

КВАНТОВОМЕХАНИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПОГЛОЩЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ПРОВОДНИКОМ И ЯВЛЕНИЕ ЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗРЫВА

Баранов М.М.
Ростовский государственный университет
Россия, 344090, Ростов-на-Дону, ул. Зорге, 5, РГУ, кафедра
прикладной электродинамики и компьютерного моделирования

Баранов М.И., д.т.н.
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: nipkimolnija@kpi.kharkov.ua

На основі принципів квантової механіки запропонована наближена математична модель, яка описує просторово-часові розподіли максимальної температури у тонкому провіднику зі струмом провідності великої щільності, що нагрівається та електрично вибухає (ЕВП), та у плазмових продуктах після його електричного вибуху. Висунута та науково обґрунтована гіпотеза о виникненні у ЕВП зі струмом провідності і у ініційованому ним сильнострумному каналі іскрового розряду макроскопічних хвильових електронних пакетів, які формуються відповідно вільними електронами матеріалу ЕВП та електронами утворюючої плазми.

На основе принципов квантовой механики предложена приближенная математическая модель, описывающая пространственно-временные распределения максимальной температуры в тонком нагреваемом и электрически взрывающемся проводнике (ЭВП) с током проводимости большой плотности и в плазменных продуктах после его электрического взрыва. Выдвинута и научно обоснована гипотеза о возникновении в ЭВП с током проводимости и в иницируемом им сильноточным плазменном канале искрового разряда макроскопических волновых электронных пакетов, формируемых соответственно свободными электронами материала ЭВП и электронами образующейся плазмы.

ВВЕДЕНИЕ

Задачам высокоинтенсивного нагрева проводников большими импульсными токами (БИТ) и их последующего электрического взрыва (ЭВ) посвящен весьма обширный ряд как теоретических, так и экспериментальных работ [1-10]. Остановимся вначале вкратце на основных аспектах истории вопроса высокотемпературного нагрева тонких проводников токами большой плотности, вызывающими их ЭВ. Еще на начальном этапе изучения явления ЭВ проводников экспериментально было установлено, что при ЭВ в газовых средах круглых тонких проволочек плотностями переменного (импульсного) тока порядка 10^{11} А/м² внутри и вдоль последних образуется слоистая структура, вызванная разделением электрически взрывающегося проводника (ЭВП) наружным радиусом $r_{пр}$ по своей длине на отдельные сверхкороткие участки (страты) [1,2]. При этом длина таких слоев (страт), например, в сплошных медных проволочках диаметром 0,5 мм и длиной 50 мм, составляет на начальной стадии ЭВ проводника примерно величину $0,1 \cdot r_{пр}$ [2]. Данное в [1,2] такому процессу стратообразования в ЭВП (разделению проводника на отдельные сверхкороткие участки) объяснение, связанное с наличием механических неоднородностей в структуре материала проводника, не выдержало со временем серьезной научно-технической критики. В более поздних экспериментальных исследованиях причиной подобного дробления проводников при ЭВ, помимо исходных структурных неоднородностей их материала, считали неоднородности сжатия [3], капиллярные силы [4] и магнитогидродинамические неустойчивости [5-7], проявляющиеся в ЭВП. В последнее время в результате опытного изучения теплового состояния электрически взрывающейся стальной охлаждаемой

водой проволоки диаметром 0,3 мм и длиной 118 мм при плотности постоянного тока в ней порядка 10^8 А/м² было показано, что исследуемая проволока по длине нагревается в виде периодической последовательности слоев "горячего" и относительно "холодного" металла [8]. Причем, в указанном случае "холодные" участки (слои) шириной, примерно равной 1,6 мм, в последующем при наступлении явления ЭВ проволоки являлись центрами вышеуказанных страт. Шаг повторяемости последовательности "горячий" – "холодный" слой здесь был равен примерно 3,8 мм. Авторы работ [8,26] без формулировки математической модели приведенного выше и наблюдаемого экспериментально при ЭВ электрофизического явления, связанного с волновым (периодическим) характером распределения вдоль проводника температурного поля, в рамках предложенной ими соответствующей описательной модели объясняют особенности его проявления возникновением в структуре материала указанной стальной проволоки макроскопического волнового электронного пакета (ВЭП), который энергетически локализуется в ее "горячих" слоях. В [9,10] было показано, что в основе механизма и момента наступления ЭВ тонких проводников, испытывающих воздействие БИТ микросекундного временного диапазона при плотностях тока порядка 10^{11} А/м², получаемых в разрядных цепях высоковольтных электрофизических установок (ВЭФУ) с емкостными накопителями энергии (ЕНЭ), лежит достигаемая в них критическая плотность нагревающего электропроводящий материал тока и соответственно вводимая в проводник критическая плотность электромагнитной (тепловой) энергии, а также скорость ввода последней в проводник.

Далее отметим, что феноменологическая термодинамика и теплотехника исследуют задачу нагрева

источниками теплоты различных физических тел в самом общем виде [11]. Классическая статистическая физика позволяет осуществлять более детальное рассмотрение указанной задачи без модельных представлений о механизмах поглощения и испускания твердым телом (веществом) электромагнитных волн (ЭМВ) [12]. При этом заметим, что согласно экспериментальным данным одной из причин переноса тепла в проводниках и теплового излучения ими является электромагнитное поле [13]. Полное решение задачи нагрева внешними ЭМВ или электромагнитным полем собственного тока проводимости твердого тела (проводника) возможно только на основе учета квантовых свойств нагреваемого тела (вещества) и процесса поглощения (испускания) им ЭМВ [13,14]. Важно указать и то, что согласно известным опытным данным реальное излучение ЭМВ нагреваемым токами проводимости проводником, обладающее конечной электромагнитной энергией, занимает весьма обширный диапазон круговых частот ω , а спектр поглощения ЭМВ металлами благодаря прежде всего их внутриатомным зонам проводимости и валентным зонам является сплошным в достаточно широком частотном диапазоне [13]. В проводнике поглощению ЭМВ будут соответствовать переходы из более низких энергетических состояний атомов материала проводника в более высокие, а излучению им ЭМВ – переходы из более высоких энергетических состояний атомов материала проводника в более низкие. Если температура проводника повышается, то это значит, что число квантов света (размеренных порций электромагнитного поля), поглощаемых атомами материала проводника в единицу времени, превышает соответствующее число квантов света (энергии), испускаемых ими в окружающее пространство. В этом случае динамическое равновесие между актами поглощения и излучения в микромире материала проводника будет нарушаться и тепловое излучение проводника будет становиться неравновесным. Кроме того, из термодинамического закона Кирхгофа и правила Прево [11,13] следует, что всякое физическое тело при данной температуре $T_{пр}$ поглощает ЭМВ той частоты, которые оно излучает при этой же температуре. При этом физическое тело, которое поглощает все падающее на него тепловое (электромагнитное) излучение называется абсолютно черным телом (АЧТ). В настоящее время достаточно хорошо изучены механизмы и законы излучения АЧТ [11,13].

Несмотря на все вышеприведенное, до сих пор отсутствует квантовомеханическая теория поглощения твердым телом (проводником) ЭМВ различной природы и соответственно его высокотемпературного нагрева переменным (импульсным) или постоянным током проводимости. Известные теории, подходы и модели в области техники и физики сильных импульсных магнитных и электрических полей и импульсных электрофизических технологий, базирующиеся на законах классической (статистической) физики, в настоящее время не могут дать объяснения, например, таким особенностям физики подводного искрового разряда, вызванного ЭВ металлической проволоочки, как: наличие радиальной и продольной

(осевой) пространственных неоднородностей температуры плазмы $T_{п}$ канала искрового разряда; различные временные распределения температуры нагрева для поверхностных и внутренних плазменных областей канала искрового разряда [15]. Малоисследованными остаются процессы высокоинтенсивного нагрева и стратообразования при ЭВ проводников (их деления на отдельные сверхкороткие части) токами большой плотности. Требуют своего углубления и расчетные методики по оценке и определению в разрядных цепях ВЭФУ с ЕНЭ предельно достигаемых яркостных (поверхностных) и внутриканальных (объемных) температур в инициированных ЭВП плазменных сильноточных каналах искровых разрядов.

Целью данной статьи является разработка приближенной квантовомеханической модели поглощения ЭМВ проводником и физическое объяснение на основе предложенного нами подхода ряда экспериментально выявленных особенностей, возникающих при высокотемпературном нагреве и последующем явлении ЭВ проводника, а также при формировании сильноточного плазменного канала искрового разряда, инициированного ЭВП.

ПРИНЯТЫЕ ДОПУЩЕНИЯ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ИССЛЕДОВАНИЙ

Рассмотрим в цилиндрической системе координат размещенный в непроводящей окружающей воздушной или конденсированной среде круглый сплошной изотропный проводник радиусом $r_{пр}$ и длиной $l_{пр} \gg r_{пр}$ (рис. 1), по которому в направлении его продольной оси OZ протекает ток проводимости $i_{пр}$ (А), обусловленный гальванически подключенным к проводнику источником электромагнитной энергии или воздействием на проводник внешнего изменяющегося во времени электромагнитного поля. Пусть в случае окружающей проводник воздушной среды атмосферные условия соответствуют общепринятым нормальным (давление воздуха составляет $1,013 \cdot 10^5$ Па, а его температура равна комнатной $\theta_0 = 20$ °С [2,16]). До протекания тока проводимости $i_{пр}$ по проводнику, размещенному в конденсированной среде, температура последней равна также комнатной $\theta_0 = 20$ °С. Считаем, что ток проводимости $i_{пр}$, определяемый дрейфом свободных электронов в материале проводника, равномерно распределен по его поперечному сечению $S_{пр}$ (м²). Примем, что рассматриваемый проводник представляет собой адиабатически изолированную термодинамическую систему, в которой его тепловым излучением можно пренебречь, а процесс поглощения им ЭМВ аналогичен процессу поглощения твердым телом (веществом) теплового излучения.

Будем считать, что исследуемый проводник приближенно удовлетворяет модели АЧТ, а энергетическая структура атомов материала проводника имеет зонный характер, приводящий к поглощению им ЭМВ в широкой сплошной полосе круговых частот ω . Влиянием температуры нагрева проводника на тепло-

и электрофизические характеристики его материала, за исключением удельного электрического сопротивления, пренебрегаем. Условимся, что при ЭВ исследуемого проводника в конденсированной среде потерями подводимой к ЭВП электромагнитной энергии (мощности) на излучение, перемещение стенки канала искрового разряда и увеличение внутренней энергии плазмы на начальной стадии процесса ЭВ проводника можно пренебречь.

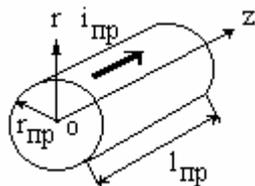


Рис. 1. Расчетная модель круглого изотропного цилиндрического проводника с током проводимости $i_{\text{пр}}$

Требуется с учетом принятых допущений разработать приближенную квантовомеханическую модель поглощения ЭМВ проводником и на ее основе дать физическое объяснение ряду необъяснимых сейчас с позиций классической физики и механики экспериментально наблюдаемых особенностей высокотемпературного нагрева и ЭВ проводников под воздействием токов проводимости большой плотности, а также основных особенностей, возникающих в сильноточных плазменных каналах искровых разрядов, которые вызываются ЭВП.

ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ И РАСЧЕТНЫЕ СООТНОШЕНИЯ МОДЕЛИ

Распределение тепловой энергии и температуры в проводнике. В соответствии с законами квантовой механики и электродинамики поглощение (излучение) ЭМВ твердым телом (проводником) происходит не непрерывно, как этого требует классическая физика, а конечными порциями энергии (квантами света). Поэтому согласно известному принципу квантования в атомных системах при переходе атома из одного энергетического состояния в другое последний (атом) поглощает (испускает) в виде светового кванта энергию E_0 , равную [14]:

$$E_0 = \hbar \cdot \omega, \quad (1)$$

где $\hbar = h / 2\pi$; $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка; ω – круговая частота поглощения (излучения) телом ЭМВ (с^{-1}).

Причем, поглощение (излучение) атомом твердого тела ЭМВ с круговой частотой ω приводит к переходу его соответствующих электронов с одних стационарных орбит (энергетических уровней) на другие. Поэтому при протекании тока проводимости $i_{\text{пр}}$ по проводнику, сопровождающемся направленным перемещением (диффундированием) по нему свободных электронов, из-за различных механизмов взаимодействия последних, включая рассеивание этих электронов на тепловых колебаниях кристаллической решетки материала проводника, будут происходить [13,18]: во-первых, излучательные релаксационные переходы, сопровождающиеся процессом образова-

ния потока фотонов ("частиц света") – потока конечных порций (квантов) энергии; во-вторых, безизлучательные переходы, приводящие к выделению в материале проводника избыточной энергии в виде фононов, то есть тепловой энергии кристаллической решетки (энергии колебаний атомов решетки материала проводника). Отметим, что согласно принятым допущениям в рассматриваемой нами модели поглощения ЭМВ влиянием излучательных переходов в атомах материала проводника на его температуру $T_{\text{пр}}$ мы пренебрегаем, что определяет завышенный таким приближением характер искомой расчетной температуры $T_{\text{пр}}$ материала ЭВП. Выделяющаяся указанным путем в материале проводника электромагнитная (тепловая) энергия будет вызывать изменение его теплового состояния. Поэтому в проводнике с током проводимости $i_{\text{пр}}$ температура $T_{\text{пр}}$ его материала будет являться определенной мерой тепловой (кинетической) энергии атомов в кристаллической решетке материала проводника.

Известно, что для объемной плотности тепловой энергии w_T ($\text{Дж}/\text{м}^3$) в проводнике, поступающей в него в исследуемом случае посредством ЭМВ через поверхность последнего из диэлектрической среды, окружающей рассматриваемый проводник, с учетом закона Джоуля-Ленца справедливо следующее обобщенное выражение [16,17]:

$$w_T = \gamma_{\text{пр}}^{-1} \cdot \int_0^t \delta_{\text{пр}}^2(t) \cdot dt, \quad (2)$$

где $\delta_{\text{пр}}(t)$ – плотность переменного (постоянного) тока проводимости в проводнике ($\text{А}/\text{м}^2$); $\gamma_{\text{пр}}$ – удельная электропроводность материала проводника ($\text{См}/\text{м}$); t – текущее значение времени (с).

Плотность тепловой энергии w_T в проводнике для нашего случая можно представить в виде следующего разложения по круговой частоте поглощения ω , аналогичного интегралу Фурье:

$$w_T = \int_0^{\infty} u_{\omega} \cdot d\omega, \quad (3)$$

где u_{ω} – спектральная плотность энергии теплового поглощения в проводнике ($\text{Дж}\cdot\text{с}/\text{м}^3$), характеризующая распределение объемной плотности тепловой энергии w_T в спектре по круговой частоте ω .

На основании термодинамического закона Кирхгофа функцию u_{ω} в выражении (3) принимаем приближенно равной спектральной плотности энергии равновесного излучения для АЧТ, имеющей согласно формулам Планка и Кирхгофа–Клаузиуса в принятых нами обозначениях следующий вид [13,14]:

$$u_{\omega} = \frac{(\sqrt{\varepsilon \cdot \mu})^3 \cdot h \cdot \omega^3 \cdot [\exp(h \cdot \omega / 2\pi \cdot k_B \cdot T_{\text{пр}}) - 1]^{-1}}{2\pi^3 \cdot c^3}, \quad (4)$$

где $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана; $T_{\text{пр}} = \theta_{\text{пр}} + 273,16$ – абсолютная температура материала проводника (К); $\theta_{\text{пр}}$ – текущая температура

материала проводника ($^{\circ}\text{C}$); $c=3\cdot 10^8$ м/с – скорость света в вакууме; ε, μ – соответственно относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости материала проводника или при $r=r_{\text{пр}}$ непроводящей среды его окружающего.

Подставив (4) в (3) и проинтегрировав, для плотности тепловой энергии w_T в проводнике получаем:

$$w_T = (\sqrt{\varepsilon \cdot \mu})^3 \cdot a_{\text{п}} \cdot T_{\text{пр}}^4, \quad (5)$$

где $a_{\text{п}} = 8 \cdot \pi^5 \cdot k_{\text{Б}}^4 / (15 \cdot c^3 \cdot h^3) = 7,56 \cdot 10^{-16}$ Дж·м⁻³·К⁻⁴ – постоянная поглощения ЭМВ проводником.

Из (5) видно, что полученная формула по форме записи соответствует закону Стефана-Больцмана, характеризующему излучательную способность АЧТ, размещенного в вакууме [11,13]. Причем, для рассматриваемого проводника (АЧТ) его поглощательная способность прямо пропорциональна четвертой степени абсолютной температуры $T_{\text{пр}}$ материала проводника. Кроме того, из (5) следует, что в результате поглощения проводником ЭМВ он нагревается. Чем больше выделившейся в проводнике тепловой энергии, тем выше и температура $T_{\text{пр}}$ его материала, ограниченная "сверху" согласно формуле (5) следующим выражением:

$$T_{\text{пр}} = \sqrt[4]{w_T / (\varepsilon \cdot \mu)^{3/2} \cdot a_{\text{п}}}. \quad (6)$$

Их анализа формулы (4) следует, что спектральная плотность u_{ω} энергии теплового поглощения в принятой модели проводника имеет максимум при некотором значении $\omega = \omega_m$ и при некоторой максимальной температуре $T_{\text{пр}} = \text{const}$. Исследуя производную вида $\partial u_{\omega} / \partial \omega |_{T_{\text{пр}} = \text{const}} = 0$, можно показать, что:

$$\frac{\omega_m}{T_{\text{пр}}} = b_{\text{п}} / \sqrt{\varepsilon \cdot \mu}, \quad (7)$$

где $b_{\text{п}} = 3,69 \cdot 10^{11}$ К⁻¹·с⁻¹ – константа поглощения тепловой энергии проводником.

Соотношение (7) свидетельствует о том, что при повышении температуры материала проводника $T_{\text{пр}}$ максимум для u_{ω} смещается в сторону больших круговых частот ω поглощаемых ЭМВ. Данную зависимость иллюстрируют приведенные на рис.2 расчетные кривые 1-3 распределения спектральной плотности тепловой энергии u_{ω} для медного ($\varepsilon = 1$; $\mu = 1$) проводника (объемной плотности поглощаемой проводником теплоты, приходящейся на ту или иную круговую частоту ω ЭМВ) при разных максимальных температурах $T_{\text{пр}}$ проводника, построенные по формуле (4). Данные рис.2 качественно и количественно подтверждают соотношение (7) и показывают, что в частотном распределении спектральной плотности u_{ω} энергии теплового поглощения проводника (АЧТ) имеются резко выраженные максимумы, подчиняющиеся известному закону смещения Вина [13], полученному ранее для случая равновесного теплового излучения АЧТ.

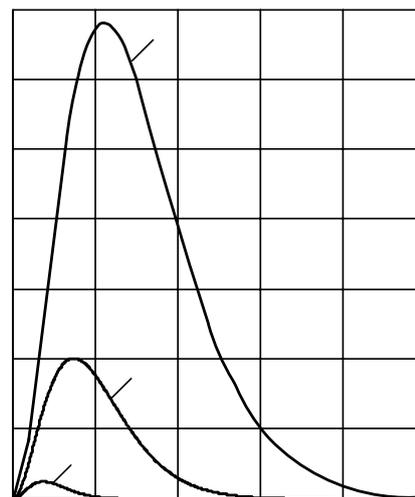


Рис. 2. Зависимость спектральной плотности u_{ω} тепловой энергии, поглощаемой медным проводником, при различных значениях его абсолютной температуры $T_{\text{пр}}$ (для кривой 1- $T_{\text{пр}} = 1000\text{K}$; 2 – 2000K ; 3 – 3000K)

Следует отметить, что кривые 1-3 на рис.2 приближенно характеризуют при $T_{\text{пр}} = \text{const}$ спектр поглощения для медного проводника, то есть показываю в какой пропорции рассматриваемое нами вещество проводника (медь) поглощает кванты света (порции ЭМВ) различной круговой частоты ω . Чем выше значения ω для поглощаемого кванта света, тем больше его энергия и тем квант становится более жестче. Поэтому по мере увеличения максимальной температуры $T_{\text{пр}}$ проводника и смещения на рис.2 максимумов кривых 1-3 для u_{ω} вправо поглощаемые указанным проводником ЭМВ (кванты энергии) становятся все жестче, а их электромагнитная энергия все больше, то есть с ростом температуры $T_{\text{пр}}$ в поглощении медного проводника начинают преобладать кванты все более высоких энергий.

Волновой электронный пакет проводника. Как известно, состояние любой квантовой системы (элементарной частицы) описывается волновой функцией $\Psi(r, t)$, где r – радиус-вектор, которая характеризует распространение соответствующей волны вещества в пространстве и времени [13,14]. Учитывая корпускулярно-волновой дуализм свободного электрона в материале проводника, в соответствии с формулой волны де Бройля, являющейся волновой функцией $\Psi(r, t)$ для электрона в нерелятивистском приближении и описывающей во времени t его движение в определенном направлении (например, вдоль координаты z проводника) и с определенным импульсом (количеством движения) Δp_z , для волновой функции $\Psi(z, t)$ свободного и одиночного электрона в исследуемом проводнике приближенно имеем [13]:

$$\Psi(z, t) = A_0 \cdot [\cos(k \cdot z - \omega \cdot t) + i \cdot \sin(k \cdot z - \omega \cdot t)], \quad (8)$$

где A_0 – амплитуда плоской монохроматической

ЭМВ с круговой частотой ω ; $i = \sqrt{-1}$ – мнимая единица; $k = 2\omega/v_{eo}$ – волновое число (м^{-1}); v_{eo} – скорость движения свободного электрона в материале проводника, равная групповой скорости волн де Бройля (м/с).

При движении свободного электрона материала проводника в силовом (электромагнитном) поле, как в нашем случае, волновая функция $\Psi(z, t)$ из-за взаимодействия данной элементарной частицы (электрона) с полем или другими частицами рассматриваемого вещества (свободными электронами) будет иметь по сравнению с (8) более сложный вид. В последнем случае этот вид будет определяться решением соответствующего волнового уравнения Шредингера [13,14]. Заметим, что решение нерелятивистского волнового уравнения Шредингера для стационарных условий, описывающее поведение одного из свободных электронов с энергией $E_e = \hbar \cdot \omega / 2\pi$ в материале рассматриваемого проводника с током проводимости $i_{\text{пр}}$, имеет следующий вид [13]:

$$\Psi(z, t) = \varphi(z) \cdot [\cos \omega \cdot t - i \cdot \sin \omega \cdot t], \quad (9)$$

где $\varphi(z) = B_0 \cdot [\cos k \cdot z + i \cdot \sin k \cdot z]$ – функция, зависящая только от пространственной координаты z свободного электрона в проводнике и удовлетворяющая стационарному уравнению Шредингера [13]; B_0 – амплитудное значение функции $\varphi(z)$, являющееся дискретным набором, состоящим из ряда квантовомеханических параметров и коэффициентов [13].

В результате при движении свободного электрона материала проводника во внешнем относительно него электромагнитном (силовом) поле решение волнового уравнения Шредингера принимает форму дискретного набора волновых функций $\Psi(z, t)$, а величина $|\Psi(z, t)|^2$ определяет плотность вероятности нахождения свободного электрона в элементе объема ΔV (м^3) исследуемого проводника, равного $\Delta V = \Delta z \cdot S_{\text{пр}}$, где Δz – среднее квадратическое отклонение переменной z .

Ограничившись для наглядности и простоты дальнейших оценок квантовомеханических зависимостей в изучаемом нами случае для волновой функции $\Psi(z, t)$ только действительной частью упрощенного выражения (8), для напряженностей электрического $E(z, t)$ и магнитного $H(z, t)$ полей вблизи наружной поверхности принятого проводника, вызванных протекающими по нему свободными электронами, можно приближенно записать:

$$E(z, t) = A_1 \cdot \cos(k \cdot z - \omega \cdot t); \quad (10)$$

$$H(z, t) = A_2 \cdot \cos(k \cdot z - \omega \cdot t), \quad (11)$$

где A_1, A_2 – соответственно амплитуды напряженностей электрического и магнитного полей проводника.

Принимая во внимание ограниченность длин нагреваемого током проводимости $i_{\text{пр}}$ ЭВП и различия в волновых сопротивлениях проводников и тех токоведущих частей разрядных цепей ВЭФУ с ЕНЭ, к которым они подключаются, можно считать, что с учетом (10) и (11) на участке ЭВП из-за наложения прямых и отраженных ЭМВ возможно образование стоячей элек-

тромагнитной волны (СЭМВ) с такими компонентами:

$$E_c(z, t) = 2 \cdot A_1 \cdot \cos kz \cdot \cos \omega t; \quad (12)$$

$$H_c(z, t) = 2 \cdot A_2 \cdot \sin kz \cdot \sin \omega t. \quad (13)$$

Следует отметить, что аналитические выражения, аналогичные (12) и (13) и характерные для СЭМВ, вытекают и из соотношения (9) для любой компоненты (составляющей дискретного набора) волновой функции $\Psi(z, t)$, являющейся по существу суперпозицией подобных аналитических выражений. Из (12) и (13) видно, что в СЭМВ колебания электрического поля по фазе сдвинуты на $\pi/2$ относительно колебаний магнитного поля. Поэтому в СЭМВ амплитуды (пучности) одной волны (E – волны) совпадают с нулевыми значениями (узлами) другой волны (H – волны). В связи с чем вектор Умова–Пойнтинга будет обращаться в узлах указанных волн в нуль и электромагнитная энергия не будет переходить ни через один из узлов СЭМВ, возникающей вдоль нагреваемого и в последующем разрушаемого ЭВП.

На основании вышеизложенного по аналогии с всемирно известной квантовомеханической моделью атома вещества (материала проводника), основанной на решении волнового уравнения Шредингера [13,14], можно предположить, что продольное распределение свободных электронов в материале рассматриваемого проводника с током проводимости $i_{\text{пр}}$ описывается пространственными стоячими волнами – волновыми функциями $\Psi(z, t)$. Так как из-за указанных выше согласно (4) особенностей поглощения ЭМВ материалом проводника, обуславливающих появление в нем свободных электронов с различными энергиями и соответственно с различными значениями их круговых частот ω и дрейфовыми скоростями v_{eo} , в последнем будут присутствовать монохроматические волны с отличающимися друг от друга круговыми частотами ω , то в нагреваемом или ЭВП будет возникать суперпозиция этих волн – пакет пространственных СЭМВ, представляющий собой таким образом ВЭП проводника. При этом интенсивность пакета СЭМВ в различных точках вдоль проводника будет определять вероятность того, что свободный электрон может находиться именно в данной точке. Наглядно это может быть представлено в виде предлагаемой нами феноменологической модели неравномерно распределенного и периодически изменяющегося по координате z (по длине проводника) "электронного газа" (совокупности свободных электронов металла), пространственная плотность которого в каждой точке вдоль проводника соответствует интенсивности пакета СЭМВ в этом месте. Волновая функция $\Psi(z, t)$, определяющая в нашем случае динамическое состояние свободных электронов материала проводника, будет распространяться вдоль оси OZ проводника таким путем, что основная доля электромагнитной (тепловой) энергии электронной волны будет сосредотачиваться внутри ВЭП [20].

Ширина $z_{\text{п}}$ (м) ВЭП или среднее квадратическое отклонение продольной координаты z положения свободного электрона в проводнике от ее среднего значения в данном энергетическом состоянии электрона Δz может быть определена из одного из основ-

ных принципов квантовой механики – соотношения неопределенности Гейзенберга [13,14]. Согласно данному соотношению квантовой механики для сопряженных переменных столкнувшегося с атомом кристаллической решетки материала проводника свободного электрона "продольная координата электрона – импульс электрона" имеем [13]:

$$\Delta z \cdot \Delta p_z \geq h/4\pi, \quad (14)$$

где Δz – неопределенность продольной координаты z положения свободного электрона в проводнике (м); Δp_z – неопределенность в определении импульса (количества движения) свободного электрона в материале проводника (кг·м/с).

Отметим, что соотношение неопределенности Гейзенберга (14) свидетельствует о том, что при известном импульсе (количестве движения) свободного электрона его пространственное положение в проводнике остается неопределенным. Понятие точного местонахождения свободного электрона в материале проводника в исследуемом нами случае следует заменить понятием вероятности его (электрона) нахождения в цилиндрическом элементе объема проводника с продольной длиной, равной Δz , и поперечным сечением $S_{\text{пр}}$.

Максимальное изменение величины осевой (продольной) проекции импульса Δp_z свободного электрона в рассматриваемом проводнике составляет:

$$\Delta p_z = m_e \cdot v_e, \quad (15)$$

где $m_e = 9,108 \cdot 10^{-31}$ кг – масса покоя электрона [16]; v_e – средняя скорость дрейфа свободного электрона в проводнике (м/с).

Из общеизвестного соотношения для тока проводимости проводника $i_{\text{пр}} = e_0 \cdot n_e \cdot v_e \cdot S_{\text{пр}}$, где $e_0 = 1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл – заряд электрона [16], а n_e – плотность свободных электронов в материале проводника (м⁻³), следует следующее выражение для определения среднего значения дрейфовой скорости v_e свободного электрона в исследуемом проводнике:

$$v_e = \delta_{\text{пр}} / (e_0 \cdot n_e). \quad (16)$$

Отметим, что плотность свободных электронов n_e в материале проводника равна концентрации атомов N_0 (м⁻³) материала проводника, умноженной на его валентность k_B , определяемую, в основном, числом неспаренных электронов на внешних (валентных) оболочках (энергетических уровнях) атомов (например, для железа и меди $k_B \approx 2$ [18]). Известно, что концентрация атомов N_0 в твердом теле (проводнике) с плотностью его материала $d_{\text{пр}}$ (кг/м³) определяется из следующего соотношения [13,23]:

$$N_0 = d_{\text{пр}} / M_a \cdot 1,6606 \cdot 10^{-27}, \quad (17)$$

где M_a – атомная масса материала проводника, которая в большинстве случаев примерно равна массовому числу A ядра атома материала проводника, вычисляемому согласно периодической системе элементов Менделеева в атомных единицах массы (а.е.м.).

После подстановки выражений (15) и (16) в соотношение (14) для усредненной ширины $z_{\text{п}}$ Δz

ВЭП в рассматриваемом проводнике получаем:

$$z_{\text{п}} \geq \frac{e_0 \cdot n_e \cdot h}{4 \cdot \pi \cdot m_e \cdot \delta_{\text{пр}}}. \quad (18)$$

Из (18) следует, что с увеличением плотности $\delta_{\text{пр}}$ протекающего по проводнику тока проводимости $i_{\text{пр}}$ среднее значение ширины $z_{\text{п}}$ ВЭП уменьшается и на меньшей длине (продольной ширине) участков проводника приходится учитывать волновую природу свободных электронов исследуемого проводника. Разновидности металлов проводника, начиная с низкоэлектропроводных (например, железа) и заканчивая высокоэлектропроводными (например, медью) из-за незначительных различий концентраций n_e свободных электронов в них мало влияют на изменение значений $z_{\text{п}}$. Поэтому согласно (18) определяющим параметром для усредненной ширины $z_{\text{п}}$ ВЭП в проводнике будет являться плотность тока $\delta_{\text{пр}}$ в последнем.

Усредненное значение ширины $z_{\text{п}}$ ВЭП в проводнике с равномерно распределенным по его поперечному сечению $S_{\text{пр}}$ током проводимости $i_{\text{пр}} = \delta_{\text{пр}} \cdot S_{\text{пр}}$ может быть приближенно найдено и на основании приведенной нами выше модели пакета СЭМВ в ЭВП. Так как движущемуся со средней дрейфовой скоростью v_e в проводнике свободному электрону, обладающему одновременно корпускулярными и волновыми свойствами, соответствует согласно де Бройлю длина волны $\lambda_e = h / m_e v_e$ (м) [13], то для круговой частоты ω его ЭМВ следует:

$$\omega = \frac{\pi \cdot m_e \cdot v_e^2}{h}. \quad (19)$$

Тогда с учетом (19) для волнового числа k в выражениях (8)-(13) находим:

$$k = \frac{2\pi \cdot m_e \cdot v_e}{h}. \quad (20)$$

С учетом изложенного выше наиболее вероятным местонахождением свободного электрона в проводнике и соответственно в его ВЭП будет то, где интенсивность пакета СЭМВ максимальна. В рассматриваемом случае согласно (12) и (13) такому условию будет соответствовать примерно соотношение $k z \leq \pi/4$. В результате после подстановки выражений (16) и (20) в последнее соотношение для усредненного значения ширины $z_{\text{п}}$ ВЭП в проводнике можно записать:

$$z_{\text{п}} \leq \frac{e_0 \cdot n_e \cdot h}{8 \cdot m_e \cdot \delta_{\text{пр}}}. \quad (21)$$

Полученное согласно (21) на основе общезначимых и квантомеханических представлений значение для усредненной ширины $z_{\text{п}}$ ВЭП в проводнике с плотностью тока $\delta_{\text{пр}}$ является, по сравнению с шириной $z_{\text{п}}$ ВЭП по (18), величиной одинакового порядка, то есть приближенное соотношение (21) не противоречит соотношению (18), а только дополняет его, и поэтому не противоречит и такому принципу квантовой механики как соотношению неопределен-

ности Гейзенберга применительно к свободному электрону в металле. Учитывая (18) и (21), можно при приближенном определении усредненной ширины $z_{\text{п}}$ ВЭП в проводнике с током проводимости $i_{\text{пр}}$ и ЭВП пользоваться следующим соотношением:

$$\frac{e_0 \cdot n_e \cdot h}{4 \cdot \pi \cdot m_e \cdot \delta_{\text{пр}}} \leq z_{\text{п}} \leq \frac{e_0 \cdot n_e \cdot h}{8 \cdot m_e \cdot \delta_{\text{пр}}} \quad (22)$$

Отметим, что найденная согласно (18), (21) и соответственно (22) усредненная ширина $z_{\text{п}}$ ВЭП в проводнике будет в принятом приближении определять и усредненную ширину (длину) наиболее прогретого ("горячего") продольного участка (слоя) проводника, приходящегося на пучности пакета СЭМВ. Исходя из (12) и (13), примерно такой же ширины (длины) будет и соседствующий с "горячим" участком менее нагретый и относительно "холодный" участок проводника, который можно назвать "буферным слоем" проводника, приходящимся на узлы пакета СЭМВ. Такая периодическая последовательность "горячих" и относительно "холодных" участков будет охватывать всю длину рассматриваемого проводника. Причем, в соответствии с внутренней природой каждой СЭМВ в ВЭП обмен электромагнитной (тепловой) энергией между "горячими" и "холодными" продольными участками (слоями или стратами) ЭВП будет отсутствовать до тех пор, пока будет существовать каждая СЭМВ вдоль проводника и таким образом сам ВЭП. Принимая во внимание принятые нами допущения и ограничения, можно предполагать, что ВЭП будет присутствовать не только в твердом материале проводника, но и на начальной стадии ЭВ проводника и соответственно в плазменных продуктах после его электровзрыва. При этом при оценке усредненной ширины $z_{\text{п}}$ ВЭП в плазме могут быть в первом приближении использованы приведенные нами выше соотношения (18), (21) и (22).

ОБСУЖДЕНИЕ И ОПЫТНАЯ ПРОВЕРКА ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

1. Максимальная температура ЭВП и плазмы.

Выполним вначале по выражению (6) численную оценку максимальной температуры плазмы $T_{\text{п}}$ внутри и на поверхности сильноточного искрового плазменного канала разряда, инициированного в воде медным ЭВП. Согласно [21] примем, что при $T_{\text{пр}} > 635$ К для воды $\mu = 1$, а $\varepsilon = 10$. Считаем, что при ЭВ медного проводника в формуле (2) справедливо полученное экспериментальным путем соотношение вида $\int_0^t \delta_{\text{пр}}^2(t) \cdot dt = J_{\text{в}} = 1,95 \cdot 10^{17} \text{ А}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{м}^{-4}$ [16]. Расчет значений удельной электропроводности $\gamma_{\text{пр}}$ в (2) осуществим по следующей приближенной формуле, справедливой для высокотемпературного нагрева меди вплоть до ее кипения (испарения) [22]:

$$\gamma_{\text{пр}} = [9,1 + 9 \cdot 10^{-3} (\theta_{\text{к}} + 273,16)]^{-1} \cdot 10^8, \quad (23)$$

где $\theta_{\text{к}} = 2590$ °С – температура кипения (испарения) для меди [23].

Тогда в соответствии с (23) имеем, что для ЭВП

$\gamma_{\text{пр}} = 0,286 \cdot 10^7 \text{ См/м}$. В результате на основании (2) для плотности тепловой энергии $w_{\text{т}}$ в медном ЭВП приближенно получаем, что $w_{\text{т}} = 6,81 \cdot 10^{10} \text{ Дж/м}^3$. Отметим, что данное расчетное значение $w_{\text{т}}$ оказалось немного выше удельной теплоты сублимации $w_{\text{с}}$ для меди, определенной экспериментально и составляющей численное значение, равное примерно $w_{\text{с}} = 4,68 \cdot 10^{10} \text{ Дж/м}^3$ [9,10]. Это, возможно, связано с погрешностью, вносимой формулой (23) при оценке численных значений $\gamma_{\text{пр}}$ в проводимый расчет $w_{\text{т}}$. Подставив принятые для μ и ε , а также определенные расчетным путем для $w_{\text{т}}$ численные значения в формулу (6), получаем, что после электровзрыва медного проводника внутри на оси канала искрового разряда ($\mu = 1$; $\varepsilon = 1$) максимальная температура плазмы $T_{\text{п}}$ составляет примерно $T_{\text{п}} = 3,08 \cdot 10^6 \text{ К}$, а на поверхности канала подводного искрового разряда ($\mu = 1$; $\varepsilon = 10$) – около $T_{\text{п}} = 1,3 \cdot 10^6 \text{ К}$. Из приведенных результатов численной оценки $T_{\text{п}}$ по полученной формуле (6) следует, что температура плазмы в центральной зоне канала сильноточного искрового разряда примерно в 2,3 раза выше поверхностной, что хорошо согласуется с экспериментальными данными, указанными в [15]. Причиной такого радиального распределения температуры плазмы $T_{\text{п}}$ в канале подводного искрового разряда, на наш взгляд, являются согласно (6) различные значения ε и μ для плазменного состояния материала проводника и окружающей его конденсированной (водной) среды. Относительно полученного нами максимального абсолютного уровня температуры плазмы $T_{\text{п}}$ следует заметить, что в [15] экспериментально зарегистрированные яркостные (поверхностные) значения температуры $T_{\text{п}}$ в канале подводного искрового разряда составляли порядка $5 \cdot 10^5 \text{ К}$. Другие исследователи ЭВП [24,25] приводят рекордные данные для яркостной температуры $T_{\text{п}}$ канала искрового разряда на его дуговой стадии, численно составляющие порядка 100 эВ (1 эВ = $1,16 \cdot 10^4 \text{ К}$ [16]) и более, то есть согласно [24,25] максимальные значения температуры плазмы при ЭВ проводников могут составлять значения $T_{\text{п}} \geq 1,16 \cdot 10^6 \text{ К}$.

2. **Продольные неоднородности температуры в ЭВП и плазме.** В работах [8,15] опытным путем были зарегистрированы продольные периодические изменения поверхностной температуры как вдоль тонкого ЭВП с постоянным током большой плотности ($\delta_{\text{пр}} = 6,87 \cdot 10^8 \text{ А/м}^2$), находящегося в твердой фазе ($T_{\text{пр}}$), так и вдоль плазменного канала сильноточного искрового разряда ($T_{\text{п}}$), инициированного тонким вольфрамовым ЭВП с импульсным затухающим синусоидальным током $i_{\text{пр}}$ при амплитуде его первой полуволны, равной $I_{\text{м}} = 125 \text{ кА}$. Так, согласно экспериментальным данным из [15] (рис. 10а, б) при ЭВ вольфрамовой проволоочки ($l_{\text{пр}} = 40 \text{ мм}$; $r_{\text{пр}} = 0,15 \text{ мм}$ и $37,5 \text{ мкм}$) с уменьшением в ней значений плотности

тока $\delta_{\text{пр}}$ происходит увеличение по длине (ширине) периодической неоднородности в продольном (осевом) распределении поверхностной температуры плазмы $T_{\text{п}}$, что качественно соответствует предложенным нами расчетным формулам (18), (21) и (22) для определения усредненной ширины $z_{\text{п}}$ ВЭП в проводнике (плазме). При этом неравномерный вдоль вольфрамовой проволоки нагрев ее материала вызывает и неоднородное ее разрушение при ЭВ, что порождает и экспериментально наблюдаемые при ЭВ проводников продольные возмущения свечения плазменного канала сильноточного искрового разряда [1,15]. Усредненная ширина $z_{\text{п}}$ стратообразования проводника (разбиения ЭВП на отдельные продольные участки-страты), вычисленная по (17) и (18) ($n_e = 12,51 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$; $\delta_{\text{пр}} = 17,68 \cdot 10^{11} \text{ А/м}^2$), составляет здесь для вольфрамового проводника в твердой фазе порядка $z_{\text{п}} \approx 1$ мкм, что удовлетворительно согласуется с соответствующими опытными данными, следующими из материалов, представленных в [15].

Расчетная оценка значений усредненной ширины $z_{\text{п}}$ ВЭП для исследуемой в [8] тонкой стальной проволоки ($l_{\text{пр}} = 118$ мм; $r_{\text{пр}} = 0,15$ мм), выполненная с помощью выражений (17) и (18) ($n_e = 1,68 \cdot 10^{29} \text{ м}^{-3}$; $\delta_{\text{пр}} = 6,87 \cdot 10^8 \text{ А/м}^2$), показывает, что в рассматриваемом случае $z_{\text{п}} = 2,26$ мм. Данный результат для $z_{\text{п}}$ хорошо согласовывается с приведенными в [8] экспериментальными данными для усредненной ширины макроскопического "горячего" слоя (участка) в металле рассматриваемой проволоки с белым цветом излучения ($T_{\text{пр}} = 1473$ К), составляющей численное значение, равное примерно 2,23 мм. Отметим, что согласно [8] такие "горячие" слои (участки) металла проволоки размещены между макроскопическими темными слоями (участками) относительно "холодного" металла проволоки шириной примерно равной 1,61 мм, температура которых составляет около $T_{\text{пр}} = 692$ К и не выравнивается с температурой соседствующих с ними "горячих" слоев (участков) металла в течение времени, равного примерно 0,1 с и соизмеримого с длительностью всего процесса нагрева постоянным током стального провода. Это, по нашему мнению, может служить одним из экспериментальных доказательств существования в интенсивно нагреваемом постоянным (переменным) током проводимости $i_{\text{пр}}$ проводнике вышеописанного нами ВЭП, формируемого согласно (8) и (9) дискретным набором волновых функций $\Psi(z, t)$ или их электрофизическим эквивалентом (аналогом) – суперпозицией (пакетом) СЭМВ с различными значениями круговых частот ω , обусловленными наличием в материале проводника свободных электронов с различными значениями их дрейфовых скоростей v_{eo} . Поэтому согласно предложенной модели продольные (осевые) неоднородности в распределении температуры ЭВП $T_{\text{пр}}$ и плазмы $T_{\text{п}}$ при ЭВ проводника объясняются наличием в них указанных выше ВЭП, формируемых соответственно

свободными электронами материала проводника в твердой фазе и, по-видимому, электронами возникающей после его ЭВ плазмы.

Приведенные нами расчетные и опытные данные свидетельствуют о том, что изменением плотности тока $\delta_{\text{пр}}$ в ЭВП можно изменять и усредненную ширину $z_{\text{п}}$ ВЭП проводника и соответственно после его электровзрыва в разрядной цепи ВЭФУ с ЕНЭ размеры получаемых страт (коротких участков металла с примерно одинаковыми температурами, механическими и теплофизическими характеристиками). Последнее обстоятельство может найти практическое применение в современных высоких нано – и электрофизических технологиях.

ВЫВОДЫ

1. При ряде упрощающих допущений и ограничений разработаны основы квантовомеханической теории поглощения ЭМВ проводником, удовлетворяющим модели АЧТ, по которому протекает переменный (импульсный) или постоянный ток проводимости $i_{\text{пр}}$, вызванный дрейфом свободных электронов материала проводника из-за электромагнитного (силового) воздействия на них источников электрического напряжения (тока) различной природы (например, гальванически подключенной к проводнику ВЭФУ с ЕНЭ, мощной аккумуляторной батареи или наведенной путем электромагнитной индукции электродвижущей силы и связанных с ней токов Фуко).

2. На основе предложенной приближенной модели поглощения ЭМВ исследуемым проводником получена формула (6) для расчета максимальных значений абсолютной температуры его нагрева $T_{\text{пр}}$ за счет изменения в проводнике объемной плотности тепловой энергии $w_{\text{т}}$, определяемой, в свою очередь, плотностью тока $\delta_{\text{пр}}$ в проводнике и соответственно плотностью (концентрацией) свободных электронов n_e в его материале и их средней дрейфовой скоростью v_e .

3. Выдвинута и научно обоснована гипотеза о том, что распределение температурного поля вдоль продольной оси рассматриваемого проводника определяется периодическим характером пространственного распределения макроскопических ВЭП в интенсивно нагреваемом проводнике, формируемых свободными электронами материала проводника, пространственное (осевое) распределение которых вдоль проводника по аналогии с распределением электронов в атоме вещества (твердого тела) подчиняется вытекающему из решений вида (9) уравнения Шредингера дискретному набору волновых функций $\Psi(z, t)$ – пакету СЭМВ с различными круговыми частотами ω , соответствующими различным дрейфовым скоростям v_{eo} свободных электронов материала проводника.

4. На основании известного в квантовой механике соотношения неопределенности Гейзенберга, общезначимых и квантовомеханических представлений о поведении свободных электронов в металле получены согласующиеся между собой аналитические соотношения (18) и (21), объединенные в выражение (22), для расчетного определения усредненной ширины

ны z_{Π} ВЭП в исследуемом проводнике, определяющей, в свою очередь, усредненную ширину "горячих" и соседствующих с ними относительно "холодных" продольных участков проводника, не обменивающихся между собой тепловой (электромагнитной) энергией и периодически расположенных согласно пространственному (осевому) изменению пакета СЭМВ вдоль ЭВП или плазмы сильноточного искрового разряда после ЭВ проводника. В последнем случае возникновение и существование ВЭП определяется в соответствии с (9), (18), (21) и (22), по-видимому, электронами образующейся плазмы, их концентрацией и плотностью тока электронной проводимости в канале искрового разряда.

5. На базе разработанной квантовомеханической модели поглощения материалом принятого проводника ЭМВ даны физические объяснения и численные оценки экспериментально наблюдаемых: радиальной и осевой пространственным неоднородностям температуры плазмы T_{Π} подводного сильноточного искрового разряда, инициированного ЭВП; неравномерно продольному высокоинтенсивному нагреву проводника в разрядной цепи ВЭФУ с ЕНЭ и процессу стратобразования ЭВП (деления проводника при ЭВ на отдельные продольные сверхкороткие участки). Выполненные расчетные оценки максимальной температуры плазмы T_{Π} на поверхности и по центру канала подводного искрового разряда, а также усредненной ширины z_{Π} ВЭП в ЭВП с достаточной для практических целей точностью согласуются с соответствующими экспериментально зарегистрированными значениями температуры плазмы T_{Π} и усредненными длинами (ширинами) "горячих" и относительно "холодных" участков металла в ЭВП.

6. Опытные подтверждения в работах [1,2,8,15] наличия в ЭВП "горячих" и относительно "холодных" продольных участков металла, отсутствия за счет теплопроводности обмена тепловой (электромагнитной) энергией между "горячими" и относительно "холодными" продольными участками металла проводника с переменным (постоянным) током, а также наличия периодически повторяющихся вдоль ЭВП неравномерных разрушений их материала при ЭВ и присутствия в плазме после ЭВ проводников продольных возмущений свечения канала сильноточного искрового разряда могут свидетельствовать о возникновении и существовании ВЭП в испытываемых высокоинтенсивный нагрев проводниках с током проводимости $i_{\text{пр}}$ и плазменных продуктах после их ЭВ.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Соболев Н.Н. Исследование электрического взрыва тонких проволочек// Журнал экспериментальной и теоретической физики.-1947.-т.17.-№11.-С.986-997.
- [2] Столович Н.Н. Электровзрывные преобразователи энергии/ Под ред. В.Н. Карношина.- Минск: Наука и техника, 1983.-151с.
- [3] Кварцхава И.Ф., Бондаренко В.В., Меладзе Р.Д., Суладзе К.В. Электрический взрыв проволок в вакууме// Журнал экспериментальной и теоретической физики.-1956.-т.31.-№5(11).-С.737-744.
- [4] Лебедев С.В. О механизме электрического взрыва металла// Теплофизика высоких температур.-1980.-т.18.-№2.-С.273-279.
- [5] Абрамова К.Б., Валицкий В.П., Вандакуров Ю.В. и др. Магнитогиродинамические неустойчивости при электрическом взрыве// Доклады АН СССР.-1966.-т.167.-№4.-С.778.
- [6] Абрамова К.Б., Будович В.Л., Кужекин И.П., Перегуд Б.П. Определение длины волны перетяжной МГД неустойчивости по импульсу напряжения, возникающему на разрушающемся проводнике// Журнал технической физики.-1976.-т.46.-№7.-С.1465-1469.
- [7] Лев М.Л., Перегуд Б.П. Время развития перетяжной МГД неустойчивости жидких проводников в поле собственного тока// Журнал технической физики.-1977.-т.47.-№10.-С.2116-2121.
- [8] Марахтанов М.К., Марахтанов А.М. Периодические изменения температуры по длине стальной проволоки, вызванные электрическим током// Вестник Московского государственного технического университета (МГТУ) им. Н.Э. Баумана. Серия "Машиностроение".-2003.-№1.-С.37-47.
- [9] Баранов М.И. Упрощенная математическая модель электрического взрыва проводников под воздействием больших импульсных токов// Электротехника і електромеханіка.-2003.-№3.-С.59-64.
- [10] Баранов М.И., Игнатенко Н.Н., Колобовский А.К. Экспериментально-аналитическое определение удельной энергии электротеплового разрушения медных проводников под воздействием больших импульсных токов// Электротехника і електромеханіка.-2004.-№2.-С.70-73.
- [11] Сивухин Д.В. Общий курс физики. Термодинамика и молекулярная физика, т.2.- М.: Наука, 1975.-552с.
- [12] Рейф Ф. Статистическая физика.- М.: Наука, 1977.-352с.
- [13] Кузьмичев В.Е. Законы и формулы физики/ Отв. ред. В.К. Тартаковский.- Киев: Наукова думка, 1989.-864с.
- [14] Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.Н., Питаевский Л.П. Квантовая электродинамика.- М.: Наука, 1980.-704с.
- [15] Гулый Г.А. Научные основы разрядноимпульсных технологий.-Киев: Наукова думка, 1990.-208с.
- [16] Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля.- М.: Мир, 1972.-391с.
- [17] Нейман Л.Р., Демирчян К.С. Теоретические основы электротехники, т.2.- Л.: Энергоиздат, 1981.-416с.
- [18] Справочник по теоретическим основам радиоэлектроники/ Под ред. Б.Х. Кривицкого, В.Н. Дулина, т.1.- М.: Энергия, 1977.-504с.
- [19] Электрические кабели, провода и шнуры: Справочник/ Под ред. Н.И. Белоруссова.-М.: Энергоатомиздат, 1988.-536с.
- [20] Солимар Л., Уолш Д. Лекции по электрическим свойствам материалов.-М.: Мир, 1971.-501с.
- [21] Таблицы физических величин: Справочник/ Под ред. акад. И.К. Кикоина.-М.: Атомиздат, 1976.-1008с.
- [22] Столович Н.Н., Миницкая Н.С. Температурные зависимости теплофизических свойств некоторых металлов.-Минск: Наука и техника, 1975.-160с.
- [23] Кухлинг Х. Справочник по физике/ Пер. с нем. под ред. Е.М. Лейкина.-М.: Мир, 1982.-520с.
- [24] Александров А.Ф., Рухадзе А.А. Сильноточные электроразрядные источники света// Успехи физических наук.-1974.-т.112.-№2.-С.195-230.
- [25] Баранов М.И. Приближенный расчет минимальной температуры плазмы при электрическом взрыве проводников под воздействием больших импульсных токов// Электротехника і електромеханіка.-2004.-№1.-С.62-65.
- [26] Баранов М.И. Расчет глубины проникновения температурного поля в массивный проводник с переменным током// Электротехника і електромеханіка.-2004.-№2.-С.74-79.

Поступила 29.10.2004