МИНОБРНАУКИ РОССИИ
федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ЭКОНОМИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

(СПбГЭУ)

Кафедра управления качеством и машиноведения

В.К. Федюкин

К ТЕОРИИ СВЕРХДИАНАМАГНИЧИВАЕМОСТИ ВЕЩЕСТВ

Издательство

Санкт-Петербургского государственного

экономического университета

2014

УДК 338.945: 530.1

ББК 31.232.73

Ф32

Рекомендовано научно-методическим советом университета

Федюкин В.К. К теории сверхдианамагничиваемости веществ. / В.К. Федюкин. – СПб.: Изд-во СПбГЭУ, 2014. 27 с.

ISBN 978-9978-0652-1

Аннотация

Опровергается существование сверхпроводимости электричества. Доказывается, что при охлаждении проводников с электрическим током их сопротивление не уменьшается, а увеличивается из-за сверхдианамагничивания.

Ключевые слова: сверхдианамагничиваемость, сверхпроводимость.

Рецензент: канд. техн. наук, доц. Л.В. Виноградов

ISBN 978-9978-0652-1

© СПбГЭУ, 2014

Введение

В современной науке утвердилось мнение о том, что сверхпроводимость это способность веществ пропускать электрический ток не оказывая ему ни малейшего сопротивления. Для некоторых металлов и сплавов вблизи абсолютного нуля температур наблюдается… скачкообразное падение сопротивления практически до нуля: проводник при этом переходит в так называемое сверхпроводящее состояние. Например, в известной монографии Д.Шенберга «Сверхпроводимость» есть такие рассуждения: «Ни один опыт со сверхпроводниками не показал наличия даже ничтожного сопротивления постоянному току; поэтому можно считать, что сопротивление сверхпроводника равно нулю. Это эквивалентно утверждению, что составляющая электрического поля *E* в направлении тока равна нулю» [1. С. 13]. Однако, исходя из общенаучных, мировоззренческих положений и практики о том, что всякому действию есть противодействие и любому движению есть сопротивление, можно утверждать что движению и электрического тока вдоль проводника должно быть сопротивление. Поэтому так называемой «сверхпроводимости» электрического тока нет и не может быть. Это принципиально важное для науки утверждение доказывается многими результатами экспериментов и теоретических исследований. Некоторые из аргументов против теории «сверхпроводимости» приводятся в данной статье. Здесь же доказывается, что не «сверхпроводимость» проявляется при супернизких температурах, а сверхдианамагничиваемость и абсолютная диэлектричность (электроизоляционность) материалов. Изложены основные положения развиваемой автором теории диамагнетизма и сверхдиамагнетизма, а также приведены некоторые примеры возможного практического использования явления сверхдианамагничиваемости веществ.

1. Закон Ома и «сверхпроводимость»

Понятие о «сверхпроводимости» введено в науку голландским исследователем Гейке Камерлинг-Оннесом еще в 1911 году. Тогда Оннес, с сотрудниками криогенной лаборатории лейденского университета, старался измерять электросопротивление слабому постоянному току некоторых металлов (платины, ртути, свинца и др.) находящихся при сверхнизкой температуре ≈ 4,2К жидкого гелия. Измерения электросопротивления производились, так называемым, потенциометрическим методом, то есть непосредственно гальванометром или потенциометром [2], [4] и др. Но уже в те годы было известно, что ни гальванометром, ни потенциометром, ни вольтметром непосредственно измерить электросопротивление нет возможности. Этими приборами измеряют напряжения электрического тока. Однако, вопреки научным фактам, изменение разности электрических потенциалов, то есть изменение напряжения на участке проводника с током, Оннес принимал за пропорциональное изменение сопротивления. Это ошибочное представление и действия приводили Оннеса к противоречиям закону Ома. Так, например, зная, что без напряжения нет тока, что «есть необходимость в разности потенциалов для поддержания тока» [5.С.29], он все же утверждал, что при отсутствии разности потенциалов (напряжения) в сверхпроводнике, при температурах ниже критической, течет чрезмерно большой ток. Однако фактически при очень маленьком напряжении или при его отсутствии на определенном участке провода электрической цепи не бывает и не может быть колоссально большого тока. Очевидно, что при указанном утверждении Оннеса искаженно использовался закон Ома, то есть без учета правил арифметики о неделимости нулевого напряжения, а также любого числового значения U на нулевое сопротивление R или на численное значение R меньше единицы. В работах Оннеса обнаружено много других несоответствий и противоречий объективным законам физики [5]. Не найдя разрешений этих противоречий и пытаясь дать рассматриваемым физическим явлениям «сверхпроводимости» свое объяснение, Оннес пришел к парадоксальному выводу, что «Закон Ома теряет свою силу для этих явлений» [6. С. 235]. Такие же необоснованные суждения есть и в других публикациях Оннеса, например, в [5. С. 29]. К сожалению это мнение Оннеса об утрате электросопротивления металлов при сверхнизкой температуре получило широкое распространение. Поэтому физический смысл и применимость закона Ома к «сверхпроводникам» необходимо рассмотреть подробно.

Закон Ома для участка цепи (провода), в его исходной формулировке, устанавливает противоположную пропорциональность зависимости силы тока I от разности электрических потенциалов на концах рассматриваемого провода ($\varphi_н$ - $\varphi_к$), то есть от напряжения U и от

электросопротивления *R*. Краткое изложение этого закона таково: сила тока прямо пропорциональна напряжению и обратно пропорциональна сопротивлению. Следовательно, в формализованной записи закона Ома в общем виде правильно писать так:

$$I = \frac{\alpha(\varphi_н - \varphi_к)}{\beta R} = \frac{\alpha U}{\beta R}, \qquad (1)$$

где: α и β – коэффициенты прямой и обратной пропорциональности;

$\varphi_н$ – входной электрический потенциал начала проводника;

$\varphi_к$ – электрический потенциал тока на конце проводника.

Коэффициенты α и β можно находить из вольт-амперных, ом-амперных и ом-вольтмерных графических зависимостей (характеристик). Однако, с практической целью формулу (1) упрощают и записывают в так называемой интегральной форме, то есть без учета необходимых коэффициентов пропорциональности α и β или принимая их равными единице. В этом случае «по умолчанию» считается, что допускаемая неточность интегральной формулы и расчетов по ней не существенными. Но коэффициенты α и β присущи каждому проводнику и они по-разному зависят от их состава, структуры и других факторов. Эти коэффициенты необходимо знать и учитывать для правильного расчета неизвестного показателя электрического тока на основе численных данных о двух других сопряженных показателях. Упрощенная арифметическая формула интегрального закона Ома в виде

$$I = \frac{U}{R} \qquad (2)$$

позволяет легко установить условную единицу электросопротивления абстрактного эталонного образца, в котором при напряжении в 1 вольт течет ток в 1 ампер. Следовательно, принято считать, что 1ом = $\frac{1\,вольт}{1\,ампер}$, а значения коэффициентов пропорциональности *α* и *β* подменяются равенством (тождествам) числу 1 (один) и этим исключается разная *пропорциональность* как физических единиц измерения электричества, так и его реальных параметров *I*, *U* и *R*.

Указанные выше упрощения и допущения в арифметической записи формулы закона Ома несколько искажают понимание сущности закона Ома. Однако, вопреки подлинному смыслу закона Ома, утверждается, что «идущий в проводнике ток *I* численно равен (а не пропорционален) отношению действующего в проводнике напряжения *U* к его сопротивлению *R*.

Из закона Ома для участка проводника следуют две главные закономерности: при *увеличении R* пропорционально *уменьшаются* значения *I* и *U*, а при *уменьшении R*, наоборот, *увеличиваются* и ток *I*, и разность электрических потенциалов на концах участка провода ($\varphi_н - \varphi_к$), то есть напряжение *U*. Иначе говоря, *уменьшение U*, при условии постоянства входного потенциала электрического поля $\varphi_н$, свидетельствует о *возрастании* электросопротивления проводника с током. Бесспорная истинность этих зависимостей имеет особенно важное значение для решения вопроса о связи и применимости закона Ома для объяснения физической природы «сверхпроводимости». Однако, к сожалению, вопреки закону Ома, в современной теории «сверхпроводимости» ученые ошибочно принимают *уменьшенные* величины напряжения *U* на исследуемом участке проводника не за *увеличение*, а за *уменьшение* его электросопротивления.

Кстати, для наглядной демонстрации прямой и обратной пропорциональностей взаимосвязанных характеристик электрического тока в формулах закона Ома, можно показать их стрелками у соответствующих показателей в виде:

1. полная формула закона Ома

$$I\downarrow = \frac{\alpha(\varphi_1 - \varphi_2)\downarrow}{\beta R\uparrow} = \frac{\alpha U\downarrow}{\beta R\uparrow} \quad \text{или} \quad I\uparrow = \frac{\alpha(\varphi_1 - \varphi_2)\uparrow}{\beta R\downarrow} \quad ; \qquad (3)$$

2. интегральная формула (α и β принимаются равными 1) имеет вид

$$I\downarrow = \frac{(\varphi_1 - \varphi_2)\downarrow}{R\uparrow} = \frac{U\downarrow}{R\uparrow} \quad \text{или} \quad I\uparrow = \frac{U\uparrow}{R\downarrow} \quad ; \qquad (4)$$

Здесь стрелки ↑ и ↓ указывают на увеличение и уменьшение значений соответствующих характеристик электричества в проводнике; коэффициенты *α* и *β* обычно не равны единице; $\varphi_н$ – ¿ потенциал электрического поля на входе в участок провода ($\varphi_н$ ¿ *const* ¿ ; $\varphi_к$ – ¿ переменный потенциал на конце провода ($\varphi_к \neq const$ ¿ , то есть возрастающий или убывающий при противоположном изменении *R*. Логическим следствием закона Ома, для проводника с током от устойчивого источника с $\varphi_н$ = const, таково: если *R* по каким-то причинам увеличивается, то *I* и *U* уменьшаются или, иначе говоря, уменьшение $U = \varphi_н - \varphi_к$ обусловлено увеличением *R*. Эти фундаментальные научные положения опровергают существование у металлов положительных термических коэффициентов сопротивления (ТКС), а также и токов без сопротивления, то есть так называемую «сверхпроводимость».

2. Температурное электросопротивление

Бесспорно, что когда Оннес и его современные последователи, определяя зависимости электросопротивления проводников от их температуры обнаруживали уменьшение *U* при охлаждении, то это было и является объективным доказательством *увеличения*, а не *уменьшения R*. И наоборот, при нагреве проводника у него *I* и *U увеличиваются*, что легко измеряется, а *R уменьшается*.

Укоренившееся мнение об уменьшении электросопротивления металлических материалов при понижении их температуры основывается не на фактах и законах физики, а на неправильном представлении о природе электрического тока, как о движении электронов внутри проводника. Считается, что увеличение температуры Т и, следовательно, колебаний атомов проводника мешает движению электронов и это увеличивает сопротивление их движению, то есть электрическому току. Только исходя из этого недостаточно обоснованного умозрительного заключения строятся графики зависимостей *R* от Т для металлических проводников. Но даже придерживаясь этой простейшей электронно-корпускулярной модели тока, можно было бы учесть расширение тел при нагреве, то есть увеличение межатомных расстояний, что должно упрощать движение электронов и этим уменьшать сопротивление, а не увеличивать его, как это считается сейчас. Кроме того, при нагреве энергия и подвижность электронов очевидно возрастают и это тоже должно способствовать уменьшению электросопротивления. В итоге, вероятность увеличения или уменьшения *R* от увеличения или уменьшения Т не может быть определена на основе существующего представления об электрическом токе. Для этого нужны факты, результаты экспериментов, практический опыт использования проводников при различных температурах и выявленные при этом закономерности и т.п. Практика, как критерий истины, убедительно доказывает обратную зависимость *R* от Т, то есть чем меньше Т, тем дольше *R* (замораживание) и, наоборот, чем больше Т, тем меньше *R*.

Обычно измерение электросопротивления при различных температурах $R_т$ производят опосредованно патенциометрическим методом, то есть с помощью потенциометра, предназначенного исключительно для измерения напряжений. Методика таких измерений $R_т$ содержит грубую ошибку, приводящую к подмене обратной зависимости $R_т$ от *U* на прямо пропорциональную [13. С. 48-50]. Потенциометрический метод измерения $R_т$ при температуре Т, отличной от выбранной для сравнения (от реперной, например,0°С), состоит в следующем. Обычно испытываемый проволочный электропроводник подключают в сеть постоянного тока I_0 от батареи или от аккумулятора. Первоначально замеряется

электросопротивление R_0 и разность потенциалов на концах исследуемой проволоки U_0, например, при 0 °С. Затем испытываемый образец охлаждается или нагревается до температуры Т и вновь производится замер разности потенциалов $U_т$. Априори считается, что «отношение измеренных падений напряжений равно отношению сопротивлений», то есть $\frac{R_m}{R_0} = \frac{U_m}{U_0}$, и делается неправильный «вывод» о пропорциональности $R_т$ и $U_т$. Отсюда следует, что

$$R_т = R_0 \frac{U_m}{U_0} \tag{5}$$

Ошибочность формулы (5) видна из такого её обоснования, взятого из научной литературы. Зная исходные значения U_0 и R_0, получаем, что ток в образце при базовой (начальной, реперной) температуре равен $I_0 = \frac{U_0}{R_0}$. Замеряемое падение напряжения при другой температуре Т есть $U_т$, тогда искомая величина сопротивления $R_т$ составит почему то не $R_т = \frac{U_m}{I_m}$, а

$$R_т = \frac{U_m}{I_0} \quad . \tag{6}$$

Подставляя I_0 в формулу (6) получают искомую формулу (5) и выражение $\frac{R_m}{R_0} = \frac{U_m}{U_0}$. Необходимо заметить, что в формуле (6) надо писать не I_0, а $I_т$, так как I_0 относится к другому случаю измерения, при другой температуре. Здесь очевидно сознательно допускается логическая ошибка называемая подменой тезиса. Эта подмена (фальсификация) приводит к ложному результату – к утверждению о прямо пропорциональной взаимозависимости U и R при изменении температуры проводника. Представляется, что для металлов методика установления зависимости R_T от температуры образца подстроена под неправильную идею увеличения R_T при нагреве и уменьшения R_T при охлаждении. Кстати, эта же ошибка есть в теоретическом обосновании измерения температуры термометрами сопротивления. Но хорошо, что на практике указанная ошибка устраняется (компенсируется) правильной градуировкой измерительных шкал и соответствующим формированием таблиц, устанавливающих достоверную количественную связь напряжений измерительных токов и сопротивлений при различных температурах проводника.

Необходимо также отметить следующее. В тех случаях, когда некоторые исследователи, традиционно измеряя электросопротивление полупроводников, правильно учитывали, что (по закону Ома) уменьшение напряжения и тока от постоянного источника при уменьшении температуры полупроводников обусловлено увеличением их электросопротивления. Так были получены многие правильные результаты о повышении электросопротивления некоторых полупроводников при понижении температуры. Исходя из вышеизложенного можно утверждать, что у всех электропроводящих материалов при понижении их температуры увеличивается электросопротивление.

3. Расчеты электрического сопротивления при различных температурах

В литературных источниках по-разному описаны зависимости R_T тока проводимости от Т. Это свидетельствует о некоторой их неадекватности экспериментам.

Приведем некоторые утверждения авторов о зависимости R_T от температуры нагрева.

1. «В общем случае сопротивление R зависит как от тока, так и от напряжения. Одна из причин этого состоит в изменении сопротивления проводника из-за его нагрева. При повышении температуры сопротивление проводника

$$R = R_0[1+\alpha(\tau-\tau_0)] , \qquad (7)$$

где R_0 - температура окружающей среды,

α – температурный коэффициент сопротивления,

τ – температура проводника, ˚С,

τ_0 - температура окружающей среды (обычно τ_0 =20˚С)». [8. С. 11].

2. «Опыт показывает, что в первом приближении сопротивление металлических проводников возрастает с температурой по закону:

$$R = R_0[1+\alpha t], \qquad (8)$$

где R_0 – сопротивление при 0˚С,

t – температура по шкале Цельсия.

Для чистых металлов температурный коэффициент сопротивления (ТКС) $\alpha \approx 0{,}004 = 4\cdot10^{-3}$ и близок к $\frac{1}{273}$ » [9. С. 97].

Температурный коэффициент есть изменение сопротивления проводника при изменении его температуры на 1˚С. Коэффициент α измеряется для достаточно большого диапазона температур, например, от 0 ˚С и максимум до 600-700 ˚С. Величина α рассчитывается по формуле $\alpha = \frac{R_{max} - R_0}{T_{max}}$.

3. «Теория твердого тела показывает, что основным препятствием дрейфу электронов являются колеблющиеся атомы, а не атомы как таковые. Это обуславливает зависимость сопротивления проводника от температуры. В общем случае эта зависимость достаточно сложна. Но при изменениях температуры в относительно узких пределах (порядка 200˚С) зависимость эту можно выразить приближенно относительно простой формулой:

$$R_2 = R_1 [1+ \alpha(Q_2 - Q_1)]; \qquad (9)$$

здесь R_2 – сопротивление при температуре Q_2, а R_1 – сопротивление при температуре Q_1; α - температурный коэффициент сопротивления, т.е. изменение сопротивления при изменении температуры на 1˚С»[10. С. 19-20].

4. «Для интервала температур от −30 до +660˚С зависимость сопротивления чистой платины от температуры определяется уравнением

$$R_t = R_0(1+\alpha t+bt^2), \qquad (10)$$

где R_0 – сопротивление платины при температуре плавления льда (0˚С);

t – температура образца провода по стоградусной шкале;

a, b – постоянные для данного сорта платины, определяемые градуировкой термометра при температурах плавления льда (0˚С), кипения воды (100˚С) и кипения серы (444,6˚С) [13. С. 39].

Обычно $a = 3{,}94\cdot10^{-3}$, $b= -5{,}8\cdot10^{-7}$; в зависимости от сорта платины их значения несколько варьируют.

Для температур от 0 до −190 ˚С пользуются уравнением

$$R_t = R_0[1+at+bt^2+c(t-100)t^3], \qquad (11)$$

где a и b – те же коэффициенты, а коэффициент *c* может быть определен дополнительной градуировкой термометра при температуре кипения кислорода, равной – 182,97˚С (при давлении p = 760 мм рт. ст.)» [11. С. 5], [13. С. 41].

5. Удельное сопротивление ρ проводников зависит от температуры:

$$\rho = \rho_0(1+\alpha t), \qquad (12)$$

где ρ_0 – удельное сопротивление при 0˚С; t – температура по шкале Цельсия, $\alpha=\frac{\rho-\rho_0}{\rho_0 t}$ – *температурный коэффициент сопротивления* – относительное изменение сопротивления проводника при нагревании его на один градус [12. С. 241].

Для металлов и сплавов в интервале температур 0−100˚С значение температурного коэффициента сопротивления α изменяется в пределах $(3{,}3\text{-}6{,}2)\cdot10^{-3}$ град$^{-1}$. Обычно для чистых металлов принимается, что $\alpha=(\frac{1}{273})$ град$^{-1}$. Для электролитов α<0. Зависимость удельного сопротивления чистых металлов от температуры не может быть удовлетворительно объяснена в рамках классической электронной теории электропроводности. В современной квантовой теории электропроводности металлов доказывается, что при всех температурах, кроме абсолютного нуля, свободные электроны испытывают такие взаимодействия с узлами кристаллической решетки металла, что среднее время $\acute{t}$ свободного пробега электронов в области средних температур обратно пропорциональна абсолютной температуре *T* металла ($\acute{t}$ ~ T) и ρ прямо пропорционально абсолютной температуре (ρ ~ T)» [12. С. 240-241].

И далее: «*Полупроводниками* называются вещества, удельное электрическое сопротивление ρ которых может изменяться в широких пределах и очень быстро убывает с повышением температуры» [12.С.266]. Следовательно, в формуле (11) зависимости ρ полупроводников от их температуры необходимо знак плюс заменить на минус, что

указывает на особенность зависимости электросопротивления от температуры этих токопроводящих веществ.

Кстати, считается, что температурные коэффициенты сопротивления (ТКС) материалов, у которых сопротивление увеличивается при повышении температуры, называются положительными, а ТКС численно уменьшающие R_T при повышении температуры проводника, считаются отрицательными.

Типичными представителями веществ с отрицательными ТКС (уменьшающими R_T при нагреве) являются углерод (графит) и кремний. Так, например, у графита α = −0,005, а у меди и алюминия считается, что α = +0,004 [10.С.20]. Удельное электросопротивление образцов из кремния уменьшается с 2,97 Ом·мм^2/м при температуре −192˚С до 0,23 Ом·мм^2 /м при 800 ˚С. Изменение отрицательного ТКС кремния в широком диапазоне температур таковы:

− $ТКС_{ср}$ = 1,3 мкОм·см^2 / ˚С при температурах от −192 ˚С до −78˚С,

− $ТКС_{ср}$ = 0,7 мкОм·см^2 / ˚С при температурах от -78˚С до 0˚С,

− $ТКС_{ср}$ = 0,2 мкОм·см^2 / ˚С при температурах от 0 ˚С до 100˚С,

− $ТКС_{ср}$ = 0,2 мкОм·см^2 / ˚С при температурах от 100˚С до 200˚С,

При дальнейшем нагревании ρ кремния несколько увеличивается, а затем вновь уменьшается. Это показывает сложный нелинейный характер изменения сопротивления и отрицательного ТКС от температуры.

Отрицательные ТКС имеют такие материалы как полупроводники, соединения и смеси поликристаллических окислов металлов (например MnO, CoO, NiO↑, CuO↑, Fe_3O_4↑, UO) и другие материалы.. Еще М.Фарадей обнаружил отрицательные ТКС у сернистого серебра и фторида свинца. Отрицательными ТКС обладают материалы сложных систем, такие как NiO-Ca_2O_3-Mn_2O_3 или NiO- CuO- Mn_2O_3 и другие.

Ввиду того, что измерения электросопротивлений при разных температурах осуществляются различными методами, а потенциометрический (гальванический) метод приводит к ошибочному (противоположному) результату, то можно с достаточной уверенностью утверждать, что все проводники электричества имеют отрицательные температурные коэффициенты сопротивлений. Так как у всех проводников (в том числе и у полупроводников) с понижением температуры напряжение уменьшается, а сопротивление, подчиняясь закону Ома, возрастает, то очевидно «сверхпроводимости» не бывает.

Формулы (7-12) написаны для случая нагрева проводника. Применительно к охлаждаемому проводнику в этих формулах знак «плюс» должен заменяться на «минус». Но это еще не устраняет ограниченность и ошибочность рассмотренных формул, так как в реальности наоборот «минус» при нагреве, а «плюс» при охлаждении. Кроме того, изменение

R_T от переменной температуры происходит не в разы (например, в 1,02 раза), а на определенную величину (на 0,02 *ома* соответственно). Поэтому правильной и простой формулой для расчета R_T, например, вместо формулы (8) является:

$$R_т = R_0 \mp \alpha T. \qquad (13)$$

При расчетах R_T по формуле (13) необходимо учитывать следующее:

1. Рассчитываяя значение $R_т$ при нагреве проводника используется знак минус (-), а знак плюс (+) при охлаждении.
2. Расчеты по формулам (7-12) и по формулам аналогичным формуле (13) для равных температур дают разные смысловые и количественные результаты.
3. При измерении электросопротивления, зависящего от температуры, по проводнику пропускают слабый ток, не приводящий к внутреннему разогреву. Однако, в реальности электрический ток имеет значительный потенциал и количество передаваемого электричества многократно превышает измерительный ток, используемый для потенциометрического определения температурного сопротивления $R_т$. Поэтому $R_т$ проводника с пропускаемым техническим током I существенно отличается от $R_т$ измеренного потенциометром, гальванометром.

4. Диамагнитное сопротивление электрическому току

Известно, что сопротивление проводника зависит от многих факторов: от химического состава, микроструктуры и размеров, от температуры Т, от силы тока I , от магнитного потока Ф внутри проводника, от различных облучений (световых, рентгеновских, нейтронных и др.). Однако, в большинстве практических случаев важно знать и учитывать влияние на сопротивление конкретного проводника температуры и напряженности его собственного магнитного поля, зависящего от внешнего поля H. Поэтому в физике и электростатике различают температурное электросопротивление $R_т$ и магнитное сопротивление $R_М$ проводника. Так как магнитное *сопротивление* проводника электрическому току направлено против его магнитного компонента H, то это поле называется диамагнитным и обозначать это диамагнитное электросопротивление надо как $R_{ДМ}$. Следовательно, суммарное электросопротивление R от одновременного действия $R_т$ и $R_{ДМ}$ при нормальных температурах есть:

$$R = R_т + R_{дм} \qquad (14)$$

Давно доказано, что постоянный ток своим магнитным полем H индуцирует в проводнике диамагнитное поле B. При понижении температуры это явление резко увеличивается, в результате чего эффект повышения диамагнитного сопротивления возрастает весьма значительно. Возрастания B и $R_{дм}$ при уменьшении Т имеют экспоненциальную зависимость: чем меньше Т, тем интенсивнее увеличиваются значения B и $R_{дм}$. Так, например, есть сведения, что у висмута при температуре около 12К его диамагнитное сопротивление в магнитном поле возрастает приблизительно в 15000 раз. [14.С.353].

Известная теория диамагнитного электросопротивления проводника внешнему магнитному полю, в том числе и электромагнитному полю электрического тока, такова.

Электрический ток на участке проводника это направленное движение вдоль проводника суммарного электромагнитного поля, то есть электрического E и, сопряженного с ним, магнитного H полей. Следовательно, электрический ток характеризуется параметром I функционально зависящим от напряженности электрического поля E и магнитного потока Ф

$$I = f\,(E + Ф). \qquad (15)$$

Вклад напряженности электрического поля Е или напряжения электрического поля U, в величину электрического тока проводника отражен в законе Ома для электрического тока I, а магнитная составляющая этого тока описывается, так называемым законом Ома для магнитного потока Ф в проводнике.

Применительно к электромагнитному току мы всегда имеем дело с двумя полевыми потоками: электрическим и магнитным. Следовательно, суммарный ток электричества I следует рассматривать как векторную сумму напряжений двух потоков: электрического и магнитного. В результате реальный ток I имеет двойное спиралеобразное движение тонкой электромагнитной (эфирной) материи по проводнику.

Для решения вопросов физической природы «сверхпроводимости» очевидно, необходимо рассматривать влияние не только температурного электросопротивления $R_{Т}$ на ток I, но и диамагнитного электросопротивления $R_{ДМ}$ магнитному потоку Ф и через него электрическому току в проводнике. Магнитный поток вдоль проводника $\acute{\Phi} = \acute{H} - \acute{B}$. При полном (насыщенном) дианамагничивании в проводнике $H = -B$, а Ф и I равны нулю. Необходимо знать и учитывать характер (закономерность) температурного изменения величины диамагнитного сопротивления $R_{ДМ}$ внешнему магнитному полю H посредством внутреннего дианамагничивания B проводника с электромагнитным током I.

Приведем некоторые известные теоретические доказательства диамагнитного сопротивления проводников электрическому току.

Проводник с током I всегда обладает магнитным полем, который является элементом (участком) магнитной цепи электромагнитного тока. По мере движения тока по проводнику падает (уменьшается) как его электрическое (U_e), так и магнитное напряжение $U_М$. Падением магнитного напряжения между точками a и $в$ проводника называют магнитное напряжение на его участке длиной l, то есть $U_М = H_l$, а

$$H = \frac{B}{\mu_0 \mu_\gamma} \qquad ¿ \frac{\Phi}{\mu_0 \mu_\gamma S} \quad , \tag{16}$$

где: Ф – магнитный поток;

S - площадь поперечного сечения проводника;

μ_0 – постоянная магнитной проницаемости в вакуума;

μ_γ – относительная магнитной проницаемости токопроводящего вещества, зависящая от H.

Следовательно,

$$U_М = \Phi \quad \frac{l}{\mu_0 \mu_\gamma S} \quad = \Phi R_{ДМ} \tag{17}$$

Уравнение (17) называют законом Ома для магнитной цепи или формулой Гопкинсона.

Выражение $R_{ДМ} = \dfrac{l}{\mu_0 \mu_\gamma S}$ характеризует *диамагнитное сопротивление* конкретного проводника электромагнитного поля на участке цепи длиной *l* и площадью поперечного сечения S [10.С.115],[15.С.94].

В других источниках [16.С.586] и [9. С. 223] диамагнитное сопротивление единичного участка магнитной цепи описано формулой

$$R_{ДМ} = \frac{l}{\mu S}, \qquad (18)$$

где μ = $\dfrac{\mu_a}{\mu_0}$ – относительная магнитная проницаемость,

$\mu_a = \dfrac{B}{H}$ – абсолютная магнитная проницаемость вещества,

μ_0 – магнитная проницаемость вакуума.

Так, например, в другой монографии в формуле (18) содержится μ как действительное значение магнитной проницаемости проводника, а не её относительное значение μ $\dfrac{\mu_a}{\mu_0}$ [28. С. 65].

Считается, что у ферримагнитных веществ μ>>1 и достигает до и более 50 000 гаусс/эрстед; у парамагнитных веществ μ>1; у диамагнетиков μ<<1, а у сверхдиамагнетиков, очевидно, что численное значение μ>>1и направление ее против поля Н, то есть математически имеет знак «минус».

Следуя логике авторов учебника [9], можно $R_{ДМ}$ разделить на диамагнитное сопротивление вещественной среды проводника $R_{ДМ.С}$ и на диамагнитное сопротивление воздуха $R_{ДМ.В}$, окружающего магнитопроводящий проводник с электрическим током. Это обусловлено тем, что основная часть магнитного потока электропровода идет по приграничному слою воздуха, имеющему определенную толщину и площадь поперечного сечения $S_В$.

Следовательно, для проводника с током

$$R_{ДМ} = R_{ДМ.С} + R_{ДМ.В}, \qquad (19)$$

где: $R_{ДМ.С}$ ¿ $\dfrac{l_c}{\mu_c \mu_0 S_c}$ – собственно диамагнитное сопротивление проводника;

$R_{ДМ.В}$ ¿ $\dfrac{l_в}{\mu_в \mu_0 S_в}$ -диамагнитное сопротивление электрическому току окружающим проводник воздухом;

μ_c – магнитная проницаемость вещественной среды проводника;

$\mu_в$ - магнитная проницаемость воздушного окружения проводника.

Очевидно, что в случае с линейным проводником тока

$$R_{ДМ} \; ¿ \frac{l_c}{\mu_c \mu_0 S_c} + \frac{l_в}{\mu_в \mu_0 S_в} , \qquad (20)$$

здесь $l_c \leq l_в$.

Рассуждения и формулы для возможного расчета диамагнитного сопротивления току, идущему вдоль проводника, приведены в качестве подтверждения факта его существования и значимости этого вида электросопротивления для последующего решения вопросов теории мнимой «сверпроводимости» и реальной сверхдианамагничиваемости с суперэлектроизоляцией веществ при низких температурах.

5. Низкотемпературный сверхдиамагнетизм

Сверхдиамагнетизм – это физическое явление возникающее при закритически низкой температуре и состоящее в необычно сильном дианамагничивании тел под влиянием на них стороннего магнитного поля или магнитного поля электрического тока.

Фактически сверхдиамагнетизм впервые обнаружили в 1933 г. немецкие ученые В.Мейсснер и Р.Оксенфельд. В их экспериментах неметаллические кольца и шар дианамагничивались большей напряженностью, чем намагничиваюшее их магнитное поле [17]. В том же 1933 г. К.Гортер и Х.Казимир предложили двухжидкостную модель «сверхпроводящего» состояния электронов проводимости в теле, в соответствии с которой почему-то не все электроны становятся сверхпроводящими, а только зависящие от температуры. Следовательно, в «сверхпроводнике» при температуре ниже критической существуют как бы две электронные жидкости – нормальная и «сверхпроводящая». Это неаргументированное предположение в дальнейшем было принято к разработке. Л.Купер предложил считать «сверхпроводящие» электроны объединенными попарно, то есть спаренными, что якобы обуславливает эффект «сверхпроводимости» [18]. Позднее, в 1957г. американские ученые Дж. Бардин, Л. Купер и Дж. Шриффер обобщили, существовавшие тогда гипотезы о физической природе «сверхпроводимости» и их труд получил название теории Бардина-Купера-Шриффера (теория БКШ) [19]. В теории БКШ предполагается, что ток «сверхпроводимости» − это направленное движение спаренных электронов внутри проводника без сопротивления вследствие неопределенного (не познанного пока) электрон-фононного взаимодействия двойных свободных электронов со структурно упорядоченными атомами вещества. Теорию БКШ развивали наши соотечественники А.А.Абрикосов, Н.Н.Боголюбов, В.Л.Гинзбург, П.Л.Капица, Л.Д.Ландау и многие другие. Однако, ни теория БКШ и ни теория Гинзбурга-Ландау не согласуются с современной теорией электропроводимости и не проясняют физическую сущность «сверхпроводимости».

Однако, еще в 1935 г. немецкие ученые братья Фриц и Ганс Лондоны предложили принципиально иную, то есть диамагнитную гипотезу «сверхпроводимости» [20]. В их монографии «сверхпроводник» рассматривается как «единственный большой гигантский диамагнитный атом» [20.С.348]. Лондоны утверждали, что для объяснения эффекта Мейсснера и существования сохраняющихся постоянных токов в сверхпроводящих кольцах необходимо предполагать, что между электронами имеется дальнодействующая связь и поэтому их движение оказывается скоординированным. В теории Лондонов

дальнодействующая связь выражается «жесткостью» некоторой волновой функцией электронов ψ .

В качестве основного (исходного) постулата в теории Лондонов принята «электронная двухжидкостная модель сверхпроводимости», то есть « сверхпроводимости» авторы «приписали присутствие … смеси двух стадий, одна из которых – чистое сверхпроводящее состояние, а другая – нормальное состояние» [21. С. 15]. Далее утверждалось, что поэтому «полный ток j может быть разделен на две части, на суперток сверхпроводимости j_s и нормальный ток j_n:

$$j = j_s + j_n \text{» [21. С. 29].} \qquad (21)$$

Достоверность формулы (21) сомнительна. Во-первых, диамагнитное поле «сверхпроводника» *B*, направленное против магнитного поля *H* нормального, *постоянного* электрического тока, не индуцирцует гипотетический «диамагнитный сверхток». Однако, по мнению Лондонов, если есть какое-либо магнитное поле, то ему непременно соответствует электрический ток. Поэтому они в своей теории диамагнитное поле заменяли диэлектрическим током [22, 23]. Но магнитные поля, в том числе и диамагнитное поле, существуют и независимо от электрических токов. Подмена диамагнитного поля электрическим током привела к несоответствию теории экспериментам и не к диамагнитной теории, а к электронно-электрической, что отрицает фактическую основу теории Лондонов.

Во-вторых, предполагаемый диамагнитный сверхток (или «сверхпроводящий» ток) j_s, как противоположный (противонаправленный) току j_n, не может суммироваться с ним. Очевидно, что эти токи, с их противодействующими полями *H* и *B*, необходимо в формуле (21) не складывать, а находить численную разницу между ними, то есть вычитать. Так как в состоянии «сверхпроводимости» диамагнитное поле *B* больше магнитного поля *H* электрического тока, то нормальный ток проводимости должен блокироваться индукционным полем *B* и диамагнитным сопротивлением. Поэтому ток в «сверхпроводнике» равен нулю.

Академик В.Л.Гинзбург также придерживался двухжидкостной электронной модели «сверхпроводимости». В дополнение к этому ток «сверхпроводимости» уподоблялся сверхтекучести жидкого гелия [24. С. 48, 79, 80 и др.].

В порядке развития основной идем теории Лондонов и ее адекватных положений о диамагнитной природе эффекта, называемого пока «сверхпроводимостью», разрабатывается теория, которую можно назвать *сверхдиамагнитной теорией* этого явления [25-27 и др.]. Суть этой теории состоит в том, что при охлаждении, например, проводника с током в нем индуцируется встречное магнитному полю *H* диамагнитное поле *B*. (Так же происходит

диамагничивание любого вещества под влиянием внешнего поля H). При достижении критической температуры $T_{кр}$, когда в проводнике $H=-B$, электродвижущая сила уже не может преодолеть суммарное электросопротивление $R=R_т+R_{дм}$ и поэтому ток полностью прекращается ($I = 0$). Так проводник становится обычным диамагнетиком и диэлектриком.

При температуре T меньшей $T_{кр}$ диамагнитное поле B всегда на много больше внешнего (дианамагничивающего) поля H. Поэтому имеем, что прежде токопроводящий или иной другой материал становится абсолютным диэлектриком (идеальным изолятором) и сверхдиамагнетиком.

Кроме общеизвестных сведений об экспериментах по «сверхпроводимости», дополнительными аргументами обоснования и доказательства достоверности теории сверхдиамагничиваемости, предлагаемой автором этой статьи, являются результаты других малоизвестных исследований, доказывающих, что в условиях закритически низких температур, во-первых, у многих веществ появляются аномально большие диамагнитные поля и, во-вторых, у них очень большие диэлектрические характеристики. Так, например, в статье В.Л.Гинзбурга «К теории сверхдиамагнетиков» при температуре немного ниже критической точки проводники становятся идеальными диамагнетиками (магнитная восприимчивость $\chi = -\frac{1}{4}\pi$. Однако, есть «возможность существования тел, обладающих лишь одним из свойств и, конкретно, сверхдиамагнетизмом при отсутствии металлической проводимости» [29. С. 345]. Далее, ссылаяся на работы Б.А.Волкова с соавторами, отмечается, что вопрос о низкотемпературном сверхдиамагнетизме веществ, которые «претерпевают фазовый переход из диэлектрического (полупроводникового) состояния в сверхдиамагниченное», «приобрел актуальность» [29. С. 345]. Укажем здесь только на ряд ранних работ, посвящённых вопросам объяснения физики эффекта сверхдианамагничиваемости веществ. В первую очередь это уже упомянутые работы Б.А.Волкова с сотрудниками [30−33], а также статья Б.Т.Гейликмана [34] и другие. В частности, в статье Б.Т.Гейликмана показано, что критическое магнитное поле, разрушающее сверхдиамагнитное поле $B_{сдм}$ ($H_{кр} \geq B_{сдм}$) в кубическом «ящике» с гранью L ~ 1см, составляет «примерно $10^3 - 10^4$ эрстед, а не 10^{-7} эрстед, как следует из прежних расчетов» [34. С. 498].

Вопрос об электрической изоляции и об электропроводности материалов, находящихся в «сверхпроводящем» состоянии, давно исследовался учеными. Электроизоляционную способность материалов можно оценить по величине их

диэлектрической проницаемости. Так, например, в работе А.А. Абрикосова читаем, что «сверхпроводящий ток, согласно теории Лондона, приводит к появлению диэлектрической проницаемости… Кроме того, Л.Д.Ландау высказал предположение, что электроны в сверхпроводнике могут давать большую диэлектрическую проницаемость ε_0, … имеющую порядок величины $10^8 - 10^{10}$ при $T \ll T_к$ » [35.С.43]. М.Я.Азбель в статье «Об определении диэлектрической постоянной сверхпроводников» указал, «что в работе [35] были получены формулы определения диэлектрической постоянной сверхпроводников с учетом ее аномально высокой величины» [36.С.705]. В.Л. Гинзбург в работе «Современное состояние теории сверхпроводимости» [37] обосновывал, что диэлектрическая постоянная (проницаемость) ε_0 в сверхпроводящем состоянии, не связанная с током j_s, может быть весьма высока. Расчеты В.Л.Гинзбурга показали, что общая диэлектрическая проницаемость ε сверхпроводника может иметь значение порядка $-3{,}18 \cdot 10^9$ [37.С.338]. В другом месте этой же работы В.Л.Гинзбурга написано: «При низкой температуре ($T \to 0$)… нормальная проводимость σ в сверхпроводнике стремится к нулю. Таким образом, свободные электроны, не переходящие в сверхпроводящее состояние, не могут остаться свободными. …Следовательно, при переходе в сверхпроводящее состояние часть свободных электронов металла, около 10% при $T \to 0$, начинает участвовать в сверхпроводимости, остальные 90% электронов «замерзают», т.е. переходят в связное состояние… Поэтому «замерзшие» электроны должны внести заметный вклад в значение ε, а именно … вклад порядка $10^8 - 10^{10}$» [37.С.345]. Такое резкое увеличение показателя диэлектрической проницаемости проводника при $T \to 0$ безусловно должно вести к прекращению электрического тока. В последние годы фазовые переходы графитовых и иных материалов, охлажденных до температур $T < T_{кр,}$ в сверхдиамагнитные и в абсолютно диэлектрические (супердиэлектрические, изоляционные) состояния подробно исследованы, например, лауреатом Нобелевской премии А.Геймом [38] и группой ученых под руководством Т.И.Батуриной [39].

Итак, сверхдиамагничиваемость тел объясняется тем, что при температуре $T < T_{кр}$ в материале *спонтанно* возникает дополнительное дианамагничивание. Это поддиамагничивание инициируется собственным диамагнитным полем. Так получается, что у материала создается сверхдиамагнитное поле

$$B_{сдм} = B_{дм} + \Delta B_{дм} . \qquad (21)$$

Экспериментально установлено, что при $T \ll T_{кр}$ суммарное диамагнитное поле $B_{сдм}$ на много больше внешнего намагничивающего поля H. Взаимодействие постоянного

магнитного поля *H* от стороннего источника со сверхдиамагнитным полем $B_{сдм}$ вещественного образца, обуславливает их мощное взаимное отталкивание. Сила отталкивания вблизи взаимодействующих разнополевых тел больше силы притяжения Земли. Магнит и «сверхпроводник», то есть сверхдиамагнетик, взаимодействуя могут «плавать» или «зависать» друг над другом. Это явление, называемое *левитацией*, впервые обнаружил В.К.Аркадьев [40.С.9-12]. У сверхдиамагнитной левитации магнитная физическая природа, а не электрическая, как зачастую утверждается в литературе по несуществующей «сверхпроводимости».

По причине того, что «сверхпроводники» при температуре $T < T_{кр}$ становятся сверхдиамагнетиками и диэлектриками (изоляторами), то существующие, так называемые «технические сверхпроводники», представляющие собой композиционные материалы, состоящие из матрицы нормальной проводимости (медной или алюминиевой) и волокнистых или многослойных «сверхпроводниковых» включений [41], не могут быть «сверхпроводниками» [42, 43]. Это по существу подпорченные «сверхпроводниковыми» компонентами обычные проводники электрического тока. В таких «технических сверхпроводниках» ослабленный ток передается несверхпроводящей матрицей [42]. Поэтому не случайно использование в технике таких «сверхпроводников» не дает ожидаемых результатов.

Левитация (подъем) и *телепортация* (перемещение), как следствия сверхдианамагничивания взаимодействующих тел, имеют хорошую перспективу для создания различной принципиально новой техники. В частности, давно обсуждается возможность производства и эксплуатации, например, железнодорожного транспорта на магнитном (точнее на сверхдиамагнитном) подвесе от «сверхпроводниковых» электрических магнитов. Учитывая, что сверхдиамагнитная левитация эффективнее достигается не от магнитного поля электрического тока соленоида, а от обычного постоянного магнита, то за основу технического процесса левитации целесообразнее брать эффект сверхдианамагничиваемости рабочих органов подъема поезда над бесконтактной опорой дорожного полотна, а не «сверхпроводимость» обмоток электромагнитов. В таком случае конструкция ходовой части вагонов должна существенно отличаться от предлагаемых конструкций, использующих электрическую энергию «сверхпроводимости» электрического тока, которой нет. Надо переводить не обмотки электромагнитов в состояние «сверхпроводимости», а сверхдианамагничивать их магнитопровода или элементы конструкции опор, изготовленных из относительно высокотемпературных сверхдиамагнетиков.

Есть также надежда на то, что эффект сверхдианамагничиваемости веществ и их способность к левитации и перемещениям в пространстве без контакта и механического трения о твердые тела, позволит создать уникальные летательные аппараты, то есть магнитолеты для движений в воздухе, в воде и в космосе. Естественной опорой для таких магнитолетов будут магнитные поля Земли, космического пространства, звезд и планет.

Заключение

Общественная практика и фундаментальные положения (законы) естествознания не допускают существования «сверхпроводимости» как движения без сопротивления не познанных еще, особенно спаренных, электронов внутри твердого электропроводящего тела (проводника). Ошибочно считается, что с понижением температуры у большинства металлических проводников электричества сопротивление электротоку уменьшается. Закон Ома и опыт его использования опровергают это утвердившееся заблуждение. Наоборот, при охлаждении напряжение (разность электрических потенциалов на концах проводника) и ток уменьшаются и, следовательно, сопротивление возрастает. При нагреве сопротивление уменьшается, а ток и напряжение увеличиваются. Из этого следует, что «сверхпроводимости» в ее современном понимании не может быть. Уменьшение напряжения и последующее его исчезновение при глубоком охлаждении проводников свидетельствует о прекращении электрического тока и о низкотемпературном переходе материала в диэлектрическое состояние. Как известно, при приближении температуры Т к $T_{кр}$ материал становится вначале идеальным диамагнетиком и истиным диэлектриком, а при $T < T_{кр}$ он превращается в абсолютный диэлектрик (абсолютный изолятор) и сверхдиамагнетик.

В данной статье приведены некоторые основные положения, их доказательства и выводы теории фазового перехода веществ, при закритически низких температурах, в состоянии сверхдиамагниченности под влиянием внешнего магнитного поля к абсолютно электроизоляционной способности, а не к «сверхпроводимости».

Предлагается рассматривать электросопротивление как сумму термического (температурного) и диамагнитного сопротивления. Это позволяет понять и объяснить природу (сущность) явления качественного перехода веществ в состояние сверхдиамагниченности и сверхизолятора. Представляется, что теория этого превращения, создаваемая автором, удовлетворительно объясняет все эффекты (Оннеса, Джозефсона, Мейснера, Аркадьева и других) и дает возможность создавать наиболее высокотемпературные сверхдиамагнетики и принципиально новые виды техники.

Литература

1. Шенберг Д. Сверхпроводимость. – М.: Иностр. лит-ра, 1955. – 228 с.

2. Kamerling-Onnes H. On the Sudden Change in the Rate at Which the Resistance of Mercure Disappears. Lab. Univ. Leiden, 1911. P.124.

3. Kamerling-Onnes H. Further Experiments with Liquid Helium.D. On the Change of the Electrical Resistance of Pure Metals at very low Temperatures. V. The Disappearance of the resistance of mercury. / Communication from the Universitety of Leiden by H. Kamerling-Onnes N 122b (Preprint). 1911. P. 81-83.

4. Kamerling-Onnes H., Tayn W. Further experiments with liquid holiym… , Proc. Acad. Sci. Amsterdam. V.25.1923. P. 443-444.

5. Федюкин В.К. Решение проблемы «сверхпроводимости» электрического тока и сверхдиамагнетизма: Монография. – СПб.: СПбГИЭУ, 2011. – 230 с.

6. Лауреаты Нобелевской премии по физике: Биографии, лекции, выступления. Т1. 1901 – 1950. – СПб.: Наука, 2005. – 668 с.

7. Камерлинг-Оннес Х. Исследования свойств тел при низких температурах, приведшие, между прочим, к приготовлению жидкого гелия. – Петроград: Типография «Печатный труд», 1914. – 30 с.

8. Иванов И.И., Равдоник В.С. Электротехника: Учебное пособие – М.: Высш. шк., 1984. – 375 с.

9. Зисман Г.А., Тодес О.М. Курс общей физики. Изд.2-е. Т.2.Электричество и магнетизм. − М.: Наука, 1965. – 366 с.

10. Касаткин А.С. Основы электротехники: Уч-к для вузов. Изд.3-е. – М.: Энергия. 1974. – 560 с.

11. Справочник машиностроителя. Изд.3-е. Под ред. Н.С. Ачеркана. – М.: Машгиз, 1960. – 740 с.

12. Яворский Б.М., Селезнев Ю.А. справочник руководство по физике. – М.: Наука, 1975. – 624 с.

13. Кириллин В.А., Шейндлин А.Е. Основы экспериментальной термодинамики: Учеб.пособие. – М.-Л.: Госэнергоиздат.,1950. – 312 с.

14. Дорфман Я.Г., Кикоин И.К. Физика металлов. Элетрические, оптические и магнитные свойства: – Л. – М.: Гос. технико-теор. Изд-во. 1933. – 551 с.

15. Бессонов Л.А. Теоретические основы электротехники: Учеб. пособие. В 3-х частях. – М.: Высш. шк., 1962. – 792 с.

16. Справочник машиностроителя. В 3-х частях. Т.1. / Под ред. М.А. Аверина. – М.: Машгиз, 1950. – 1036 с.

17. Meissner W., Ochsenfeld R. Fin neuer Effekt bei Eintritt der Supraleitfähigkeit. Die Naturwissenschaften. J. 21, N. 44, 1933. P. 787-788.

18. Cuper Ch. G. An Jntroduction to the Teory of Superconductivity. – Oxford, 1968. 310 p.

19. Шриффер Дж. Теория сверхпроводимости. – М.: Наука, 1970. – 311 с.

20. London F., London H. Supraleitung and diamagnetismus. / Physica. V. 2. N. 4. 1935. P. 341-354.

21. London F. Une conception nouvell de la supra-conductibilite. / Aitualites Scientifiques et Industrielles. № 458. Exposes de physique theorique. XV. Paris. 1937. 80 p.

22. London F. On the Problem of the Molecular Theory of Superconductivity. / Physical Review. V. 74. N. 5. 1945. P. 562-573.

23. London F. Superfluids. Macroscopic theory of superionductivity. – New York, 1950. 161p.

24. Гинзбург В.Л. О сверхпроводимости и о сверхтекучести. Автобиография. Сб.статей и выступлений. – М.: Изд. физ.-мат. литературы, 2006. – 228 с.

25. Федюкин В.К. Основы альтернативной теории «сверхпроводимости»:Перпринт.-СПб.: СПбГИЭУ, 2009. – 123 с.

26. Федюкин В.К. Сверхпроводимости электричества не существует, а есть метастабильное сверхдианамагничивание веществ: Монография. – Старый Оскол: ТНТ, 2010. – 180 с.

27. Федюкин В.К. Теория сверхдианамагничиваемости веществ: Монография. - СПб.: СПбГИЭУ, 2010. – 185 с.

28. Миткевич В.Ф. Магнитный поток и его преобразования – М-Л.: Изд-во АН СССР, 1946. – 420 с.

29. Гинзбург В.Л. К теории сверхдиамагнетиков. / Письма в ЖЭТФ. Т. 30, Вып. 6. 1979. С. 345-349.

30. Волков Б.А., Копаев Ю.В. Диэлектрический фазовый переход в токовое состояние./ Письма в ЖЭТФ.Т.27. Вып.1.1978. С.10-13;

31. Волков Б.А. Гинзбург В.Л., Копаев Ю.В. О сверхмагнетизме в модели со спонтанными токами. / Письма в ЖЭТФ. Т. 27. Вып. 4. 1978. С.221−226.

32. Волков Б.А., Копаев Ю.В., Тугушев В.В. Закон Кюри в диамагнитной восприимчивости. / Письма в ЖЭТФ. Т. 27. Вып. 11. 1978. С. 615−618

33. Волков Б.А., Копаев Ю.В., Нунупаров М.С., Тугушев В.В. К структуре сверхдиамагнитного состояния. / Письма в ЖЭТФ. Т. 30. Вып. 6. 1979. С. 317−320

34. Гейликман Б.Т. Об аномальном диамагнетизме. ЖЭТФ. Т. 10. Вып. 5. 1940. С. 497−498.

35. Абрикосов А.А. Определение величины диэлектрической проницаемости и нормальной проводимости сверхпроводников. // Доклады АН СССР. Т. 86, 1952. С. 43-46.

36. Азбель М.Я. Об определении диэлектрической постоянной сверхпроводников.// Журнал экспериментальной и теоретической физики (ЖЭТФ). Т. 29. Вып.5(11), 1955. С. 705-707.

37. Гинзбург В.Л. Современное состояние теории сверхпроводимости.//Успехи физических наук. Т. 42. Вып. 3. С. 333-361.

38. Geim A.Everyone’s Magnetism. // Physics Today. September, 1998.

39. Vinocur V.M., Baturina T.I., Fistue M.V., Mironov A.Y., Baklanov M.R., Strink Ch. Superisulator and quantum synchronization. // Nature. London. 2008. V. 452. P. 330.

40. Аркадьев В.Н. О силах, действующих на диамагнитные тела. / Избранные труды. – М.: Изд-во АН СССР, 1961. – 331 с.

41. Гуревич А.В., Минц Р.Г., Рахманов А.Л. Физика композитных сверхпроводников. – М.: Наука, 1987. – 240 с.

42. Федюкин В.К. Технические «сверхпроводники» // Вестник ИНЖЭКОНА. Серия: Технические науки. Вып. 8 (67). 2013. С. 50−53.

43. Федюкин В.К. Решение проблемы «сверхпроводимости» электрического тока и сверхмагнетизма. 2-е изд., испр. и доп. – СПб.: Изд-во СПбГЭУ, 2014. – 226 с.

Оглавление

Введение.....3

1. Закон Ома и «сверхпроводимость».....4

2. Температурное электросопротивление.....7

3. Расчеты электрического сопротивления при различных температурах.....10

4. Диамагнитное сопротивление электрическому току.....14

5. Низкотемпературный сверхдиамагнетизм.....18

Литература.....25