

ЭВРИСТИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАКСИМАЛЬНОГО ЧИСЛА ЭЛЕКТРОННЫХ ПОЛУВОЛН ДЕ БРОЙЛЯ В МЕТАЛЛИЧЕСКОМ ПРОВОДНИКЕ С ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ТОКОМ ПРОВОДИМОСТИ

Баранов М.И., д.т.н., с.н.с.

НИПКИ "Молния" Национального технического университета "Харьковский политехнический институт"

Украина, 61013, Харьков, ул. Шевченко, 47, НИПКИ "Молния" НТУ "ХПИ"

тел. (057) 707-68-41, факс (057) 707-61-33, E-mail: nipkimolniya@kpi.kharkov.ua

На основі закономірностей атомної і квантової фізики запропоноване наближене співвідношення для розрахунку можливого максимального числа електронних напіввол де Бройля в тонкому металевому провіднику з постійним або перемінним (імпульсним) електричним струмом провідності.

На основе закономерностей атомной и квантовой физики предложено приближенное соотношение для расчета возможного максимального числа электронных полувольт де Бройля в тонком металлическом проводнике с постоянным или переменным (импульсным) электрическим током проводимости.

ВВЕДЕНИЕ

Применение известных методов и фундаментальных положений квантовой механики и электродинамики к задачам электротехники (электрофизики) открывает перед нами (учеными и специалистами в области электричества) определенные перспективы в углублении наших знаний, лежащих в основе указанных научных дисциплин и явлений электромагнетизма. Кроме того, по мнению автора, квантовомеханический подход к электрическим и магнитным явлениям может открыть для нас новые технологические аспекты практического использования искусственно (специально созданного человеком в земных условиях с помощью различных технических средств) и атмосферного (созданного независимо от человека самой природой) электричества. На этом научном пути наиболее целесообразным может оказаться веками проверенный способ (прием) решения возникающих перед человеческим обществом различных задач: «от простого к сложному». В истории физики и ее такого большого раздела как электромагнетизм одной из таких краеугольных фундаментальных задач оказалась та, которая связана с научным описанием процессов образования и протекания в металлическом проводнике постоянного или переменного (импульсного) электрического тока проводимости. Еще со времен первых исследователей в XIX столетии этого электрофизического явления (например, со времен физических опытов великих итальянских и французских ученых Алессандро Вольты, Луиджи Гальвани и Андре Ампера [1]) для электротехников (электрофизиков) неизменным по своей сути оставался и остается в настоящее время весьма простой вопрос: как это происходит на микроскопическом (атомарном) уровне и за счет чего? Интерес к данному весьма актуальному вопросу стимулируется не только простым человеческим любопытством, но и особенно тем, что по большому счету на данном электрофизическом явлении (протекании электрического тока проводимости по проводнику) основана практически вся наша развитая индустриальная (бытовая) техническая сфера и соответственно земная цивилизация. Несмотря на

достаточно глубокое развитие сейчас научных основ электричества, электротехники (электрофизики), теоретической и квантовой физики, этот вопрос загадочным образом до сих пор почему-то остается слабо освещенным с квантовомеханических, а, значит, и с глубинных (микроскопических) физических позиций.

В ряде работ автора [2-5] ранее были изложены некоторые результаты по применению квантовомеханического подхода к изучению при определенных допущениях процессов формирования, распределения электрического тока проводимости и тепловыделения в тонком металлическом проводнике. Для полноты электромагнитной картины внутри материала такого проводника с электрическим током проводимости, обусловленной возникновением в нем стоячих электронных "дебройлевских" полувольт, описываемых соответствующими волновыми ψ – функциями (пси-функциями), эти электрофизические процессы требуют своего уточнения, детализирования и соответственно дальнейшего изучения и развития.

Целью статьи является теоретическое обоснование возможного выбора расчетным путем максимального числа электронных полувольт де Бройля, возникающих в металлическом проводнике с постоянным или переменным (импульсным) электрическим током проводимости, и экспериментальная проверка предлагаемого для этого выбора физического подхода.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ИССЛЕДОВАНИЙ

Примем, что по исследуемому тонкому сплошному круглому металлическому проводнику цилиндрической формы (радиусом r_{Π} и длиной l_{Π}) вдоль его продольной оси OZ протекает известный из классической физики постоянный или переменный (импульсный) однополярный электрический ток проводимости $i_{\Pi}(t)$, равномерно распределенный по его поперечному сечению $S_{\Pi} = \pi r_{\Pi}^2$ (рис.). Пусть выполняется условие вида $l_{\Pi} \gg r_{\Pi}$, а неподвижный однородный проводник размещен в изоляционной газовой (конденсированной) среде при комнатной температуре, равной $\theta_0 = 20^\circ\text{C}$. Считаем, что в рассматриваемом

мом проводнике поведение в межатомном пространстве его материала свободных электронов, характеризующихся корпускулярно-волновым дуализмом, приближенно подчиняется одномерному временному волновому уравнению Шредингера и описывается соответствующими волновыми ψ – функциями [3, 6].

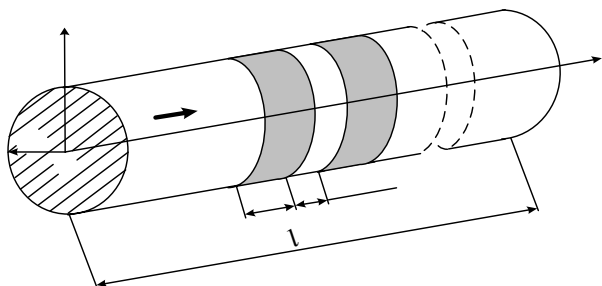


Рис. Расчетная модель круглого металлического проводника с электрическим током проводимости $i_{\Pi}(t)$

Исходя из известных положений квантовой механики и физики, считаем, что как связанные электроны в атомах, так и свободные электроны в межатомном пространстве материала металлического проводника подчиняются известной квантовой статистике Ферми – Дирака [6, 7]. Требуется на основе известных положений и закономерностей классической, атомной и квантовой физики разработать физический подход с его теоретическим и экспериментальным обоснованием по выбору возможного максимального числа электронных полувольт де Бройля в металлическом проводнике с постоянным или переменным (импульсным) электрическим током проводимости $i_{\Pi}(t)$.

2. ПРЕДЛАГАЕМЫЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ПОДХОД ПО ВЫБОРУ ЧИСЛА ЭЛЕКТРОННЫХ ПОЛУВОЛН В ПРОВОДНИКЕ

В начале данного раздела нам следует остановиться на краткой характеристике приближенного устройства атома любого проводникового материала и его электронной конфигурации. В соответствии с классическими положениями атомной физики каждый атом металла проводника в своей центральной части содержит положительно заряженное ядро, состоящее из относительно тяжелых элементарных частиц с примерно одинаковыми массами (протонов p_e с положительным электрическим зарядом $+e_0$ и нейтронов n_{en} без электрического заряда, образующих объединенную частицу – нуклон) и окруженное вероятностным "облаком" сложной пространственной конфигурации связанных электронов с элементарным отрицательным электрическим зарядом $-e_0 = 1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл, вращающихся вокруг ядра атома по кольцевым (эллиптическим) орбитам, а также вокруг собственных осей [6]. Связанные электроны атома образуют электронные слои (оболочки), имеющие по мере удаления от ядра атома следующие обозначения: $K=1$; $L=2$; $M=3$; $N=4$; $O=5$; $P=6$; $Q=7$ [7]. Каждый электронный слой представляет собой совокупность связанных электронов, энергетические состояния которых определяются соответствующим одинаковым значением главного квантового

числа n атома вещества. При этом для слоя K главное квантовое число n , соответствующее номеру периода в периодической системе химических элементов Д.И. Менделеева, которому рассматриваемый материал проводника принадлежит, принимает численное значение $n=1$; для слоя L $n=2$; для слоя M $n=3$; для слоя N $n=4$; для слоя O $n=5$; для слоя P $n=6$; для слоя Q $n=7$ [7]. Внутри каждого электронного слоя атома связанные электроны распределяются по электронным подоболочкам, каждая из которых соответствует некоторому значению орбитального квантового числа l атома, равного $l=n-1$. Число связанных электронов на каждой подоболочке атома составляет $2(2l+1)$ [6, 7]. Поэтому, например, для электронного слоя K с $n=1$ и его электронов возможно только одно энергетическое состояние s ($l=0$), для слоя L с $n=2$ – состояния s ($l=0$) и p ($l=1$), а для слоя M с $n=3$ – состояния s ($l=0$), p ($l=1$) и d ($l=2$). В этой связи в атоме любого материала проводника число связанных электронов в состоянии s составляет 2, в состоянии p – 6, а в состоянии d – 10. В настоящее время в атомной физике придерживаются той научной позиции, что свободные электроны в материале любого проводника образуются из внешних (валентных) связанных электронов его атомов [6, 7]. С учетом изложенного выше ясно, что валентные электроны расположены на s ($l=0$) и p ($l=1$) подоболочках внешнего электронного слоя (внешней оболочки) атомов металла проводника. Их общее максимальное число в каждом атоме для наиболее распространенных проводниковых материалов (например, для меди Cu , серебра Ag , железа Fe , цинка Zn и алюминия Al) составляет согласно периодической системе элементов Д.И. Менделеева три (два на s -подоболочке и один на p -подоболочке) [6, 7]. Что касается непроводниковых материалов (например, инертных газов), то для них максимальное число валентных электронов, определяющих в этом случае химические и оптические свойства их атомов, может достигать восьми (два на s -подоболочке и шесть на p -подоболочке).

Появление свободных электронов в межатомном пространстве материала металлического проводника связано с энергетическим возбуждением валентных (внешних) электронов его атомов (например, за счет квантованной электромагнитной энергии, поступающей в атом извне) [7]. В случае, когда данная квантованная энергия принимает значение энергии ионизации, строго характерной для каждого из атомов вещества, связанный валентный электрон отделяется от электронной оболочки атома и становится свободным. Так, для такого широко используемого в электротехнике проводникового материала как медь Cu ее первый потенциал ионизации E_{01} , соответствующий указанной выше энергии ионизации, численно равен около $E_{01}=7,62$ эВ ($12,2 \cdot 10^{-19}$ Дж) [6]. Свободные электроны материала проводника под воздействием электрического напряжения, приложенного к концам проводника, как известно, начинают дрейфо-

вать в определенном (продольном) направлении и группироваться в волновой электронный пакет (ВЭП) проводника, определяемый соответствующим дискретным набором собственных волновых ψ – функций, характеризующихся квантованной длиной полу-волны $\lambda_{en_e}/2$ свободных электронов в материале металлического проводника, где $n_e = 1, 2, 3, \dots$ – целое квантовое число, равное номеру моды собственной волновой ψ – функции [2, 3, 5]. Именно ВЭП металлического проводника (квантованный дискретный набор собственных волновых ψ – функций проводника) и определяет характер распределения (движения) свободных электронов вдоль продольной оси проводника и соответственно характер тепловыделения в материале последнего. Заранее мы не можем точно знать вероятностное энергетическое состояние свободного электрона, покинувшего тот или иной атом материала проводника. Но так как материал проводника нами предварительно выбран, то в соответствии с периодической системой химических элементов Д.И. Менделеева мы можем точно установить электронную конфигурацию его атомов и соответственно определить значение их (атомов) главного квантового числа n , задающего энергетическое состояние связанных (валентных) электронов на наиболее удаленной от ядра атома внешней электронной оболочке. Особо подчеркнем здесь то, что главное квантовое число n равно числу электронных слоев (оболочек) в атоме материала проводника и соответственно номеру периода в периодической системе элементов Д.И. Менделеева, которому принадлежит рассматриваемый (выбранный) нами материал проводника [6, 7]. А раз так, то на основе эвристического подхода (от греч. *heuriskō* – нахожу), являющегося по существу логическим (методическим) приемом теоретического исследования физических явлений [8], можно, наверное, определить и максимальное число n_0 квантованных энергетических электронных состояний связанных электронов на внешнем электронном слое атома любого материала проводника. В соответствии с законами квантовой физики число n_0 будет, по-видимому, и определять максимальное значение квантового числа n_e для электронных "дебройлевских" полуволи $\lambda_{en_e}/2$ волновых ψ – функций в ВЭП проводника с электрическим током проводимости. С учетом того, что связанные электроны атома вещества удовлетворяют фундаментальному принципу Паули (данный принцип назван в честь выдающегося австрийского физика-теоретика Вольфганга Паули, сформулировавшего этот принцип запрета в 1925 году [1, 6]), согласно которому в любом атоме может находиться только один электрон в конкретном квантовом энергетическом состоянии, характеризуемом данными значениями четырех квантовых чисел (главного n , орбитального l , магнитного m и спинового m_s), и относятся к "вырожденному" ферми-газу (фермионам) [6, 7], то значение числа n_0 будет равно максимальному возможному числу связанных электронов на внешней электронной оболочке атома, поставляю-

щей в межатомное пространство материала металлического проводника свободные электроны.

В результате вышеизложенного для возможного максимального значения числа n_0 связанных электронов на внешнем электронном слое каждого атома с главным квантовым числом n и орбитальным числом l в исследуемом проводнике, равного максимальному возможному числу квантованных энергетических электронных состояний связанных электронов на внешней электронной оболочке атома материала проводника, можно записать следующее выражение [6, 7]:

$$n_0 = \sum_{l=0}^{l=n-1} 2(2l+1) = 2n^2. \quad (1)$$

Далее нам необходимо вспомнить то, что, с одной стороны, в материале исследуемого металлического проводника концентрация его атомов N_0 (м^{-3}) составляет колоссальную величину, равную [6]:

$$N_0 = d_{\Pi} (M_a \cdot 1,6606 \cdot 10^{-27})^{-1}, \quad (2)$$

где d_{Π} – плотность материала проводника ($\text{кг}/\text{м}^3$); M_a – атомная масса материала проводника, практически равная массовому числу A ядра атома металлического проводника, определяемому в соответствии с периодической системой химических элементов Д.И. Менделеева (одна атомная единица массы равна $1/12$ массы атома изотопа углерода $^{12}_6\text{C}$, численно составляющей $1,6606 \cdot 10^{-27}$ кг [7]).

С другой стороны, усредненная плотность n_{e0} (м^{-3}) свободных электронов в материале проводника равна концентрации его атомов N_0 , умноженной на его валентность, определяемую числом неспаренных электронов на внешних (валентных) энергетических уровнях атома (для меди Cu , например, валентность равна двум) [9]. Согласно выражению (2), например, для медного проводника величина N_0 численно составляет значение, примерно равное $N_0 = 8,43 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$. Поэтому, на взгляд автора, несмотря на то, что в атоме материала любого металлического проводника на его валентных энергетических уровнях (на s - и p -подоболочках внешнего электронного слоя атома) может находиться весьма ограниченное число связанных электронов (менее восьми), в реальном металлическом проводнике всегда в межатомном пространстве его материала будут присутствовать свободные электроны, квантованные энергетические электронные состояния которых отвечают максимально возможному значению числа n_0 . Учитывая вышеуказанное и то, что связанные электроны внешнего электронного слоя атома любого материала проводника как фермионы могут находиться только в одном и только им присущем квантованном энергетическом состоянии, для возможного максимального числа n_e мод волновых ψ – функций в проводнике с электрическим током проводимости, задающих квантованное энергетическое состояние свободных электронов в материале проводника и соответственно определяющих их пространственно-временную эволюцию, в рассматриваемом приближении имеем:

$$n_e = n_0 = 2n^2. \quad (3)$$

Из (3) видно, что, например, для медного, цинкового и железного (стального) металлических проводников (для этих проводниковых материалов согласно периодической системе химических элементов Д.И. Менделеева главное квантовое число равно $n=4$ [6, 7]) возможное максимальное значение числа n_e мод для волновых ψ – функций (электронных "дебройлевских" полувольт) в проводнике с электрическим током проводимости может численно составлять $n_e=32$.

Полученное простое соотношение (3) позволяет выполнить приближенный расчет основных геометрических характеристик ВЭП в проводнике с электрическим током проводимости $i_{\Pi}(t)$ рассматриваемых временных форм. Принимая во внимание, что на ширине каждой электронной полувольты $\lambda_{en_e}/2 = l_{\Pi}/n_e$ де Бройля в проводнике с электрическим током проводимости $i_{\Pi}(t)$ уместается один относительно "горячий" и один относительно "холодный" продольный участок ВЭП проводника [2, 5], с учетом (3) для наименьшей ширины $\Delta z_{ВЭП}$ макроскопического ВЭП в исследуемом проводнике получаем:

$$\Delta z_{ВЭП} = \Delta z_{\Gamma} + \Delta z_{\chi} = l_{\Pi} / 2n^2, \quad (4)$$

где Δz_{Γ} , Δz_{χ} – соответственно минимальная ширина "горячего" и "холодного" продольных участков ВЭП металлического проводника (см. рис.) [5].

В связи с тем, что в ВЭП рассматриваемого проводника выполняется приближенное соотношение вида $\Delta z_{\chi} = 0,5(\pi - 2) \cdot \Delta z_{\Gamma}$ [5], то из выражения (4) для наименьших значений ширин "горячего" Δz_{Γ} и "холодного" Δz_{χ} продольных участков металлического проводника с электрическим током проводимости $i_{\Pi}(t)$ следуют следующие расчетные формулы:

$$\Delta z_{\Gamma} = l_{\Pi} / \pi n^2; \quad (5)$$

$$\Delta z_{\chi} = (\pi - 2) \cdot l_{\Pi} / 2\pi n^2. \quad (6)$$

Из простых аналитических выражений (4)–(6) явствует, что, выбрав материал проводника (значение главного квантового числа n для его атомов) и его длину l_{Π} , мы можем сразу расчетным путем легко определить такие геометрические параметры ВЭП как его макроскопическую ширину $\Delta z_{ВЭП}$, так и ширины его "горячих" Δz_{Γ} и "холодных" Δz_{χ} продольных участков проводника с принятым нами электрическим током проводимости $i_{\Pi}(t)$.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ПРОВЕРКИ ПОДХОДА ПО ВЫБОРУ ЧИСЛА ЭЛЕКТРОННЫХ ПОЛУВОЛН В ПРОВОДНИКЕ

Для проверки достоверности использованного в данной работе физического подхода по выбору возможного максимального числа n_e электронных "дебройлевских" полувольт $\lambda_{en_e}/2$ в проводнике с электрическим током проводимости $i_{\Pi}(t)$ воспользуемся

сравнением расчетных по (3), (4) и опытных данных для n_e и ширины $\Delta z_{ВЭП}$ ВЭП в рассматриваемом проводнике. Согласно [10, 5] для тонкого круглого оцинкованного стального провода ($l_{\Pi}=0,118$ м; $r_{\Pi}=0,15$ мм; $n=4$) с постоянным током большой плотности $\delta_{\Pi}=6,87 \cdot 10^8$ А/м² опытное значение $\Delta z_{ВЭП}$ численно составило величину $\Delta z_{ВЭП}=3,84$ мм. Оценка этой же ширины ВЭП по (4) свидетельствует о том, что в нашем случае при $n_e=32$ искомая величина оказывается того же порядка и равной $\Delta z_{ВЭП}=3,68$ мм. При этом экспериментально зафиксированное в [10] число "горячих" и "холодных" продольных участков ВЭП в проводе составило около 30, что практически соответствует нашему расчетному значению числа $n_e=32$. В [11, 5] для тонкого медного провода ($l_{\Pi}=0,05$ м; $r_{\Pi}=0,25$ мм; $n=4$) с импульсным затухающим по синусоиде током ($\delta_{\Pi}=2,76 \cdot 10^{11}$ А/м²) опытным путем было показано, что $\Delta z_{ВЭП}=1,47$ мм, а $n_e=34$. Расчетная оценка по (3) и (4) численных значений этих величин говорит о том, что для данного случая $n_e=32$ и $\Delta z_{ВЭП}=1,56$ мм. Приведенные выше расчетные и экспериментальные данные для n_e и $\Delta z_{ВЭП}$ указывают на работоспособность (достоверность) предложенного физического подхода для нахождения этих величин.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Кудрявцев П.С. Курс истории физики. - М.: Просвещение, 1974. - 312 с.
- [2] Баранов М.И. Волновое распределение свободных электронов в проводнике с электрическим током проводимости // Электротехника.-2005.- №7.- С. 25-33.
- [3] Баранов М.И. Волновой электронный пакет проводника с электрическим током проводимости // Электротехника и электромеханика.-2006.- №3. - С. 49-53.
- [4] Баранов М.И. Квантовомеханическая модель быстрого нагрева проводника электрическим током проводимости большой плотности / Электротехника.-2006. - №4.- С. 38-44.
- [5] Баранов М.И. Энергетический и частотный спектры свободных электронов проводника с электрическим током проводимости // Электротехника.-2006.- №7.- С. 29-34.
- [6] Кузьмичев В.Е. Законы и формулы физики / Отв. ред. В.К. Тартаковский.- Киев: Наукова думка, 1989. - 864 с.
- [7] Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике.- М.: Наука, 1990. - 624 с.
- [8] Большой иллюстрированный словарь иностранных слов. - М.: Русские словари, 2004. - 957 с.
- [9] Астафуров В.И., Бусев А.И. Строение вещества.- М.: Просвещение, 1977. - 160 с.
- [10] Марахтанов М.К., Марахтанов А.М. Периодические изменения температуры по длине стальной проволоки, вызванные электрическим током // Вестник МГТУ им. Баумана. Серия: Машиностроение.-2003.-№1.-С. 37-47.
- [11] Столович Н.Н. Электровзрывные преобразователи энергии/ Под ред. В.Н. Карньюшина. Минск: Наука и техника, 1983. - 151 с.

Поступила 12.02.2007