

Новые физические подходы и механизмы при изучении процессов формирования и распределения электрического тока проводимости в проводнике

На основе положений квантовой механики и электродинамики выполнено обобщение новых подходов и физических механизмов в формировании и распределении в металлических проводниках постоянного или переменного (импульсного) электрического тока проводимости. Проведена экспериментальная проверка полученных результатов расчета электронных волн и макроскопического волнового электронного пакета в тонком стальном проводе с постоянным током проводимости.

На основі положень квантової механіки і електродинаміки виконано узагальнення нових підходів та фізичних механізмів у формуванні і розподілі у металевих провідниках постійного або змінного (імпульсного) електричного струму провідності. Зроблено експериментальну перевірку отриманих результатів розрахунку електронних хвиль та макроскопічного хвильового електронного пакету у тонкому сталевому провіді з постійним струмом провідності.

В электродинамике, как известно, важнейшим физическим понятием является понятие электрического тока, соответствующее всякому упорядоченному движению электрических зарядов. Применительно к проводящей среде или, более конкретно, к металлическому проводнику данный ток, носящий название электрического тока проводимости, обусловлен упорядоченным движением (дрейфом) свободных электронов его материала, характеризующихся пространственной плотностью n_e (м^{-3}) и элементарным отрицательным электрическим зарядом, равным $e_0 = 1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл [16, 17]. Усредненное значение данной плотности свободных электронов n_{e0} , определяющее усредненную объемную плотность отрицательного электрического заряда в проводнике $\rho_{e0} = e_0 \cdot n_{e0}$ ($\text{Кл}/\text{м}^3$), составляет, например, для такого широко используемого в электротехнике проводникового материала как медь, $16,86 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$. Этому значению n_{e0} в медном проводнике соответствует колоссальная объемная плотность отрицательного заряда, примерно равная $\rho_{e0} = 2,7 \cdot 10^{10} \text{ Кл}/\text{м}^3$ [3]. В настоящее время однозначно установлено, что свободные электроны металлического проводника, которые не принадлежат отдельным атомам его материала и являются, по существу, "коллективизированными" электронами, образуются в соответствии с зонной теорией твердых тел из валентных электронов атомов металла. В соответствии с известными положениями классической электродинамики (электротехники) основными условиями существования электрического тока проводимости $i_{\Pi}(t)$ с различными амплитудно-временными параметрами (АВП) в проводнике явля-

ются: во-первых, наличие в проводнике "коллективизированных" электронов, способных к упорядоченному пространственному перемещению, и, во-вторых, воздействие от внешнего источника электрического напряжения на проводящую структуру и соответственно на "коллективизированные" электроны проводника продольной (тангенциальной) составляющей $E_{r\Pi}(t)$ напряженности внешнего электрического поля [16, 17]. В теории электричества и электротехнике за положительное направление электрического тока проводимости принято направление упорядоченного движения положительных электрических зарядов, хотя в действительности в металлическом проводнике электрический ток проводимости вызван упорядоченным движением его свободных электронов с отрицательным электрическим зарядом в направлении, противоположном указанному выше [13, 16]. Для постоянного во времени t электрического напряжения U_{Π} , приложенного к противоположным концам проводника, электрический ток проводимости в нем будет соответствовать однонаправленному перемещению (дрейфу) в проводнике его свободных электронов. Для переменного (двухполярного импульсного) напряжения $U_{\Pi}(t)$, действующего на проводник, электрический ток проводимости будет представлять собой гармонические (осциллирующие) колебания вдоль продольной оси проводника его "электронного облака" (совокупности свободных электронов) во взаимно противоположных направлениях. Чем выше частота f_U изменения во времени t напряжения $U_{\Pi}(t)$, тем будет больше и частота $f_i = f_U$ пространственных колебаний этого электронно-токового феномена или "электронного облака", относящегося в электрофизике к понятию "электронного газа" в металлах [9, 17].

В классической электронной теории Друде-Лоренца этот "электронный газ" металлического проводника обладает свойствами одноатомного идеального газа [9, 11], а в квантовой статистике Ферми-Дирака — свойствами "вырожденного электронного газа" в металлах [9, 17]. Так как в обычных условиях (для комнатной температуры $T_0 = 293$ К) величина n_{e0} для большинства проводниковых материалов принимает значение порядка 10^{29} м^{-3} [16,17], то при массе покоя электрона $m_e = 9,108 \times 10^{-31}$ кг температура вырождения этого "электронного газа" в них, равная $T_B = n_{e0}^{2/3} h^2 / 2\pi m_e k_B$, где $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с — постоянная Планка, а $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж·К⁻¹ — постоянная Больцмана, достигает значения порядка $T_B = 1,2 \cdot 10^5$ К [17]. По этой причине ($T_0 \ll T_B$) "электронный газ" металлов не подчиняется классической статистике Максвелла-Больцмана, а, как и для других фермионов (протонов, нейтронов и других элементарных частиц), описывается на современном уровне наших знаний про микромир лишь квантовой статистикой Ферми-Дирака [9, 17]. При рассмотрении и описании свойств "электронного газа" металлов и соответственно электрического тока проводимости в металлических проводниках нам необходимо исходить из фундаментального положения квантовой механики (электродинамики) о том, что свободные электроны в металле как элементарные частицы — фермионы, имеющие массу покоя m_e , характеризуются корпускулярно-волновым дуализмом и поэтому одновременно обладают свойствами как материальной частицы, так и волны [9]. А раз так, то пространственное перемещение (дрейф) свободных электронов в металлическом проводнике будет сопровождаться некоторым волновым процессом, для которого характерны периодические изменения его основных параметров во времени t и в евклидовом пространстве.

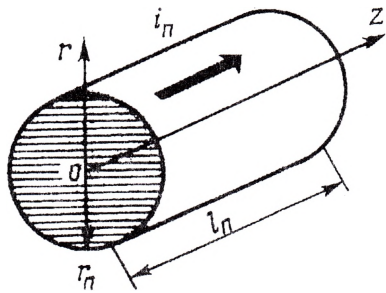
В этой связи в квантовой теории электропроводности, построенной на основе закономерностей квантовой механики и квантовой статистики Ферми-Дирака, электрический ток проводимости в металлическом проводнике трактуется и понимается как процесс распространения в межатомном пространстве его материала электронных волн де Бройля, определяющих пространственно-временную эволюцию свободных электронов проводника [9, 17]. При этом удельная электрическая проводимость γ_{Π} материала проводника и процесс тепловыделения в нем определяются рассеиванием этих электронных волн де Бройля на ангармонических тепловых колебаниях узлов (положительных ионов) кристаллической решетки металла проводника. На взгляд автора, эти научные идеи, положенные в основу квантовой теории электропроводности металлов, представляются весьма полезными и перспективными как непосредствен-

но для физиков-теоретиков, так и для специалистов из области теоретической и прикладной электрофизики (электродинамики) при построении в будущем квантовой теории распространения электрического тока проводимости различных АВП в металлических проводниках.

Изложенный выше краткий научный экскурс по известным положениям классической и квантовой физики (электродинамики) и существующее ныне в прикладной электрофизике состояние вопроса, касающегося фундаментальной проблемы распространения в металлических проводниках (низкотемпературной плазме) постоянного и переменного (импульсного) тока проводимости различных АВП и плотностей, не позволяют дать научное обоснование и объяснение ряду экспериментально наблюдаемых в силовой электротехнике, технике больших импульсных токов, сильноточной электронике и высокотемпературной теплофизике явлениям, протекающим при воздействии на металлические проводники тока проводимости большой плотности: во-первых, процессу периодического изменения вдоль проводника с постоянным (переменным) током проводимости температуры нагрева его материала [12]; во-вторых, процессу стратообразования в проводнике (продольному разделению проводника на отдельные идентичные короткие участки) при его электрическом взрыве (ЭВ) [10,15]; в-третьих, наличие периодически повторяющихся по длине образующегося после ЭВ проводника плазменного канала искрового разряда ярких свечений и осевых возмущений температуры плазмы [2,5,7]. Поэтому электрофизическая проблема формирования и распределения в металлических проводниках (плазме) электрического тока проводимости различного происхождения и технического назначения требует своего дальнейшего изучения и научного развития.

Целью статьи является изложение на основе положений квантовой механики и электродинамики новых обобщающих подходов, физических механизмов и научных гипотез в формировании и распределении в металлических проводниках постоянного или переменного (импульсного) электрического тока проводимости различных АВП.

Постановка задачи исследований. Рассмотрим в цилиндрической системе координат неподвижно размещенный в воздушной или конденсированной среде прямолинейный сплошной металлический проводник радиусом r_{Π} и длиной l_{Π} при условии $l_{\Pi} \gg r_{\Pi}$ (рисунок). Пусть характеристики воздушной среды соответствуют нормальным атмосферным условиям (давление воздуха составляет $1,013 \cdot 10^5$ Па, а влажность воздуха и его температура соответственно — 80% и 20° С), а первоначальная температура конденсированной среды, практически не имеющей до ЭВ проводника избыточного давления, равна комнатной $Q_0 = 20^{\circ}\text{C}$ [3,7]. Примем, что к концам рассматриваемого



проводника приложена разность электрических потенциалов $U_{\Pi}(t)$, униполярно изменяющаяся во времени t по произвольному закону. Пусть по данному проводнику поперечным сечением S_{Π} вдоль его продольной оси OZ протекает известный из классической физики постоянный или переменный (импульсный) однополярный электрический ток проводимости $i_{\Pi}(t)$. Ограничимся случаем, когда радиус r_{Π} проводника будет значительно меньше толщины классического токового скин-слоя в его материале [13, 16], и протекающий по нему ток проводимости $i_{\Pi}(t)$ будет равномерно распределен с плотностью δ_{Π} по поперечному сечению проводника. Влиянием дрейфующих под действием напряженности $E_{\tau\Pi}(t)$ внешнего электрического поля, обусловленного напряжением $U_{\Pi}(t)$, свободных электронов друг на друга, а также положительных ионов (узлов) кристаллической решетки материала проводника на его свободные электроны пренебрегаем. Это практически соответствует известному приближению Хартри-Фока, положенному в основу зонной теории металлов [14].

Исходя из принятых допущений, предположим, что поведение свободных электронов в материале рассматриваемого проводника с током проводимости $i_{\Pi}(t)$ будет приближенно подчиняться одномерному временному волновому уравнению Шредингера [9, 17]. С учетом такого предположения в соответствии с положениями квантовой механики (электродинамики) нам придется понятие точного местонахождения свободного электрона в исследуемом проводнике заменить на понятие вероятности его нахождения в том или ином элементе цилиндрического объема проводника. Требуется на основе квантовомеханического подхода описать волновое пространственно-временное распределение свободных электронов в металлическом проводнике с указанным током проводимости $i_{\Pi}(t)$, изложить возможные новые физические механизмы и гипотезы в формировании и распределении вдоль проводника как тока проводимости, так и температурного поля, а также провести экспериментальную проверку предложенных подходов и полученных на их основе результатов расчета электронных волн в исследуемом проводнике.

Основные физические идеи и механизмы предлагаемого квантовомеханического подхода. В [1, 6] автором на основе решения нерелятивистско-

го временного одномерного уравнения Шредингера было показано, что в рассматриваемом проводнике волновая ψ_n -функция, описывающая поведение его свободных электронов, имеет вид

$$\psi_n(z, t) = A_0 \sin(k_n z) (\cos \omega_{en} t - i \sin \omega_{en} t), \quad (1)$$

где $A_0 = (2/l_{\Pi} S_{\Pi})^{1/2}$ — амплитуда собственной волновой функции $\psi_n(z, t)$ или n -моды волновой ψ -функции с квантованной круговой частотой $\omega_{en} = \pi n^2 h / 4m_e l_{\Pi}^2$; $k_n = \pi n / l_{\Pi}$ — квантованное волновое число; z, t — соответственно текущие значения продольной координаты в проводнике и времени; $i = \sqrt{-1}$ — мнимая единица; $n = 1, 2, 3, \dots$ — целое квантовое число, равное номеру моды собственной волновой ψ -функции.

Из анализа стационарного уравнения Шредингера и его краевых условий, используемых при получении выражения (1), следует, что свободные электроны распределяются вдоль продольной оси OZ металлического проводника так, что на его длине l_{Π} уместятся целое квантовое число n электронных полувольт, удовлетворяющих соотношению [1]

$$\lambda_{en} / 2 = l_{\Pi} / n, \quad (2)$$

где $\lambda_{en} = h / m_e v_{en}$ — квантованная длина волны свободного электрона в материале проводника, равная длине стоячей волны де Бройля для исследуемой элементарной частицы — фермиона (электрона) [9]; $v_{en} = \pi n h / 2m_e l_{\Pi}$ — квантованная скорость движения (дрейфа) свободного электрона в материале проводника [6].

Здесь важно подчеркнуть принципиальное различие между известным классическим распределением связанных электронов в атомах вещества и предлагаемым распределением свободных электронов металлического проводника с электрическим током проводимости $i_{\Pi}(t)$: связанные электроны атомов материала проводника в соответствии с известной квантовомеханической моделью атома вещества на его (атома) энергетических уровнях (в первом приближении стационарных круговых или эллиптических орбитах) распределяются таким образом, чтобы на них уместилось целое число не стоячих электронных полувольт, а полных стоячих электронных волн де Бройля, описываемых соответствующими волновыми ψ -функциями [9, 17]. Кроме того, в [6] автором было установлено, что дрейфующие под действием напряженности $E_{\tau\Pi}(t)$ внешнего электрического поля в металлическом проводнике свободные электроны, по сравнению со связанными электронами атомов материала того же проводника, имеют отличные от последних частотные и энергетические спектры и подчиняются иным закономерностям квантовой электродинамики, определяющим их вероятност-

ное состояние и поведение в металлическом проводнике с током проводимости $i_{\Pi}(t)$. По этой причине свободные электроны рассматриваемого проводника благодаря своей квантованной скорости дрейфа v_{en} , которая на много порядков меньше скорости v_T их хаотического (теплового) движения в проводнике, равной $v_T = (2E_F/m_e)^{1/2}$, где E_F — энергия Ферми [14, 17], приобретают во внешнем электрическом поле с напряженностью $E_{\tau\Pi}(t)$ дополнительно к значению E_F квантованные значения энергии $W_{en} = n^2\hbar^2/8m_e l_{\Pi}^2$ [6], удовлетворяющие неравенству $W_{en} < E_F$. Причем, свободные электроны металлического проводника с суммарной энергией ($W_{en} + E_F$), описываемые согласно (1) дискретным набором волновых функций $\psi_n(z, t)$, на основании квантовомеханических закономерностей группируются в волновой электронный пакет (ВЭП) [1, 2, 4] и макроскопически распределяются в периодическую структуру вдоль продольной оси OZ проводника. При этом время установления вдоль исследуемого проводника ВЭП совпадает со временем τ_E установления вдоль него внешнего электрического поля с продольной напряженностью $E_{\tau\Pi}(t)$, равным $\tau_E = \sqrt{\varepsilon} l_{\Pi} / c$ [16], где $c = 3 \cdot 10^8$ м/с — скорость света в вакууме, а ε — относительная диэлектрическая проницаемость среды, окружающей проводник.

В этом случае вероятное местонахождение дрейфующего свободного электрона в межатомном пространстве материала проводника будет характеризоваться плотностью вероятности ρ_{wn} его пребывания в цилиндрическом объеме материала проводника, численно равной [1, 9]

$$\rho_{wn} = |\psi_n|^2, \quad (3)$$

где $|\psi_n| = A_0 \cdot \sin(\pi n z / l_{\Pi})$ — модуль n -моды волновой ψ -функции согласно (1).

Из (3) видно, что амплитуда каждой электронной полуволны $\lambda_{en} / 2$ волновой функции ψ_n будет соответствовать наиболее вероятному продольному местонахождению свободных электронов в металлическом проводнике. Становится ясным и то, что дрейфующие свободные электроны вдоль длины l_{Π} проводника имеют неоднородную периодическую структуру и соответственно характеризуются продольной неоднородной периодической плотностью n_e , удовлетворяющей выражению (3). Волновая функция $\psi_n(z, t)$, определяющая в соответствии с (1) динамическое состояние свободных электронов металлического проводника с током проводимости $i_{\Pi}(t)$, будет распределяться вдоль него (проводника) таким образом, чтобы основная доля электромагнитной (тепловой) энергии электронной волны сосредотачивалась внутри ВЭП проводника [1, 2, 4]. Именно продольная периодическая локализация (концентрация) дрейфующих

свободных электронов металлического проводника в соответствии с (1) и (3) и образование ими ВЭП, формируемого дискретным набором волновых функций $\psi_n(z, t)$ [16], порождает в проводнике с током проводимости $i_{\Pi}(t)$ наблюдаемую экспериментально продольную периодическую структуру неоднородного температурного поля [12].

Продольные размеры шага этой периодической структуры ВЭП и соответственно шага периодической структуры температурного поля проводника $\Delta z = \Delta z_r + \Delta z_x$, где Δz_r , Δz_x — соответственно ширина относительно "горячего" и "холодного" участков ВЭП проводника [1, 2, 4], определяются из одного из основных принципов квантовой механики (электродинамики) — соотношения неопределенностей Гейзенберга [9, 17]. Как известно, соотношение неопределенностей Гейзенберга накладывает ограничение на возможность одновременного точного определения интервала пространственной координаты дрейфующих свободных электронов, на котором они могут быть локализованы (в нашем случае это Δz_r), и величины их продольной квантованной проекции импульса $\Delta p_{zn} = m_e v_{en}$ и применительно к рассматриваемой задаче имеет вид

$$\Delta z_r \cdot \Delta p_{zn} \geq \hbar / 4\pi. \quad (4)$$

Из (4) следует, что уточнение местонахождения в металлическом проводнике дрейфующего свободного электрона (уменьшение величины Δz_r) приводит к увеличению неточности в определении продольной проекции его импульса Δp_{zn} (скорость дрейфа v_{en}) и наоборот — уточнение скорости дрейфа v_{en} электрона вызывает увеличение разброса значений интервала пространственной координаты Δz_r его локализации. Благодаря малым значениям скорости дрейфа v_{en} свободных электронов (в практических случаях сильноточной импульсной техники обычно порядка 0,3 м/с при хаотической скорости v_T порядка $1,5 \cdot 10^6$ м/с [3]) численные значения Δz_r для проводника с током проводимости большой плотности δ_{Π} согласно (4) могут составлять от долей до единиц миллиметров, что фактически и обуславливает макроскопическое проявление ВЭП в исследуемом проводнике.

В [1, 2] автором было установлено, что для средней скорости дрейфа $v_{e0} = \delta_{\Pi} / e_0 n_{e0}$ [8, 17] свободных электронов в металлическом проводнике усредненная величина Δz_r для его ВЭП на основании (4) принимает вид

$$\Delta z_r \geq e_0 n_{e0} \hbar / 4\pi m_e \delta_{\Pi}. \quad (5)$$

Учитывая, что в ВЭП проводника расстояние z_n между центрами продольной периодической локализации (концентрации) свободных электронов приближенно составляет согласно формуле (18) из

[1] значение $z_n = \Delta z = e_0 n_{e0} h / 8m_e \delta_{\Pi}$, для усредненного значения величины Δz_x с учетом (5) находим

$$\Delta z_x \leq e_0 n_{e0} h(\pi-2) / 8\pi m_e \delta_{\Pi}. \quad (6)$$

Из выражений (5) и (6) видно, что расчетная ширина Δz_r "горячего" участка ВЭП металлического проводника в $2/(\pi-2)$ превышает расчетную ширину Δz_x "холодного" участка его ВЭП. Кроме того, значения ширин Δz_r и Δz_x ВЭП обратно пропорциональны величине плотности тока δ_{Π} в исследуемом проводнике. Причем, величина δ_{Π} будет являться основным электрофизическим параметром, определяющим шаг Δz продольной периодической последовательности изменения геометрических размеров ВЭП и температурного поля проводника. Необходимо отметить важную особенность во взаимодействии "горячих" и "холодных" участков ВЭП рассматриваемого проводника: с учетом внутренней природы стоячих электронных волн ВЭП обмена электромагнитной (тепловой) энергией между этими продольными участками проводника происходить не будет [1, 2]. После распада ВЭП в проводнике обменные тепловые процессы между указанными продольными участками материала проводника возобновляются, что приводит к ликвидации в нем продольного градиента температуры. Важно подчеркнуть и то, что в металлическом проводнике ВЭП будет существовать до тех пор, пока в нем будет присутствовать направленное перемещение (дрейф) его свободных электронов.

В этой связи можно утверждать, что первопричиной появления в проводнике ВЭП является силовое воздействие внешнего электрического поля с продольной напряженностью $E_{r\Pi}(t)$ на его свободные электроны, заставляющее их перемещаться (дрейфовать) в межатомном пространстве материала проводника от одного его края к другому. В этом направленном движении (дрейфе) свободных электронов и заключается причина физической устойчивости ВЭП в металлическом проводнике с электрическим током проводимости $i_{\Pi}(t)$. При прекращении действия на проводящую структуру проводника продольной напряженности $E_{r\Pi}(t)$ внешнего электрического поля движение его свободных электронов из направленного с малой и определенной квантованной скоростью дрейфа v_{en} становится чисто хаотичным с большой скоростью v_T и ВЭП проводника распадается. Последнее приводит к распаду (ликвидации) и продольной периодической структуры неоднородного температурного поля проводника, что вызывает выравнивание за счет явлений теплопроводности температуры вдоль оси OZ и ее последующий распад из-за явлений теплоотдачи до температуры окружающей его среды.

Полученные результаты позволяют объяснить причину процесса стратообразования при ЭВ металлического проводника (его деления на отдельные практически одинаковые продольные микрочасти), включенного в электрическую цепь мощного генератора постоянных (импульсных) токов [7, 8, 15]. Именно возникновение в металлическом проводнике с током проводимости $i_{\Pi}(t)$ большой плотности δ_{Π} периодически изменяющегося вдоль его длины l_{Π} неоднородного температурного поля с существенно отличающимися уровнями температуры на "горячих" и "холодных" участках проводника вызывает при ЭВ материала проводника экспериментально наблюдаемое дробление последнего на отдельные продольные идентичные короткие участки (страты) и образование в дальнейшем электронами проводимости и ионами в продуктах его взрыва продольной периодической структуры неоднородного яркого свечения электропроводящего плазменного канала сильноточного искрового разряда, сопровождающего ЭВ любого проводника [2, 7, 10, 15].

При приближенной количественной оценке значений $\omega_{en}, v_{en}, \lambda_{en}, W_{en}$ для частотного и энергетического спектров дрейфующих свободных электронов в металлическом проводнике можно воспользоваться соотношением, определяющим наибольшее значение n_{\max} квантового числа n и соответственно максимальное число электронных полуволн $\lambda_{en} / 2$ в рассматриваемом проводнике длиной l_{Π} [6]

$$n_{\max} = 2n_0^2, \quad (7)$$

где n_0 — главное квантовое число, равное числу электронных оболочек в атоме материала проводника и, соответственно, номеру периода в периодической системе элементов Менделеева, которому этот материал (химический элемент) проводника принадлежит.

Использование на практике соотношения (7) позволяет оценить также достоверность расчетных квантовомеханических соотношений (5) и (6) для величин Δz_r и Δz_x ВЭП металлического проводника, так как при таком подходе в выборе значений n_{\max} будет приближенно выполняться условие

$$\Delta z_r + \Delta z_x = l_{\Pi} / 2n_0^2. \quad (8)$$

Итак, изложенные теоретические результаты волнового распределения свободных электронов в металлическом проводнике с электрическим током проводимости $i_{\Pi}(t)$ произвольных АВП позволяют сформулировать ряд новых положений, связанных с физическими механизмами формирования и распределения этого тока в проводнике.

1. Продольное распределение свободных электронов в исследуемом проводнике после воздействия на них осевой напряженности $E_{r\Pi}(t)$ внешне-

го электрического поля подчиняется стоячим электронным волнам, описываемым собственными волновыми функциями $\psi_n(z, t)$ согласно (1), которые в рассматриваемом случае являются решением нерелятивистского временного одномерного волнового уравнения Шредингера.

2. Дискретный набор волновых $\psi_n(z, t)$ функций и корпускулярно-волновой дуализм свободных электронов, подчиняющихся соотношениям неопределенностей Гейзенберга, вызывают формирование в рассматриваемом проводнике макроскопического ВЭП, периодически распределенного вдоль его длины $l_{\text{П}}$. Данный ВЭП из-за различной продольной локализации (концентрации) в нем свободных электронов, подчиняющийся (3), формирует, в свою очередь, вдоль проводника периодическую неоднородную структуру температурного поля. Эта структура ВЭП и температурного поля проводника содержит согласно (5) и (6) периодически чередующиеся между собой относительно "горячие" и "холодные" участки шириной $\Delta z_{\text{Г}}$ и $\Delta z_{\text{Х}}$ практически не обменивающиеся между собой электромагнитной (тепловой) энергией.

3. После прекращения действия на свободные электроны проводника продольной напряженности $E_{\text{П}}(t)$ внешнего электрического поля, т.е. после прекращения протекания по проводнику электрического тока проводимости $i_{\text{П}}(t)$, ВЭП проводника распадается, происходит выравнивание по объему материала проводника пространственной плотности n_e свободных электронов и соответственно выравнивание температуры проводника вдоль его длины $l_{\text{П}}$.

Квантовомеханическая природа поверхностного эффекта в проводнике. Предлагаемый квантовомеханический подход в описании процесса формирования электрического тока проводимости $i_{\text{П}}(t)$ в металлическом проводнике позволяет выдвинуть новую гипотезу о вероятном физическом механизме, лежащем в основе такого известного электрофизического явления как поверхностного эффекта (скин-эффекта) в проводнике [13, 16], связанного с неравномерным распределением переменного тока проводимости $i_{\text{П}}(t)$ по поперечному сечению $S_{\text{П}}$ проводника и его приближением с увеличением частоты f_i тока к поверхности проводника. В этом случае на основе квантовомеханического подхода дрейфующий свободный электрон материала проводника может быть приближенно рассмотрен как квантовый линейный гармонический осциллятор, совершающий под действием внешней электрической силы $F_e = e_0 E_{\text{П}}(t)$ вдоль продольной оси OZ проводника гармонические колебания с частотой f_i . Эти колебания, как известно, подчиняются стационарному волновому уравнению Шредингера, решение которого для собственных значений квантованной энергии W_{ek} рассматриваемого электронного осциллятора име-

ет вид [17]

$$W_{ek} = (k+0,5) hf_1, \quad (9)$$

где $k=0,1,2,\dots$ — квантовое число для электронного осциллятора.

Из (9) следует, что увеличение частоты приводит к росту значений квантованной энергии W_{ek} дрейфующего свободного электрона, которая будет являться дополнительной энергией к величинам E_F и W_{en} . Например, согласно (9) при $f_i = 10^9$ Гц наименьшее значение энергии W_{ek} ($k=0$), дополнительно полученное свободным электроном за счет его гармонических колебаний во внешнем электрическом поле с продольной составляющей напряженности $E_{\text{П}}(t)$, численно составляет примерно $W_{ek} = 3,31 \cdot 10^{-25}$ Дж. Получение в соответствии с (9) дрейфующим свободным электроном дополнительной квантованной энергии W_{ek} приводит к его переходу на более высокие энергетические уровни, что будет способствовать его более вероятному приближению к поверхности проводника с целью выхода из него. Здесь уместно отметить, что весь объем металла проводника $V_{\text{П}} = l_{\text{П}} S_{\text{П}}$ является для его свободных электронов "потенциальной энергетической ямой", глубина которой равна работе выхода $W_{\text{В}}$ [2, 4]. Заметим, что для широко используемого в электротехнике такого проводникового материала как медь работа (энергия) выхода численно равна $W_{\text{В}} = 7,03 \cdot 10^{-19}$ Дж [9, 14]. Причем, дрейфующий в металлическом проводнике свободный электрон будет приближаться к той его поверхности, на которую воздействует большее значение нормальной составляющей напряженности $E_{\text{П}}$ внешнего электрического поля, также способствующей выходу свободного электрона из материала проводника.

Экспериментальная проверка результатов расчета ВЭП проводника. Выполним сравнение расчетных по формулам (5), (6) и (8) и опытных данных для ширин "горячего" $\Delta z_{\text{Г}}$ и "холодного" $\Delta z_{\text{Х}}$ участков ВЭП в погруженном в воду круглом тонком стальном проводе с цинковым покрытием толщиной 5 мкм без изоляции ($l_{\text{П}} = 0,118$ м; $r_{\text{П}} = 0,15 \cdot 10^{-3}$ м; $S_{\text{П}} = 7,07 \cdot 10^{-8}$ м²; $n_0 = 4$), по которому протекает постоянный электрический ток проводимости силой 48,6 А ($\delta_{\text{П}} = 6,87 \times 10^8$ А/м²; $n_{e0} = 1,68 \cdot 10^{29}$ м⁻³) [12]. В рассматриваемом случае согласно (5) и (6) $\Delta z_{\text{Г}} = 2,26 \cdot 10^{-3}$ м, $\Delta z_{\text{Х}} = 1,29 \cdot 10^{-3}$ м, $\Delta z = \Delta z_{\text{Г}} + \Delta z_{\text{Х}} = 3,55 \cdot 10^{-3}$ м. Расчетная оценка этой же величины по (8) показывает, что она примерно равна $\Delta z = 3,69 \cdot 10^{-3}$ м. При указанных исходных данных для провода и тока проводимости в нем экспериментально зафиксированные в [12] значения ширин "горячего" $\Delta z_{\text{Г}}$ и "холодного" $\Delta z_{\text{Х}}$ участков макроскопического ВЭП

провода и их температуры T_{II} составили: $\Delta z_r = 2,23 \cdot 10^{-3}$ м ($T_{II} = 1200^{\circ}$ С), а $\Delta z_x = 1,61 \times 10^{-3}$ м ($T_{II} = 419^{\circ}$ С) и соответственно $\Delta z = \Delta z_r + \Delta z_x = 3,84 \cdot 10^{-3}$ м. Причем, следует отметить, что в указанном согласно [12] эксперименте разность температур T_{II} более чем в 750° С на расстоянии порядка 1 мм между "горячими" и "холодными" участками стального провода не выравнивалась в течение времени, составляющем около 0,3 с и соизмеримом с длительностью всего процесса его электротеплового нагрева. Это может служить одним из экспериментальных подтверждений существования в интенсивно нагреваемом током проводимости металлическом проводнике ВЭП, формируемого согласно (1) волновыми функциями $\psi_n(z, t)$. Видно, что приведенные экспериментальные результаты свидетельствуют о правомерности расчетных соотношений (5), (6) и (8), определяющих основные геометрические размеры ВЭП металлического проводника с электрическим током проводимости.

Выводы. 1. Выполнено обобщение нового квантовомеханического подхода к изучению физических механизмов в формировании и распределении электрического тока проводимости с различными АВП в металлическом проводнике, в основу которого положено волновое распределение вдоль проводника его свободных электронов в виде стоячих электронных волн, описываемых в рассматриваемом случае решением нерелятивистского временного одномерного уравнения Шредингера, содержащим согласно (1) дискретный набор волновых $\psi_n(z, t)$ -функций.

2. Расчетным путем на основании положений квантовой механики (электродинамики) показано, что упорядоченное движение (дрейф) свободных электронов в межатомном пространстве материала исследуемого проводника сопровождается образованием вдоль длины проводника ВЭП с периодически чередующимся относительно "горячими" и "холодными" продольными участками шириной Δz_r и Δz_x ($\Delta z_r > \Delta z_x$), пространственная плотность n_e свободных электронов в котором соответствует интенсивности волн материи — волновым $\psi_n(z, t)$ -функциям.

3. Полученные результаты позволяют дать новую физическую трактовку и численные оценки экспериментально наблюдаемому неравномерному продольному высокоинтенсивному нагреву тонких металлических проводников большими плотностями постоянного (переменного) тока проводимости и процессу стратообразования в электрически взрывающихся проводниках (их делению на отдельные идентичные продольные короткие участки), а также в образующейся после их электровзрыва низкотемпературной плазме, содержащей продольную периодическую структуру

неоднородного свечения.

4. Выдвинута новая гипотеза о возможном физическом механизме, лежащем в основе поверхностного эффекта в металлическом проводнике, которая базируется на квантовомеханической природе этого электрофизического явления.

1. Баранов М.И. Волновое распределение свободных электронов в проводнике с электрическим током проводимости // Электротехника. — 2005. — № 7. — С. 25—33.

2. Баранов М.М., Баранов М.И. Квантовомеханическая модель поглощения электромагнитных волн проводником и явление его электрического взрыва // Электротехника и электромеханика. — 2005. — № 2. — С. 63—71.

3. Баранов М.И. Упрощенная математическая модель микропроцессоров в проводнике с электрическим током проводимости // Электротехника и электромеханика. — 2006. — № 2. — С. 66—70.

4. Баранов М.И. Волновой электронный пакет проводника с электрическим током проводимости // Электротехника и электромеханика. — 2006. — № 3. — С. 49—53.

5. Баранов М.И. Квантовомеханическая модель быстрого нагрева проводника электрическим током проводимости большой плотности // Электротехника. — 2006. — № 4. — С. 38—44.

6. Баранов М.И. Энергетический и частотный спектры свободных электронов проводника с электрическим током проводимости // Электротехника. — 2006. — № 7. — С. 29—34.

7. Гулый Г.А. Научные основы разрядно-импульсных технологий. — К.: Наук.думка, 1990. — 208 с.

8. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. — М.: Мир, 1972. — 391 с.

9. Кузьмичев В.Е. Законы и формулы физики / Отв. ред. В.К.Тартаковский. — К.: Наук.думка, 1989. — 864 с.

10. Лебедев С.В., Савватимский А.И. Металлы в процессе быстрого нагревания электрическим током большой плотности // Успехи физических наук. — 1984. — Т. 144. — № 2. — С. 215—250.

11. Лоренц Г.А. Теория электронов и ее применение к явлениям света и теплового излучения / Пер. с англ. под ред. Т.П.Кравца. — М.: Гостехиздат, 1956. — 472 с.

12. Марахтанов М.К., Марахтанов А.М. Периодические изменения температуры по длине стальной проволоки, вызванные электрическим током // Вестник Московского гос.техн.ун-та (МГТУ) им. Н.Э.Баумана. Серия: Машиностроение. — 2003. — № 1. — С. 37—47.

13. Нейман Л.Р., Демирчян К.С. Теоретические основы электротехники. — Т. 2. — Л.: Энергоиздат, 1981. — 416 с.

14. Справочник по теоретическим основам радиоэлектроники / Под ред. Б.Х.Кривецкого, В.Н.Дулина. — Т. 1. — М.: Энергия, 1977. — 504 с.

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

16. Талм И.Е. Основы теории электричества. — М.: Наука, 1976. — 616 с.

17. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике. — М.: Наука, 1990. — 624 с.

Надійшла 22.08.2006