханіка. – 2007. – № 6. – С. 59–62. 5. Баранов М.И. Волновой электронный пакет проводника с электрическим током проводимости // Электротехніка і електромеханіка. – 2006. – № 3. – С. 49–53. 6. Баранов М.И. Квантомеханический подход при расчете температуры нагрева проводника электрическим током проводимости // Технічна електродинаміка. – 2007. – № 5. – С. 14–19. 7. Баранов М.И. Исследование стохастического распределения электронных полувольт де Бройля и волновых пакетов в проводнике с импульсным током проводимости большой плотности // Электротехніка і електромеханіка. – 2008. – № 5. – С. 44–49. 8. Баранов М.И. Волновое радиальное распределение свободных электронов в цилиндрическом проводнике с переменным электрическим током // Технічна електродинаміка. – 2009. – № 1. – С. 6–11. 9. Столович Н.Н. Электровзрывные преобразователи энергии / Под ред. В.Н. Карноушина. – Минск: Наука и техника, 1983. – 151 с. 10. Лебедев С.В., Савватимский А.И. Металлы в процессе быстрого нагревания электрическим током большой плотности // Успехи физических наук. – 1984. – Том 144, вып. 2. – С. 215–250. 11. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике. – М.: Наука, 1990. – 624 с. 12. Кузьмичев В.Е. Законы и формулы физики / Отв. ред. В.К. Тартаковский. – К.: Наукова думка, 1989. – 864 с. 13. Двайт Г.Б. Таблицы интегралов и другие математические формулы. – М.: Наука, 1973. – 228 с. 14. Электрические кабели, провода и шнуры: Справочник / Н.И. Белоруссов, А.Е. Саакян, А.И. Яковлева : Под ред. Н.И. Белоруссова. – М.: Энерго-

атомиздат, 1988. – 536 с. **15.** *Баранов М.И., Колишко 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 в редколлегию 29.08.2013

УДК 621.3.022:537.311.8:621.7.044.7

Усредненные характеристики волнового распределения дрейфующих электронов в металлическом проводнике с импульсным током проводимости большой плотности / М.И. Баранов, С. В. Рудаков // Вісник НТУ «ХП». Серія: Техніка та електрофізика високих напруг. – Х.: НТУ «ХП», 2013. – № 60 (1033). – С. 12-20. – Бібліогр.: 15 назв.

Представлені деякі результати теоретичного і експериментального дослідження основних геометричних характеристик хвильового подовжнього і радіального розподілу вільних електронів, що дрейфують, в однорідному циліндровому металевому провіднику з імпульсним аксіальним струмом великої щільності.

Ключові слова: провідник, вільні електрони, імпульсний струм, електронні хвилі, характеристики подовжнього і радіального розподілу електронів.

Some results of theoretical and experimental research of basic geometrical descriptions of the wave longitudinal and radial distributing of drifting lone electrons are presented in a homogeneous cylindrical metallic explorer with the impulsive axial-flow current of high-slay.

Key words: explorer, lone electrons, impulsive current, electronic waves, descriptions of the longitudinal and radial distributing of electrons.