УДК 537.63

В. В. Сидоренков

РАЗВИТИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ О ПРОЦЕССЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ В МЕТАЛЛЕ

Показано, что электрическая поляризация металла обусловлена его упорядоченным механически напряженным состоянием, возникающим в процессе электропроводности, при этом падение электрического напряжения в проводнике представляет собой работу сторонних сил, запасенную в системе при изменении ее конфигурации. В развитие физических представлений о взаимодействии металлов с электромагнитным полем вводится понятие векторного электрического потенциала проводника с током, обсуждаются свойства и возможность его косвенного наблюдения.

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 нетеплового действия тока. Впервые исследования нетеплового влияния электрического тока на физические свойства металлов были проведены Г. Вертгеймом [1] еще в 1844 г. По удлинению проволочных образцов различных металлов при постоянной внешней механической нагрузке в условиях пропускания электрического тока ($j \sim 10^7 \ldots 10^8$ А/м^2) либо только при термическом воздействии и одной и той же температуре 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.

В настоящее время указанный феномен исследуется в основном с целью применения на практике электропластического разупрочнения металлов под действием электрического тока высокой плотности $j \sim 10^8 \ldots 10^9$ А/м^2 [2, 3]. Однако дискуссия о природе этого сложного и многогранного явления продолжается и отражена во многих публикациях (например, в [3–7]). В частности, 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.

Далее показано, что электрическая поляризация металла обусловлена его упорядоченным механически напряженным состоянием, возникающим в процессе электропроводности, при этом падение электрического напряжения в проводнике представляет собой работу сторонних сил, запасенную в системе при изменении ее конфигурации; в развитие представлений о взаимодействии металлов с электромагнитным полем вводится понятие векторного электрического потенциала проводника с током, обсуждаются свойства и возможность его косвенного наблюдения.

Уравнение энергетического баланса процесса электропроводности в металлах. Оставаясь в рамках теории Друде электропроводности металлов [8], рассмотрим уравнение энергетического баланса для металлического проводника при наличии в нем электрического тока в следующем приближении:

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

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:

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

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 соотношение для 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

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

Физический смысл коэффициента τ определяется с учетом теоремы Гаусса $\mathrm{div}\vec{D} = \rho$, где ρ – объемная плотность электрического заряда, из уравнения непрерывности $\mathrm{div}\vec{j} + \partial\rho/\partial t = 0$, 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 в проводнике присутствует также кинетическая энергия дрейфового движения этих зарядов. Тогда для электронов проводимости металла получим

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

где учтены выражения для вектора плотности тока $\vec{j} = ne\vec{v}_j$ и удельной электрической проводимости $\sigma = ne^2\tau_{\text{ст}}/2m_e$ [8]. Здесь m_e и e — масса и заряд электрона, n и v_j – концентрация и модуль дрейфовой скорости электронов проводимости, $\tau_{\text{ст}}$ — среднее время свободного пробега электронов между столкновениями.

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

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

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 временны́х коэффициентов $\tau_{\text{рел}}$ и $\tau_{\text{ст}}$. Определяемый аналитически коэффициент $\tau_{\text{ст}}$ для металлов при комнатной температуре [8] по порядку величины равен $10^{-13}\ldots10^{-14}$ с, а значение $\tau_{\text{рел}}$, согласно работам [8, 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 $\tau_{\text{ст}} \to \infty$.

Таким образом, в случае нормального (несверхпроводящего) металла энергетика процесса электропроводности количественно определяется в основном 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 $w_e(j)$, запасаемой 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: $\vec{P} = ne\vec{l} = (\varepsilon - 1)\varepsilon_0\vec{E}$, где $|\vec{l}|$ — плечо диполя, приводят к выражению

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

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 заряда $\rho(t) = \rho(0)\exp(-t/\tau)$ при квазистационарной ($t \gg \tau_{\text{рел}}$) 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 уравновешивает поле сторонних сил и в указанных условиях результирующая сила, действующая на дрейфующие со скоростью v_j электроны проводимости, равна нулю, что и определяет линейную связь $j \sim E$. 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 $\text{rot}\vec{H} = \vec{j} + \partial\vec{D}/\partial t$ на движущиеся носители заряда посредством магнитной компоненты силы Лоренца $\vec{F}_m = e[\vec{v}_j, \vec{B}]$, 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 ($\text{div}\vec{D} = \rho$) за счет ухода вглубь проводника части электронов проводимости, где их кулоновское отталкивание компенсируется действием магнитного поля тока. Данный вопрос подробно рассмотрен в работах [9, 10], поэтому ограничимся только этим замечанием.

Однако именно таким нарушением электронейтральности можно объяснить наблюдаемую в условиях, близких к изотермическим, квадратичную нелинейность вольт-амперной характеристики медного проводника при постоянном токе [6], аппроксимируемую строгой аналитической зависимостью $E(j) = aj + bj^2$, в которой квадратичное по току слагаемое заметно проявляет себя при плотности тока $j \sim 10^8$ А/м^2 и более. Поэтому при обычной плотности тока $j \ll 10^8$ А/м^2 эта нелинейность не может существенным образом 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 $\vec{j} = \sigma\vec{E}$, получаем формулу

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

для указанного динамического смещения “центров масс” разноименных зарядов, 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: $l_T = v_T\tau_{\text{ст}}$, где v_T — их средняя тепловая скорость. Таким образом, процесс электрической проводимости порождает в металле электронейтральные микрообласти ($\text{div}\vec{D} = 0$), образно говоря, “полярные молекулы”, с дипольным моментом $\vec{p}_j = e\vec{l}_j$, ориентированным коллинеарно направлению тока.

Фундаментальность величины динамического смещения l_j, по сути своей “длина релаксации” заряда в проводнике, состоит в том, что на участках проводника такой длины падение электрического напряжения (разность электрических потенциалов)

$$U(l_j) = \int\limits_{l_j} E_l dl = \frac{E(l_j)l_j}{2} = \frac{w_e(j)}{ne} \qquad (8)$$

равно отношению объемных плотности электрической энергии (3) и плотности носителей заряда в металле. Данный результат нетривиален, поскольку он в явном виде раскрывает физическую сущность разности электрических потенциалов в проводнике, представляющей собой последовательно ориентированную совокупность “элементарных ячеек” удельной электрической 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 ($j_{\max} \sim \sim 10^9$ А/м^2) размер вдоль направления дипольного момента $l_j \sim 10^{-7}$ м, и, соответственно, максимальные значения момента $p_j = el_j \sim \sim 10^{-26}$ Кл·м и напряжения $U(l_j) \sim 10^{-6}$ 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 (удлинением вдоль тока) проводника, связанной с полем линейной зависимостью. Справедливость такого вывода подтверждена экспериментом [6], где феномен $E(l_j)$ условно назван *электроупругим эффектом*.

Векторный электрический потенциал металлического проводника с током. В развитие представлений о взаимодействии металлов с электромагнитным полем, вместо стандартного описания электрического поля с помощью скалярного потенциала $\vec{E} = -\mathrm{grad}\varphi_e$, введем понятие векторного электрического потенциала $\vec{A}_e$ проводника с током. Такая альтернатива возможна, поскольку при электропроводности однородная проводящая среда остается обычно локально электронейтральной [10], а потому при ее электрической поляризации $\mathrm{div}\vec{D} = 0$. Следовательно, вектор электрического смещения можно представить как $\vec{D} = \mathrm{rot}\,\vec{A}_e$, где векторную функцию $\vec{A}_e$ называют *векторным электрическим потенциалом*. Его однозначность, т. е. чисто вихревой характер поля $\vec{A}_e(\vec{r})$, обеспечивается условием кулоновской калибровки $\mathrm{div}\vec{A}_e = 0$.

Здесь имеется полная математическая аналогия с векторным магнитным потенциалом $\vec{A}_m$, когда из равенства $\mathrm{div}\vec{B} = 0$ вытекает представление вектора магнитной индукции в виде $\vec{B} = \mathrm{rot}\,\vec{A}_m$. Подробно свойства вектора $\vec{A}_m$ рассмотрены в работе [11], отметим только, что если магнитный вектор-потенциал $\vec{A}_m$ считается вполне наблюдаемой физической величиной (эффекты Ааронова–Бома, Джозефсона, Мейснера и др.), то электрический вектор-потенциал $\vec{A}_e$ как физическая реальность не рассматривается и ему отводится роль формальной вспомогательной функции, используемой в вычислениях.

В применении к проводнику с током соотношение $\vec{D} = \mathrm{rot}\,\vec{A}_e$ для большей наглядности и математической общности представим в интегральной форме:

$$\oint\limits_{C} \vec{A}_e d\vec{l} = \int\limits_{S_C} \vec{D}\, d\vec{S} = \int\limits_{S_C} \tau_{\text{рел}} \vec{j}\, d\vec{S}, \tag{9}$$

где циркуляция вектора электрического потенциала $\vec{A}_e$ по замкнутому контуру C равна потоку вектора электрического смещения $\vec{D} = \tau_{\text{рел}}\vec{j}$ через поверхность S_C, опирающуюся на этот контур, причем указанный поток через замкнутую поверхность ($C \to 0$) равен нулю. Видно, что вектор $\vec{A}_e$ имеет размерность линейной плотности заряда.

На основе (9) можно получить конкретные формулы связи поля вектора $\vec{A}_e$ с полями векторов $\vec{D}$ и $\vec{j}$, однородно распределенными внутри кругового цилиндрического проводника радиуса R и ориентированными вдоль его оси симметрии. В результате имеем

$$\begin{aligned} \vec{A}_e(\vec{r}\,) &= \frac{1}{2}[\vec{D}, \vec{r}\,] = \frac{\tau_{\text{рел}}}{2}[\vec{j}, \vec{r}\,] \quad \text{при } r < R, \\ \vec{A}_e(\vec{r}\,) &= \frac{1}{2}\frac{R^2}{r^2}[\vec{D}, \vec{r}\,] = \frac{\tau_{\text{рел}}}{2}\frac{R^2}{r^2}[\vec{j}, \vec{r}\,] \quad \text{при } r > R. \end{aligned} \tag{10}$$

Таким образом, поле электрического векторного потенциала $\vec{A}_e(\vec{r}\,)$ существует как в самом проводнике с током, так и вовне, оно непрерывно на его поверхности, при этом вектор $\vec{A}_e$ всегда ортогонален плоскости, в которой лежат векторы $\vec{j}$ и $\vec{r}$. Здесь физически интересно представить проводник с током как “электрический соленоид”, поскольку поля индукции $\vec{D}(\vec{j}\,)$ и ее векторного потенциала $\vec{A}_e(\vec{r}\,)$ функционально эквивалентны аналогичным зависимостям $\vec{B}(\vec{j}\,)$ и $\vec{A}_m(\vec{j}\,)$ магнитного соленоида [11].

По сути, соотношение (9) о циркуляции электрического векторпотенциала устанавливает физически содержательное положение о том, что величина циркуляции вектора $\vec{A}_e$ по замкнутому контуру определяется поляризационным (связанным) электрическим зарядом, индуцированным на поверхности, опирающейся на этот контур:

$$\oint\limits_{C} \vec{A}_e d\vec{l} = \int\limits_{S_C} \tau_{\text{рел}} ne\vec{v}_j d\vec{S} = \int\limits_{S_C} ne\vec{l}_j d\vec{S} = \int\limits_{S_C} \sigma_{\text{пол}} dS = q_{\text{пол}}, \tag{11}$$

где $\sigma_{\text{пол}}$ — поверхностная плотность поляризационного заряда. Отсюда, в частности, следует определение вектора электрического смещения $\vec{D}$, по величине равного плотности поляризационного заряда на пробной площадке, ориентация которой в данной точке создает на ней максимальное значение этого заряда, а нормаль к площадке указывает направление вектора $\vec{D}$, совпадающее с направлением вектора $\vec{j}$. Определение вектора $\vec{D}$ как потокового вектора показывает его физическое отличие от линейного вектора напряженности $\vec{E}$, являющегося силовой характеристикой электрического поля.

В этой связи укажем, что предпочтительнее, по сравнению с абсолютной системой единиц физических величин СГС, использовать систему единиц СИ, широко распространенную в настоящее время в науке и технике. Введение в системе СИ размерного множителя ε_0 в соотношении $\vec{D} = \varepsilon\varepsilon_0\vec{E}$ действительно оправдано, поскольку тем самым объединяются физически различные электрические величины: линейный (силовой) вектор напряженности $\vec{E}$ и потоковый вектор смещения $\vec{D}$. Аналогично в другом материальном уравнении размерная константа μ_0 связывает линейные и потоковые векторные величины: $\vec{B} = \mu\mu_0\vec{H}$. Напротив, в гауссовой системе единиц безразмерные коэффициенты $\varepsilon_0 = 1$ и $\mu_0 = 1$ делают векторы $\vec{E}$ и $\vec{D}$, $\vec{H}$ и $\vec{B}$ тождественными, что обедняет физическое содержание соотношений электромагнетизма, оставляя в них формальное математическое описание. Физические свойства указанных векторных полей, акцентируемые в системе СИ, наиболее полно отражены в электродинамических уравнениях, сформулированных в окончательной форме Максвеллом, где (и Максвелл это особо подчеркивал [12]) описываются вихри именно линейных векторов $\vec{E}$ и $\vec{H}$, а дивергенции — потоковых векторов $\vec{D}$ и $\vec{B}$. Отметим, что векторные потенциалы $\vec{A}_e$ и $\vec{A}_m$ по определению являются линейными векторами.

Однако представления о вектор-потенциале $\vec{A}_e$ будут иметь по-настоящему физическое содержание только тогда, когда указан, хотя бы в принципе, метод его наблюдения, а лучше — конкретный способ измерения параметров этого векторного поля. В рассматриваемом случае это вполне возможно ввиду полной математической тождественности соотношений $\vec{D} = \operatorname{rot}\vec{A}_e$ и $\vec{j} = \operatorname{rot}\vec{H}$. Тогда в асимптотике низких частот $(\omega \to 0)$ распределение поля векторного электрического потенциала $\vec{A}_e(\vec{r})$ проводника с током полностью соответствует топологии распределения напряженности магнитного поля $\vec{H}(\vec{r})$, созданного этим током в процессе электропроводности, а их величины между собой прямо пропорциональны:

$$\vec{A}_e(\vec{r}) = \tau_{\text{рел}}\vec{H}(\vec{r}). \tag{12}$$

Согласно [8] порядок величины времени релаксации электрического заряда в металлах составляет $\tau_{\text{рел}} \sim 10^{-6}$ с, а конкретно для меди из эксперимента — $\tau_{\text{рел}} \sim 3{,}6 \cdot 10^{-6}$ с [6]. Следовательно, электрический векторный потенциал $\vec{A}_e$ проводника с током при $\omega \to 0$ можно считать косвенно наблюдаемой физической величиной, поскольку измерение магнитного поля не представляет серьезной технической проблемы.

Для иллюстрации физической значимости векторного потенциала электрического поля $\vec{A}_e$ формально введем, аналогично вектору плотности потока электромагнитной энергии Пойнтинга $\vec{S} = [\vec{E}, \vec{H}]$, потоковый вектор $[\vec{E}, \vec{A}_e]$, который для цилиндрического проводника с током запишется в виде

$$[\vec{E}, \vec{A}_e] = \frac{\tau_{\text{рел}}}{2\sigma}[\vec{j}\,[\vec{j}, \vec{r}]] = -\frac{1}{2}\frac{j^2}{\sigma}\tau_{\text{рел}}\vec{r} = -w_e\vec{r}. \tag{13}$$

Здесь w_e — объемная плотность электрической энергии, определяемая соотношением (3). Видно, что данный вектор определяет электрическую энергию, приходящуюся на единицу площади поверхности проводника с током. Тогда из уравнений Максвелла, подобно известному соотношению $\operatorname{div}[\vec{E}, \vec{H}] = -\vec{E}\vec{j}$ баланса расхода энергии электромагнитного поля на нагрев проводника, получим с учетом равенства $\vec{D} = \operatorname{rot}\vec{A}_e$ аналогичное уравнение баланса энергии процесса электрической поляризации проводящей среды при стационарной электропроводности:

$$\operatorname{div}[\vec{E}, \vec{A}_e] = -\vec{E}\vec{D} = -\tau_{\text{рел}}\vec{E}\vec{j}.$$

В этом случае стоит также указать два других потоковых вектора: $[\vec{H}, \vec{A}_m]$ и $[\vec{A}_e, \vec{A}_m]$. Согласно [11] для магнитного поля в рассматриваемом случае при $r \leq R$ имеем

$$\vec{H} = \frac{1}{2}[\vec{j}, \vec{r}], \quad \vec{A}_m = -\frac{\mu\mu_0}{4}r^2\vec{j}.$$

В результате получим конкретные выражения для векторов:

$$[\vec{H}, \vec{A}_m] = -\mu\mu_0\frac{r^2}{8}j^2\vec{r}, \quad [\vec{A}_e, \vec{A}_m] = -\tau_{\text{рел}}\mu\mu_0\frac{r^2}{8}j^2\vec{r}, \tag{14}$$

которые определяют соответственно магнитную энергию и момент импульса электромагнитного поля, поступающие в цилиндрический проводник через единицу площади его боковой поверхности. При этом $\operatorname{div}[\vec{H}, \vec{A}_m] = -\vec{H}\vec{B}$ есть уравнение энергетического баланса процесса намагничивания проводящей среды под действием постоянного электрического тока, а уравнение $\operatorname{div}[\vec{A}_e, \vec{A}_m] = -\vec{A}_e\vec{B} = -\tau_{\text{рел}}\vec{H}\vec{B}$ описывает передачу проводнику в таких условиях момента импульса электромагнитного поля.

Подводя итог, отметим, что выявленные на основе физических представлений о векторных потенциалах $\vec{A}_e$ и $\vec{A}_m$ электромагнитного поля потоки электрической и магнитной энергий и момента импульса существуют одновременно. Они вместе с энергетическим потоком джоулевых потерь в принципе сопровождают процесс электропроводности в обычном (не сверхпроводящем) металле. Однако если энергетические потоки, поступающие в проводник с током, физически оправданы, то существование потока момента импульса не очевидно [13] и требует объяснения, поскольку это указывает на то, что электрический ток обладает не только импульсом, но и его моментом.

Заключение. Проведенные рассуждения, как нам представляется, показали, что связь поля электрической напряженности с плотностью электрического тока в металле $E(j)$, отвечающая закону Ома, реализуется неразрывным единством двух физических явлений: гальваномеханической деформацией (нетепловой деформацией под действием тока) металла l_j и вызванной этим явлением его электрической поляризацией, напряженность поля $E(l_j)$ которой прямо пропорциональна удлинению проводника в таких условиях. Соответственно, внутренняя энергия металла за счет действия электрического тока $w(j)$ обусловлена не только выделением тепловой энергии по закону Джоуля–Ленца $w_T(j)$, но и наличием потенциальной электрической энергии $w_e(j)$, представляющей собой работу сторонних сил, запасенную в системе при изменении ее конфигурации, которая согласно соотношению (8) определяет природу падения электрического напряжения в проводнике при электропроводности.

Итак, поле электрической поляризации металла порождается его упорядоченным механически напряженным состоянием, вызванным нетепловым действием электрического тока. Другими словами, нетепловое действие электрического тока фундаментально проявляет себя именно в законе Ома электропроводности в металлах. При этом описываемые законами электропроводности $\vec{j} = \sigma\vec{E}$ и электрической поляризации $\vec{D} = \tau_{\text{рел}}\vec{j}$ электрические векторы напряженности $\vec{E}$ и смещения $\vec{D}$ физически различны и находятся в отношении друг с другом как 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. Отсюда непосредственно следует вывод, что объемные плотности электрической и упругой энергий в проводнике, обусловленные нетепловым действием электрического тока, принципиально равны по величине, а физические механизмы их реализации тождественны.

На конкретном примере исследования взаимодействия металлов с электромагнитным полем установлено, что формальное использование представлений о векторных потенциалах: электрическом $\vec{A}_e$ и магнитном $\vec{A}_m$, позволило сделать утверждение, что вместе с потоком вектора электромагнитной энергии Пойнтинга в проводник при электропроводности поступают потоки чисто электрической и магнитной энергий и момента электромагнитного импульса, существующие в электромагнитном поле. Таким образом, возникает проблема аргументированного, строгого обоснования приведенных фактов, и возможно предсказание других явлений, для которых необходимо указать известные либо сформулировать новые физические представления о фундаментальной роли векторных потенциалов в явлениях электромагнетизма. Здесь, по мнению автора, наиболее кардинальной является проблема модификации для указанных потенциалов электродинамических уравнений Максвелла, возможность которой заложена в их структуре. Тем не менее, уже сейчас, наряду с традиционными векторными полями в электродинамике: $\vec{E}$, $\vec{H}$, $\vec{D}$ и $\vec{B}$, векторные потенциалы $\vec{A}_e$ и $\vec{A}_m$ можно считать полноправными физически значимыми полями, расширяющими наши представления об электромагнитных полевых процессах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wertheim G. Untersuchungen über die Elasticität // Ann. Phys. und Chem. – 1848. – Bd. 11/11. – S. 1–114.
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 // ДАН СССР. – 1980. – Т. 253, № 3. – С. 603–606.
5. Сидоренков В. В. О механизме текстурирования металлов под действием электрического тока // ДАН СССР. – 1989. – Т. 308, № 4. – С. 870–873.
6. Корнев Ю. В., Сидоренков В. В., Тимченко С. Л. О физической природе закона электропроводности металлов // Докл. РАН. – 2001. – Т. 380, № 4. – С. 472–475.
7. Марахтанов М. К., Марахтанов А. М. Волновая форма электронного переноса теплоты в металле // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. “Машиностроение”. – 2001. – № 4. – С. 84–94.
8. Зоммерфельд А. Электродинамика. – М.: ИЛ, 1958. – 501 с.
9. Мартинсон М. Л., Недоспасов А. В. О плотности заряда внутри проводника с током // УФН. – 1993. – Т. 163, № 1. – С. 91–92.
10. Сидоренков В. В. Об электромагнитной квадратичной нелинейности проводящей магнитоупорядоченной среды // РЭ. – 2003. – Т. 48, № 6. – С. 746–749.
11. Антонов Л. И., Миронова Г. А., Лукашева Е. В., Чистякова Н. И. Векторный магнитный потенциал в курсе общей физики / Препринт № 11. – М.: Изд-во МГУ, 1998. – 47 с.
12. Максвелл Дж. К. Трактат об электричестве и магнетизме. Т. 1. – М.: Наука, 1989. – 416 с.
13. Соколов И. В. Момент импульса электромагнитной волны, эффект Садовского и генерация магнитных полей в плазме // УФН. – 1991. – Т. 161, № 10. – С. 175–190.

Статья поступила в редакцию 15.02.2005