

ЗАКОН ОМА ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ МЕТАЛЛОВ - ФУНДАМЕНТАЛЬНОЕ ПРОЯВЛЕНИЕ НЕТЕПЛООВОГО ДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА

© В.В. Сидоренков

Контакт с автором: vsidor4606@mtu-net.ru

Показано, что закон Ома электропроводности в металлах обусловлен нетепловым действием электрического тока и реализуется неразрывным единством двух физических явлений: гальваномеханической деформацией (нетепловой деформацией под действием тока) металла и вызванной этим явлением его деформационной электрической поляризацией, напряженность поля которой прямо пропорциональна удлинению проводника в таких условиях; при этом падение электрического напряжения представляет собой работу сторонних сил, запасенную в проводнике в виде дополнительной потенциальной энергии за счет изменения конфигурации системы.

Введение. При взаимодействии металлов с электромагнитным полем главную роль играет их высокая электропроводность, поэтому важным аспектом анализа указанного взаимодействия является выяснение физической природы отклика проводящей среды на наличие в ней электрического тока, нетривиально проявляющего себя за счет своего *нетеплового* действия. Впервые исследования нетеплового влияния электрического тока на физические свойства металлов были проведены Вертгеймом [1] еще в 1844 г. По удлинению проволочных образцов различных металлов при постоянной внешней механической нагрузке в условиях пропускания электрического тока ($j \sim 10^7 \dots 10^8 \text{ A/m}^2$) либо только при термическом воздействии для одной и той же температуры образца определялись соответственно модули упругости G_1 и G_2 исследуемого материала. Наличие разности $\Delta G = |G_1 - G_2|$ служило доказательством дополнительного нетеплового действия электрического тока на величину модуля упругости металла. Эти исследования считаются уникальным физическим экспериментом, и именно Вертгейму принадлежит приоритет открытия явления упорядоченного механически напряженного состояния металла, возникающего в процессе электропроводности. Однако в то время это явление не было должным образом воспринято и только спустя 125 лет “переоткрыто” Троицким [2].

В настоящее время указанный феномен исследуется в основном с целью применений на практике электропластического разупрочнения металлов под действием электрического тока высокой плотности $j \sim 10^8 \dots 10^9 \text{ A/m}^2$ [3]. Однако дискуссия о природе этого сложного и многогранного явления продолжается и отражена во многих публикациях (в частности, в [3–6]). В данной работе дается ответ на физически принципиальный вопрос о связи гальваномеханических деформаций (нетепловых деформаций под действием тока) с электрическим полем в металле при электропроводности.

Уравнение энергетического баланса процесса электропроводности в металлах. Оставаясь в рамках теории Друде электропроводности металлов [7], рассмотрим уравнение энергетического баланса для металлического проводника при наличии в нем электрического тока в следующем приближении:

$$w(j) = w_T + w_e + w_j. \quad (1)$$

Здесь представлены зависящие от плотности тока объемные плотности тепловой энергии w_T , потенциальной энергии электрического поля w_e и кинетической энергии дрейфового движения электронов w_j .

Тепловая энергия, выделяющаяся с течением времени в единице объема проводника с электрическим током, описывается законом Джоуля-Ленца:

$$w_T(j) = \frac{j^2}{\sigma} t, \quad (2)$$

где σ – удельная электрическая проводимость материала. Эта энергия равна работе сторонних сил, постоянно совершаемой над электронами проводимости в их дрейфовом движении, причем приращение внутренней энергии проводника проявляется в его нагреве.

Объемную плотность электрической энергии $w_e = \vec{E} \cdot \vec{D}/2$, связанную с присутствием в проводнике при электропроводности электрического поля, найдем, учитывая закон Ома $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ и поле электрического смещения в таких условиях $\vec{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \vec{E} = \tau \vec{j}$, где ε – относительная диэлектрическая проницаемость, ε_0 – электрическая постоянная. В результате энергия электрической поляризации проводника под действием тока запишется в виде

$$w_e(j) = \frac{1}{2} \frac{j^2}{\sigma} \tau. \quad (3)$$

Физический смысл коэффициента τ определяется с учетом теоремы Гаусса $\text{div} \vec{D} = \rho$ (ρ – объемная плотность электрического заряда) из уравнения непрерывности $\text{div} \vec{j} + \partial \rho / \partial t = 0$, решение которого $\rho(t) = \rho_0 \exp(-t/\tau)$ описывает закон релаксации заряда в проводящей среде. Следовательно, $\tau = \varepsilon \varepsilon_0 / \sigma$ есть постоянная времени релаксации электрического заряда (далее $\tau \equiv \tau_{\text{рел}}$) для данного материала.

Поскольку электрический ток представляет собой упорядоченное движение носителей заряда ненулевой массы, то указанный ток обладает механическим импульсом с объемной плотностью $\vec{g} = (m_e/e) \vec{j}$. Тогда для кинетической энергии дрейфового движения электронов проводимости металла получим:

$$w_j(j) = n \frac{m_e v_j^2}{2} = \frac{m_e}{2ne^2} j^2 = \frac{1}{4} \frac{j^2}{\sigma} \tau_{cm}, \quad (4)$$

где учтены выражения для вектора плотности тока $\vec{j} = ne \vec{v}_j$ и удельной электрической проводимости $\sigma = ne^2 \tau_{cm} / 2m_e$ [7]. Здесь m_e и e – масса и заряд электрона, n и v_j – концентрация и дрейфовая скорость электронов проводимости, τ_{cm} – среднее время свободного пробега электронов между столкновениями.

В итоге уравнение энергетического баланса процесса электропроводности в металле (1) запишется следующим образом:

$$w(j) = \frac{j^2}{\sigma} t + \frac{1}{2} \frac{j^2}{\sigma} \tau_{рел} + \frac{1}{4} \frac{j^2}{\sigma} \tau_{см}. \quad (5)$$

Видно, что при стационарном токе, в отличие от первого слагаемого w_T , линейно нарастающего во времени, два других, w_e и w_j от времени не зависят и соотносятся друг с другом в соответствии с численными значениями временных коэффициентов $\tau_{рел}$ и $\tau_{см}$. Определяемый аналитически коэффициент $\tau_{см}$ для металлов при комнатной температуре [7] по порядку величины равен $10^{-13} \dots 10^{-14}$ с, а значение $\tau_{рел}$, согласно [7, 6], примем $\sim 10^{-6}$ с. Несмотря на то, что w_j численно меньше w_e на 7-8 порядков, тем не менее, это слагаемое важно физически, так как отвечает за магнитную энергию проводника с током, и только оно сохраняется при сверхпроводимости, когда $\tau_{см} \rightarrow \infty$.

Таким образом, в случае нормального (несверхпроводящего) металла энергетика процесса электропроводности количественно в основном определяется тепловой $W_T(j)$ и электрической $w_e(j)$ энергиями, поставляемыми источником стороннего поля, причем физический механизм их реализации един и обусловлен передачей ионам кристаллической решетки проводника энергии упорядоченного движения электронов проводимости.

Деформационная поляризация металлов под действием электрического тока. В контексте рассматриваемого вопроса главной целью является выяснение природы электрической энергии $w_e(j)$, запаасаемой в проводнике с током. Покажем, что закон Ома электропроводности обусловлен откликом среды на нетепловое воздействие со стороны электрического тока и проявляет себя в виде электрической поляризации металла. Представления о векторе электрической поляризации вещества как дипольном моменте единицы объема в линейном приближении, прямо пропорциональном напряженности электрического поля $\vec{P} = ne\vec{l} = (\varepsilon - 1)\varepsilon_0\vec{E}$ ($|\vec{l}|$ - плечо диполя), приводят к выражению

$$\vec{E}(l_j) = \frac{ne}{\varepsilon\varepsilon_0} l_j, \quad (6)$$

позволяющему описать электрическое поле в металлической среде при ее поляризации; металл здесь рассматривается как диэлектрик с предельно большой восприимчивостью. В общем случае соотношение (6) является тензорным, но применять тензорную запись в наших рассуждениях нет необходимости.

В однородной проводящей среде значение объемной плотности электрического заряда $\rho(t) = \rho(0)\exp(-t/\tau_{рел})$ при квазистационарной ($t \gg \tau_{рел}$) электропроводности близко к нулю, поэтому процесс электрической поляризации металла в таких условиях будет протекать в локально электронейтральной среде, когда $\text{div}\vec{D} = 0$. Физически поле $E(l_j)$ обусловлено законом сохранения импульса в системе “электронный газ – ионный остов” кристаллической решетки проводника, где при наличии тока “центры масс” положительных и отрицательных зарядов в атомах смещаются относительно друг друга, создавая тем самым деформационную поляризацию среды. При этом индуцируемое в проводнике электрическое поле уравнивает поле сторонних сил, и в указанных

условиях результирующая сила, действующая на дрейфующие со скоростью \vec{v}_j электроны проводимости, равна нулю, что и определяет линейную зависимость $j \sim E$. Аналогией этому может служить, например, установившееся движение твердой частицы при падении ее в вязкой жидкости в поле силы тяжести.

Целесообразно отметить, что вывод об отсутствии в однородном проводнике с током объемного электрического заряда следует из предположения справедливости при электропроводности закона Ома, когда $j \sim E$. При этом игнорируется воздействие собственного магнитного поля тока

$rot \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ на движущиеся носители заряда посредством магнитной компоненты силы Лоренца $\vec{F} = e[\vec{v}_j, \vec{B}]$, величина которой в такой ситуации является квадратичной функцией тока.

Здесь $\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}$ - вектор магнитной индукции, зависящий от соответствующей напряженности, μ - относительная магнитная проницаемость среды, μ_0 - магнитная постоянная. Это обстоятельство должно приводить к нарушению локальной электронейтральности среды ($div \vec{D} = \rho$) за счет ухода вглубь проводника части электронов проводимости, где их кулоновское отталкивание компенсируется действием магнитного поля тока. Данный вопрос подробно рассмотрен в работах [8, 9], поэтому здесь ограничимся только этим замечанием.

Однако именно таким нарушением электронейтральности можно объяснить наблюдаемую в условиях, близких к изотермическим, квадратичную нелинейность вольтамперной характеристики медного проводника на постоянном токе [6], аппроксимируемую строгой аналитической зависимостью $E = aj + bj^2$, в которой квадратичное по току слагаемое заметно проявляет себя при плотности тока $j \sim 10^8 \text{ A/m}^2$ и более. Поэтому при обычной плотности тока $j \ll 10^8 \text{ A/m}^2$ эта нелинейность не может повлиять на результаты наших рассуждений, что подтверждают также и выводы проведенного выше анализа уравнения энергетического баланса процесса электропроводности (5).

Сопоставляя соотношение (6) с законом Ома электропроводности, получаем формулу для указанного динамического смещения “центров масс” разноименных зарядов

$$l_j = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{ne\sigma} j = \frac{\tau_{рел}}{ne} j = v_j \tau_{рел}, \quad (7)$$

вызывающего деформационную электрическую поляризацию металлического проводника с током. Интересно, что последнее соотношение в (7) аналогично по виду формуле для среднего значения “длины свободного пробега” электронов проводимости в металле: $l_T = v_T \tau_{cm}$, где v_T - их средняя тепловая скорость. Таким образом, процесс электрической проводимости порождает в металле электронейтральные микрообласти ($div \vec{D} = 0$), образно говоря, “полярные молекулы”, с дипольным моментом $\vec{p}_j = e \vec{l}_j$, ориентированным в изотропной среде коллинеарно направлению тока.

Фундаментальность величины динамического смещения \vec{l}_j (по сути, это “длина релаксации” заряда в проводнике) состоит в том, что на участках проводника такой длины разность электрических потенциалов

$$U(l_j) = \int_{l_j} E_l(l_j) dl = \frac{E(l_j)l_j}{2} = \frac{w_e(j)}{ne} \quad (8)$$

равна отношению объемных плотности электрической энергии (3) к плотности носителей заряда в металле. Данный результат нетривиален, поскольку он впервые в явном виде раскрывает физическую сущность падения электрического напряжения в проводнике, представляющего собой совокупность “элементарных ячеек” удельной электрической (потенциальной) энергии (8), созданных током в локально электронейтральной среде.

Численные оценки параметров “полярных молекул”, отвечающих соотношениям (7, 8), дают по порядку величины их максимальный, ограниченный токами разупрочнения реального металла ($j_{max} \sim 10^9 \text{ A/m}^2$), размер вдоль направления дипольного момента $l_j \sim 10^{-7} \text{ м}$, и, соответственно, максимальные значения момента $\bar{p}_j = e\bar{l}_j \sim 10^{-26} \text{ Кл}\cdot\text{м}$ и напряжения $U(l_j) \sim 10^{-6} \text{ В}$.

Согласно выражениям (6-8), физически естественно ожидать, что даже при реализации тем или иным способом условий, близких к изотермическим при пропускании тока, электрическое поле в металле должно сопровождаться упорядоченной механической деформацией проводника (удлинением вдоль тока), связанной с полем линейной зависимостью. Справедливость такого вывода подтверждена экспериментом [6], где феномен $E(l_j)$ условно назван *электроупругим эффектом*.

Заключение. Из результатов проведенных рассуждений непосредственно следует, что поле электрической поляризации металла порождается упорядоченным механически напряженным состоянием кристаллической решетки проводника, возникающим в процессе электрической проводимости. При этом описываемые законами электропроводности $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ и поляризации $\vec{D} = \tau_{рел} \vec{j}$ электрические векторы напряженности \vec{E} и смещения \vec{D} сущностно различны, соответствуют и находятся в том же отношении друг с другом, как и растягивающие усилия и смещения частиц среды, а объединяющее их соотношение $\vec{D} = \varepsilon\varepsilon_0 \vec{E}$ есть прямой аналог закона Гука в теории упругости. Следовательно, объемные плотности электрической и упругой энергий в проводящей среде, обусловленные нетепловым действием электрического тока, принципиально равны по величине, а физические механизмы их реализации тождественны.

Подводя итог, с необходимостью приходим к выводу, что нетепловое действие электрического тока фундаментально проявляет себя именно в законе Ома электропроводности металлов, где $\vec{E}(j)$ реализуется неразрывным единством двух физических явлений: гальваномеханической деформацией металла l_j и вызванной этим явлением его электрической поляризацией, величина напряженности поля $\vec{E}(l_j)$ которой прямо пропорциональна удлинению проводника в таких условиях. При этом энергетически процесс электропроводности сопровождается не только выделением тепловой энергии по закону Джоуля-Ленца $w_T(j)$, но и созданием дополнительной потенциальной энергии $w_e(j)$ за счет работы сторонних сил, запасенной в кристаллической решетке металла при изменении ее конфигурации, которая, в соответствии с соотношением (8), определяет физическую природу падения электрического напряжения в проводнике с током. Более подробно углубление в рамках классической электродинамики физических представлений о процессе стационарной электрической проводимости в металле и их современное полевое развитие рассматривается в работе [10].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Белл Дж.Ф.* Экспериментальные основы механики деформируемых твердых тел. Часть I. Малые деформации- М.: Наука, 1984. - 559 с.
2. *Троицкий О.А.* Электромеханический эффект в металлах // Письма в ЖЭТФ. -1969. - Т. 10. - С. 18-22.
3. *Спицын В.И., Троицкий О.А.* Электропластическая деформация металлов. - М.: Наука, 1985. - 160 с.
4. *Климов К.М., Новиков И.И.* Особенности пластической деформации металлов в электромагнитном поле // Доклады АН СССР. - 1980. Т. 253, № 3. - С. 603-606.
5. *Сидоренков В.В.* О механизме текстурирования металлов под действием электрического тока // Доклады АН СССР. - 1989. Т. 308, № 4. - С. 870-873.
6. *Корнеев Ю.В., Сидоренков В.В., Тимченко С.Л.* О физической природе закона электропроводности металлов // Доклады РАН. - 2001. Т. 380, № 4. - С. 472-475.
7. *Зоммерфельд А.* Электродинамика. - М.: ИЛ, 1958. - 501 с.
8. *Мартинсон М.Л., Недоспасов А.В.* О плотности заряда внутри проводника с током // Успехи физ. наук. - 1993. Т. 163, № 1. - С. 91-92.
9. *Сидоренков В.В.* Об электромагнитной квадратичной нелинейности проводящей магнитоупорядоченной среды // Радиотехника и электроника. - 2003. Т. 48, № 6. - С. 746-749.
10. *Сидоренков В.В.* Развитие физических представлений о процессе электрической проводимости в металле // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. - 2005. - № 2. - С. 35-46.