

НЕКОТОРЫЕ ПРОБЛЕМЫ СОВРЕМЕННОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ

Вячеслав Иванович КОЗЛОВ родился в 1946 г. в с. Мулловка Мелекесского района Ульяновской области. Начальник отдела ФГНУ «Государственный научно-исследовательский институт прикладной механики и электродинамики». Кандидат технических наук. Основные научные интересы — в области физики и техники плазодинамических устройств. Автор более 50 научных работ.

Vyacheslav I. KOZLOV, Ph.D., was born in 1946, in the Ulianovsk Region. He is currently the Head of a Department at the Research Institute of Applied Mechanics and Electrodynamics (RIAME). His major research interests are in the physics and technology of plasmodynamic devices. He has published over 50 technical papers.

Проводится анализ динамики электронов в некоторых примерах реализации плазодинамических систем как самостоятельной области исследования проблем электродинамики. Рассматривается общая физическая картина электромагнитного поля, предполагающая существование нейтрального электрического поля, создаваемого вещественными образованиями, а также потенциальный характер действующего электрического поля \vec{E} , возникающего при изменении магнитной индукции \vec{B} в точке пространства. Делается вывод о звуковой природе света и относительности его скорости в инерциальных системах отсчета. Рассматривается принципиальная возможность создания ускоряющего воздействия на летательные аппараты в межпланетном пространстве без затрат расходуемой массы.

Введение

Одним из основополагающих законов электродинамики как науки о физических явлениях в среде с изменяющимися электрическими и магнитными полями является открытый в 1831 г. М. Фарадеем закон электромагнитной индукции [1]. В той форме, в какой этот закон был сформулирован Фарадеем, он устанавливает количественную связь между величиной заряда, прошедшего по электрической цепи, и потоком магнитной индукции, пересеченным проводником.

Следующий шаг, позволивший перейти к описанию обнаруженного явления, требовал некоторых представлений о его физической картине, и этот шаг спустя 30 лет был сделан Дж. Максвеллом. Анализируя результаты опытов Фарадея, Максвелл высказал и формализовал в виде уравнений связи

сделанные им предположения о механизмах явлений, наблюдаемых в электромагнитном поле [2]. Однако для обоснования своих предположений Максвелл мог использовать практически те же опытные данные, что и Фарадей, и, возможно, поэтому, вводя понятие обобщенного электрического поля, имеющего как потенциальный, так и вихревой характер, он оставляет действующее электрическое поле за рамками представлений о механизме явления электромагнитной индукции. При кажущейся общности уравнений Максвелла они в целом не образуют замкнутой системы, поскольку в уравнениях нет связи между вихревым и потенциальным электрическими полями, кроме той, которая формально определяет их как две составляющие обобщенного электрического поля [3, 4]. Несмотря на то что использование уравнений Макс-

велла оказалось эффективным в теоретических исследованиях широкого круга задач электродинамики [5], созданная им картина электромагнитного поля затрудняет поиск подходов в исследовании ряда физических явлений, наблюдаемых, в частности, в проводящих средах и известных как «аномальные».

Самостоятельной областью исследования проблем электродинамики являются плазодинамические системы, использующиеся для удержания плазмы [6] или ее ускорения [7]. В настоящее время такие явления, как высокая в некоторых случаях проводимость замагниченной плазмы, нагрев электронов в магнитном поле и связанное с ним немаксвелловское распределение электронов по энергиям и др., наблюдающиеся в плазодинамических системах, не объясняются в рамках современной электродинамики, в основу которой положены предположения о механизмах явлений, наблюдаемых в электромагнитном поле, высказанные Максвеллом и введенные в науку как постулаты. Представленные в данной статье результаты исследования плазодинамических систем в некоторых примерах их реализации показывают, что при изменении потока магнитной индукции в таких системах индуцируется потенциальное электрическое поле \vec{E} , направленное перпендикулярно к вектору магнитной индукции \vec{B} , а под действием полей \vec{E} и \vec{B} в замкнутом проводящем контуре возникает ток, имеющий холловскую (дрейфовую) природу. При этом вихревое электрическое поле рассматривается как составляющая обобщенного электрического поля, энергия которого затрачена на компенсацию сил сопротивления среды. Полученные результаты позволяют использовать новые подходы в исследовании «аномальных» явлений, наблюдаемых в электродинамических системах.

1. Динамика электронов в некоторых примерах реализации плазодинамических систем

Рассмотрим пример. Для удержания плазмы используется азимутально симметричный поток магнитной индукции Ψ (рис. 1), в котором для электронов выполняется условие $\omega_c \tau_e \gg 1$, где ω_c — электронная циклотронная частота; τ_e — время между столкновениями электронов с частицами плазмы, а ларморовский радиус ионов больше линейных размеров области магнитного поля, удерживающего плазму.

Обладая температурой T_e , электроны, отражаясь от конечных областей потока, дрейфуют в направлении, перпендикулярном вектору магнитной

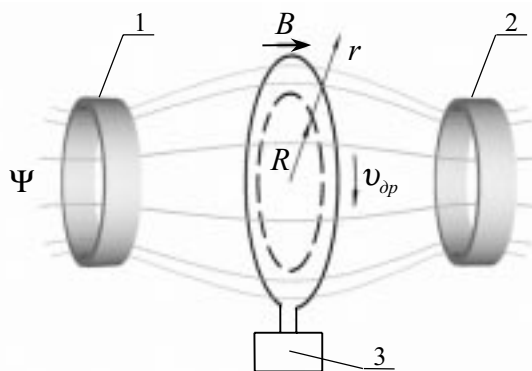


Рис. 1. Схема возбуждения колебаний потока магнитной индукции Ψ в магнитной «ловушке»: 1, 2 — магнитные катушки; 3 — ВЧ-генератор

индукции \vec{B} , по замкнутым круговым траекториям с постоянной скоростью

$$\vec{v}_{др} = -\frac{kT_e}{e} \frac{[\vec{B} \times \nabla B]}{B^3} \quad (1)$$

и образуют контуры тока плотностью

$$\vec{j}_{др} = -en_e \vec{v}_{др}, \quad (2)$$

где k — постоянная Больцмана; e — заряд электрона; n_e — концентрация электронов.

На каждый из указанных контуров действует сила Ампера. Ее величина, приведенная к одному электрону

$$\vec{F}_A = \frac{\vec{j}_{др} \times \vec{B}}{n_e} = -e[\vec{v}_{др} \times \vec{B}], \quad (3)$$

уравновешена центробежной силой

$$\vec{F}_c = \frac{mv_{др}^2}{R^2} \vec{R}, \quad (4)$$

где \vec{R} — радиус кривизны траектории дрейфа электрона, и силой, обусловленной градиентом электронного давления $\nabla p_{e\perp}$:

$$\vec{F}_{\nabla p} = -\frac{\nabla p_{e\perp}}{n_e} = -\frac{kT_e \nabla n}{n_e}. \quad (5)$$

В этом случае уравнение движения электрона записывается в виде

$$-e[\vec{v}_{др} \times \vec{B}] + \frac{mv_{др}^2}{R^2} \vec{R} - \frac{kT_e \nabla n_e}{n_e} = 0. \quad (6)$$

Внесем возмущение в эту систему изменяющимся потоком магнитной индукции $\Psi^*(t)$, создаваемым подключенным к ВЧ-генератору проводящим контуром, охватывающим поток Ψ или его часть, как показано на рис. 1, и рассмотрим возмущенное движение электрона. Для простоты будем считать, что указанный контур не нарушает круговую симметрию плазмодинамической системы.

Обратимся к закону электромагнитной индукции в его общей форме, согласно которому изменение потока магнитной индукции через замкнутый контур вызывает электродвижущую силу (ЭДС), противодействующую этому изменению. В соответствии с законом электромагнитной индукции каждому из контуров тока (контуров дрейфа электронов) соответствует значение ЭДС, определяемое выражением

$$\mathcal{E}(r,t) = -\frac{\partial \Psi^*(r,t)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial t} \int_{S(r)} \vec{B}^*(r,t) d\vec{S}, \quad (7)$$

где $\Psi^*(r,t)$ — поток магнитной индукции через контур дрейфа электронов с радиусом r , создаваемый возмущающим контуром; $d\vec{S}$ и $S(r)$ — соответственно элемент и площадь поверхности, охватываемой контуром дрейфа; $\vec{B}^*(r,t)$ — вектор магнитной индукции возмущающего контура (плотность потока $\Psi^*(r,t)$).

В рассматриваемом примере плазмодинамической системы распределение индукции $\vec{B}^*(r,t)$ в плоскости контура — однородное.

Анализируя действующие в системе механизмы, обеспечивающие ее динамическое равновесие, приходим к выводу, что ЭДС $\mathcal{E}(r,t)$ вызовет изменение тока в контуре дрейфа и, соответственно, его плотности за счет изменения скорости дрейфа. Механизм этого изменения может быть связан только с появлением потенциального электрического поля $\vec{E}^*(r,t)$, направленного перпендикулярно вектору магнитной индукции $\vec{B}^*(r,t)$.

Действие полей $\vec{E}^*(r,t)$ и $\vec{B}^*(r,t)$ вызывает дрейф электронов со скоростью

$$\vec{v}_{др}^*(r,t) = \frac{\vec{E}^*(r,t) \times \vec{B}^*(r,t)}{B^{*2}(r,t)}, \quad (8)$$

в результате которого возникает ток плотностью

$$\vec{j}^*(r,t) = -en_e \vec{v}_{др}^*(r,t). \quad (9)$$

В соответствии с законом Ампера этот ток вызовет появление действующих на электроны сил, обусловленных потенциальным электрическим полем

$$\vec{E}^{**}(r,t) = \frac{\vec{j}^*(r,t) \times \vec{B}^*(r,t)}{en_e}. \quad (10)$$

Поле $\vec{E}^{**}(r,t)$ направлено навстречу полю $\vec{E}^*(r,t)$, и результатом его действия станет дрейф электронов в магнитном поле $\vec{B}^*(r,t)$ со скоростью

$$\vec{v}_{др}^{**}(r,t) = \frac{\vec{E}^{**}(r,t) \times \vec{B}^*(r,t)}{B^{*2}(r,t)}, \quad (11)$$

направленной навстречу скорости $\vec{v}_{др}^*$. Соответственно вектор плотности тока

$$\vec{j}^{**}(r,t) = -en_e \vec{v}_{др}^{**} \quad (12)$$

направлен навстречу вектору $\vec{j}^*(r,t)$.

Запишем выражения для результирующих значений напряженности электрического поля $\vec{E}(r,t)$ и плотности тока $\vec{j}(r,t)$, соответствующих значению магнитной индукции $\vec{B}^*(r,t)$ возмущающего потока:

$$\vec{E}(r,t) = \vec{E}^*(r,t) + \vec{E}^{**}(r,t); \quad (13)$$

$$\vec{j}(r,t) = \vec{j}^*(r,t) + \vec{j}^{**}(r,t). \quad (14)$$

Таким образом, в замагниченной плазме при изменении потока магнитной индукции $\Psi^*(r,t)$ через замкнутый контур индуцируется потенциальное электрическое поле $\vec{E}^*(r,t)$, с которым связано появление дрейфа электронов в магнитном поле $\vec{B}^*(r,t)$ и соответствующего этому дрейфу тока плотностью $\vec{j}^*(r,t)$. Динамика изменения названных параметров описывается уравнением

$$\frac{\partial \Psi^*(r,t)}{\partial t} = M \cdot L(r) \frac{\partial \vec{j}^*(r,t)}{\partial t} = \int_{\Delta r} \vec{E}^*(r,t) dr, \quad (15)$$

где $L(r)$ — индуктивность контура дрейфа; M — площадь сечения трубки тока; Δr — ширина трубки тока.

Уравнение (15) является уравнением связи изменения потока магнитной индукции с потенциальным электрическим полем, противодействующим указанному изменению, и, таким образом, оно является выражением закона электромагнитной индукции в форме, отличной от его формы, данной Максвеллом.

Заметим, что в этом выражении, как и в механизме рассмотренного явления, действие вихревого электрического поля в явном виде не обнаруживается.

Решение уравнения (15) показывает, что электрическое поле $\vec{E}(r,t)$ и ток в контуре дрейфа совершают гармонические колебания с частотой

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{L(r) \cdot C(r)}}, \quad (16)$$

где $C(r)$ — емкость трубки тока.

В качестве другого примера реализации плазмодинамической системы рассмотрим магнитную «ловушку», использующуюся для удержания плазмы в ускорителях с замкнутым дрейфом электронов. Ее принципиальная схема представлена на рис. 2.

В области спадающего магнитного поля этой системы ($\nabla_z B < 0$) существует градиентный дрейф электронов, скорость которого определяется выра-

жением (1). Здесь равновесие электронов также устанавливается в динамическом режиме, поддерживаемом за счет градиентного дрейфа частиц при их постоянном поступлении с катода и уходе на анод (на схеме не показаны) под действием различных механизмов переноса поперек поля \vec{B} . При этом не создается значительных градиентов электронного давления. В этом примере, по сравнению с предыдущим, изменяется направление центробежной силы, обусловленной кривизной контура дрейфа. Поэтому действующая на контур сила Ампера $\vec{F}^*(r,t)$ не уравновешена и вызывает встречный дрейф частиц со скоростью $\vec{v}^{**}(r,t)$, определяемой выражением

$$\vec{v}^{**}(r,t) = -\frac{\vec{F}^*(r,t) \times \vec{B}(r)}{eB^2(r)}. \quad (17)$$

Ток дрейфа, обусловленный скоростью $\vec{v}^{**}(r,t)$, в свою очередь вызывает появление силы $\vec{F}^{**}(r,t)$, направленной навстречу силе $\vec{F}^*(r,t)$.

Динамика изменения векторной суммы полей $\vec{E}^*(r,t)$ и $\vec{E}^{**}(r,t)$, вызывающих действие на электроны сил $\vec{F}^*(r,t)$ и $\vec{F}^{**}(r,t)$, связана с изменением плотности результирующего тока $\vec{j}(r,t)$ в замкнутом контуре дрейфа и, следовательно, с изменением собственного потока магнитной индукции $\Psi^*(r,t)$ в контуре, которое описывается уравнением, аналогичным уравнению (15).

Таким образом, рассматриваемая плазмодинамическая система представляет собой генератор колебаний потока магнитной индукции $\Psi^*(r,t)$ через замкнутый контур. С изменением этого потока связано возникновение потенциального электрического поля, вектор напряженности которого $\vec{E}(r,t)$ направлен перпендикулярно вектору магнитной индукции $\vec{B}^*(r,t)$ и вектору плотности $\vec{j}(r,t)$ азимутально направленного тока, имеющего дрейфовую природу.

В рассмотренных примерах реализации плазмодинамических систем существование потенциального поля $\vec{E}(r,t)$ выявляется посредством внешнего (стороннего) потока магнитной индукции Ψ , за счет которого трансформируется конфигурация собственного потока $\Psi^*(r,t)$, охватывающего кон-

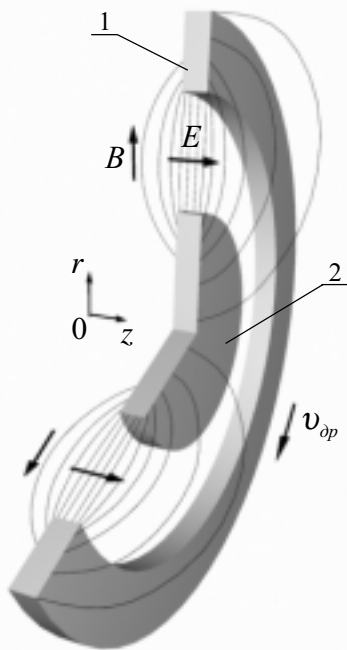


Рис. 2. Схема плазмодинамической системы ускорителя с замкнутым дрейфом электронов:
1 — наружный магнитный полюс;
2 — внутренний магнитный полюс

тур дрейфа, и нарушается центральная симметрия индуцируемого электрического поля. В результате нарушения центральной симметрии поля $\vec{E}(r,t)$ результирующая сила, действующая на носители заряда в сечении контура тока, становится не равной нулю (в чем и состоит механизм возникновения силы Ампера) и позволяет обнаружить существование этого поля.

Хотя механизм электромагнитной индукции связан с собственным потоком магнитной индукции контура тока, влияние внешнего потока на этот механизм, как мы показали, может приводить к ее качественно новым результатам. К числу таких результатов относятся наблюдаемые в ускорителях плазмы с замкнутым дрейфом электронов «аномальный» перенос электронов поперек магнитного поля, а также нагрев их значительной части в магнитном поле, происходящий за счет общей тепловой энергии частиц [8—10].

2. Общая физическая картина электромагнитного поля

Рассмотрим физическую картину электромагнитного поля, принимая во внимание несмешиваемость электрических полей, создаваемых электрическими зарядами. Это означает, что поле любого заряда всегда может быть выделено из общей совокупности электрических полей, составленной по правилам суперпозиции. При этом указанная совокупность может оказывать нулевое результирующее действие на электрические заряды, но не может приводить к исчезновению ее составляющих.

С учетом несмешиваемости электрических полей можно прийти к выводу, что все окружающее пространство заполнено нейтральным электрическим полем вещественных образований как совокупности частиц, обладающих электрическими зарядами. Подобно тому, как нейтральное вещество состоит из частиц с разноименными зарядами, нейтральное электрическое поле представляет собой множество вложенных одно в другое положительных \vec{E}_{q^+} и отрицательных \vec{E}_{q^-} электрических полей. При этом вложение разноименных полей осуществляется таким образом, что в невозмущенном состоянии соответствующие этим полям эквипотенциальные поверхности совпадают, и это обеспечивает их общую нейтральность.

Поля \vec{E}_{q^+} и \vec{E}_{q^-} огромны по величине. Так в точке, удаленной от Солнца на расстояние $6 \cdot 10^{12}$ м, что превышает расстояние от него до Плутона — са-

мой удаленной планеты Солнечной системы, вся совокупность электронов Солнца создает такое электрическое поле, которое могла бы создать в этой точке частица с зарядом, равным заряду $\sim 10^{32}$ электронов. Такое же поле, но противоположно направленное, создается в этой точке всей совокупностью протонов Солнца.

Нейтральное электрическое поле несет скрытую информацию о вещественных образованиях как его источниках, и расшифровка такой информации может существенно дополнить картину распределения массы во Вселенной и ее динамики. Это поле обладает нулевой энергией, поэтому появление положительного или отрицательного электрического поля связано с энергетическими затратами на их разделение.

Существование электрических зарядов обнаруживается уже при смещении носителей заряда одного знака относительно носителей заряда другого знака, происходящего за счет сторонних сил, даже когда при этом нейтральность вещества не нарушается. Результатом такого смещения является электрический ток.

Точно так же обнаруживаются соответствующие указанным зарядам разноименные электрические поля — уже при смещении одного поля относительно другого вдоль эквипотенциальных поверхностей, и это смещение характеризуется некоторым распределением векторного потенциала \vec{A} , известного в электродинамике как потенциал магнитного поля.

Под действием вносимых возмущений относительное смещение разноименных полей может происходить в направлении, перпендикулярном их эквипотенциальным поверхностям, и его результатом является действующее электрическое поле того

или другого знака (направления) $\vec{E} = \vec{E}_{q^+} + \vec{E}_{q^-}$.

Поскольку поля \vec{E}_{q^+} и \vec{E}_{q^-} огромны по величине, то напряженность действующего электрического поля \vec{E} в практических задачах не зависит от расстояния точки пространства до вещественных образований, а зависит лишь от энергии возмущающих воздействий, вызывающих его индукцию.

В соответствии с изложенными представлениями о физической картине электромагнитного поля источниками электрического поля могут быть только вещественные образования как совокупность частиц, обладающих электрическими зарядами. При этом магнитное поле является некоторой характеристикой движения (смещения) составляющих

электрического поля и не является самостоятельным физическим объектом. Поэтому вопрос об относительности электрического и магнитного полей не может предполагать обратимость их понятий, так же как не могут быть обратимыми понятия электрического заряда и электрического тока, возникающего при движении носителей заряда.

Предположим, как это сделал Максвелл, что при изменении потока магнитной индукции $\Psi(t)$ через замкнутый проводящий контур в последнем индуцируется вихревое электрическое поле \vec{E}_{rot} , и запишем уравнение движения электрона в этом поле

$$m_e \frac{d\vec{v}}{dt} = -e\vec{E}_{\text{rot}} + \frac{e\vec{j}_e}{\sigma}$$

Откуда

$$\vec{E}_{\text{rot}} = \frac{\vec{j}_e}{\sigma} - \frac{m_e d\vec{v}}{edt} \quad (18)$$

Как следует из уравнения (18), поле \vec{E}_{rot} представляет собой дифференциальную электродвижущую силу (э.д.с.). Здесь мы разделяем ЭДС — обозначение электродвижущей силы, имеющей размерность В, и э.д.с. — обозначение дифференциальной электродвижущей силы, имеющей размерность В/м.

Возникающее в каждой точке контура поле \vec{E}_{rot} компенсируется полями, обусловленными силами трения электронов и силами их инерции, и, таким образом, замкнутый контур, охватывающий изменяющийся поток магнитной индукции, может быть представлен как система последовательно включенных локальных источников э.д.с. \vec{E}_{rot} с внутренним удельным сопротивлением $\rho = 1/\sigma$. Эквивалентная схема контура тока показана на рис. 3.

Ответ на вопрос о механизме возникновения э.д.с. \vec{E}_{rot} в каждой точке замкнутого контура можно дать с учетом результатов сделанного в п.1 анализа динамики электронов в рассмотренных примерах реализации плазодинамических систем, где показано, что при изменении потока магнитной индукции возникает потенциальное электрическое поле \vec{E} , вектор напряженности которого направлен перпендикулярно вектору магнитной индукции \vec{B}^* .

Индукированное в точке пространства потенциальное электрическое поле \vec{E} имеет центрально-

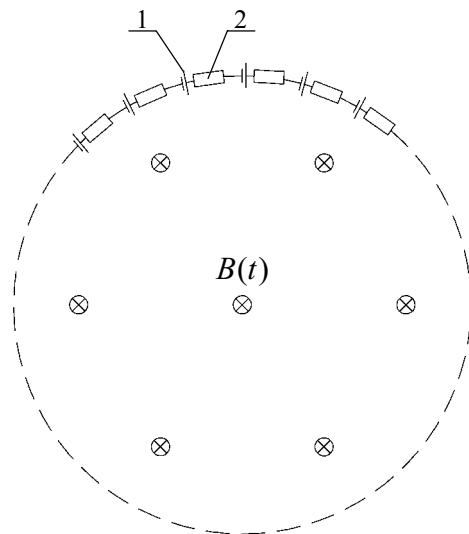


Рис. 3. Эквивалентная схема замкнутого проводящего контура, охватывающего изменяющийся поток магнитной индукции:

- 1 — локальный источник э.д.с.;
- 2 — локальное сопротивление контура

сферическую структуру. Поле в контуре тока как совокупности последовательно расположенных токов приобретает центрально-круговую симметрию.

Оно имеет цилиндрические эквипотенциальные поверхности и равную нулю продольную составляющую. Откуда следует, что индуцируемый в контуре ток может быть только током дрейфа носителей заряда, а вихревое электрическое поле \vec{E}_{rot} является его величиной, приведенной к размерности В/м.

Получим выражение для этого поля в замкнутом проводящем контуре, приняв для простоты $d\vec{v}_{\text{др}}/dt = 0$, где $\vec{v}_{\text{др}}$ — скорость дрейфа электронов:

$$\begin{aligned} \vec{E}_{\text{rot}} &= \frac{\vec{j}_{\text{др}}}{\sigma} = -\frac{en_e \vec{v}_{\text{др}}}{\sigma} = -\frac{en_e}{\sigma B^2} [\vec{E} \times \vec{B}] = \\ &= -\mu_0 \mu \frac{en_e}{\sigma B^2} [\vec{E} \times \vec{H}] = -\mu_0 \mu \frac{en_e}{\sigma B^2} \cdot \vec{P}, \end{aligned} \quad (19)$$

где μ_0 — магнитная постоянная; μ — относительная магнитная проницаемость; \vec{H} — напряженность магнитного поля; \vec{P} — вектор Пойнтинга.

Из выражения (19) следует, что передача электромагнитной энергии происходит в направлении вектора \vec{E}_{rot} , являющегося некоторым аналогом вектора Пойнтинга. Это означает, что вихревое электрическое поле не является источником элек-

ромагнитной энергии, а лишь гипотетическим элементом механизма ее передачи. Тем не менее в проводящей среде это поле имеет физическую реализацию, и в частности, в виде полей, представленных правой частью уравнения (18).

Таким образом, электромагнитное поле в общем случае характеризуется тройкой взаимоперпендикулярных векторов \vec{E} , \vec{B} и \vec{E}_{rot} , в которой электрическое поле \vec{E} является потенциальным полем. Схема направлений векторов электромагнитного поля представлена на рис. 4.

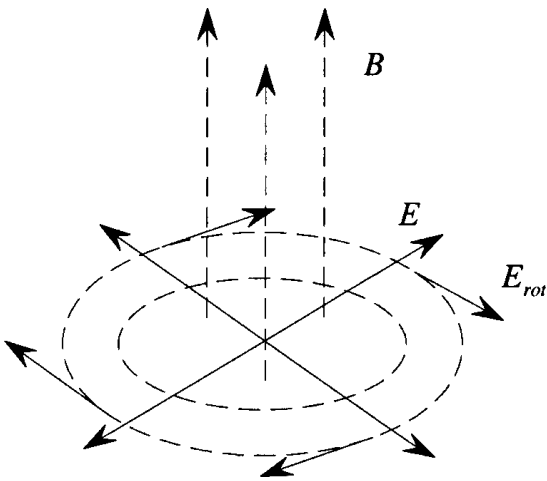


Рис. 4. Схема направлений векторов электромагнитного поля ($\partial \vec{B} / \partial t > 0$)

В данной концепции нейтральное электрическое поле рассматривается как среда, в которой могут распространяться звуковые волны (электрический звук), известные в электродинамике как электромагнитные. Скорость электрического звука зависит от характеристик среды и определяется параметром $\sqrt{\epsilon \cdot \mu}$, где ϵ и μ — электрическая и магнитная проницаемости среды, соответственно. С увеличением этого параметра ($\sqrt{\epsilon \cdot \mu} \rightarrow 1$) скорость электрического звука растет и приближается к своему предельному значению — скорости электрического звука в вакууме, равной скорости света. Таким образом, мы подошли к выводу о звуковой природе света.

Нейтральное электрическое поле как среда может быть использовано для создания ускоряющих воздействий на движущиеся в ней аппараты подобно тому, как такое воздействие осуществляется с помощью гребных устройств на корабли, движущиеся в воздухе или в воде. Скорость движения аппаратов с использованием реакции нейтрального

электрического поля на возмущающее воздействие, создаваемое бортовыми электромагнитными устройствами, принципиально может приближаться к скорости света, а сам принцип создания ускоряющего воздействия на аппарат за счет реакции среды не требует расхода массы и делает принципиально реализуемыми сверхдальние космические полеты.

С учетом звуковой природы света приходим к выводу, что его скорость не зависит от скорости движения возбуждающего элемента (его источника), и, наконец, к выводу о том, что скорость света не является абсолютной, поскольку в инерциальной системе отсчета, движущейся в направлении движения световой волны с предельной скоростью электрического звука (все той же скоростью света), вычисленная скорость света станет равной нулю, и наоборот, в инерциальной системе, движущейся с предельной скоростью электрического звука навстречу движению световой волны, вычисленная скорость света станет равной $2c$.

Тогда что же является абсолютным? И, опираясь на опыт и здравый смысл, приходим к выводу: неизменным в любых системах отсчета остается время, и его абсолютность в электродинамике должна быть принята как постулат.

Обратим внимание на некоторые особенности нейтрального электрического поля как среды.

Нейтральное электрическое поле привязано к создающим его вещественным образованиям, поэтому Майкельсон в своих опытах, проведенных в 1881 году, не получил подтверждения предположений о существовании Мирowego эфира, относительно которого происходит движение Земли.

Звук в этом поле является звуком особого рода. Он выводит среду из нейтрального состояния и описывается по меньшей мере двумя волновыми уравнениями¹:

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} = \frac{\epsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}; \quad (20)$$

$$\frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial z^2} = \frac{\epsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2}. \quad (21)$$

Уравнение (20) описывает смещение составляющих нейтрального электрического поля поперек эквипотенциальных поверхностей, уравнение (21) — смещение этих составляющих вдоль эквипотенциальных поверхностей.

¹ Уравнение (20) записано в предположении о справедливости полученного ниже выражения (36).

3. Механизм электромагнитной индукции

Рассмотрим динамику изменения тока в замкнутом проводящем контуре.

Будем характеризовать относительное смещение разноименных электрических полей как составляющих нейтрального электрического поля векторным потенциалом $\vec{\Phi}$, производная которого в каждой точке контура определяется выражением

$$\frac{\partial \vec{\Phi}(t)}{\partial t} = \vec{E}_q \times \vec{v}(t), \quad (22)$$

где $\vec{v}(t)$ — скорость упорядоченного относительно движения носителей заряда, результатом которого является электрический ток (она же является скоростью относительного смещения полей \vec{E}_{q^+} и

\vec{E}_{q^-} , происходящего предположительно вдоль их эквипотенциальных поверхностей); \vec{E}_q — напряженность электрического поля движущихся носителей полностью или частично скомпенсированного заряда.

Направление вектора $\vec{\Phi}$ совпадает с направлением касательной к цилиндрической эквипотенциальной поверхности поля \vec{E}_q .

Вычислим отнесенную к единице тока работу Ψ , затраченную за время t на смещение разноименных полей вдоль замкнутого контура. Используя выражение (22), запишем

$$\frac{\partial \Psi(t)}{\partial t} = \frac{\partial \vec{\Phi}(t)}{\partial t} \cdot \vec{it} = [\vec{E}_q \times \vec{v}(t)] \cdot \vec{it}, \quad (23)$$

где \vec{i} — единичный вектор в направлении обхода вектора $\vec{\Phi}$ по касательной к эквипотенциальной цилиндрической поверхности поля \vec{E}_q .

Проинтегрируем выражение (23) по замкнутому контуру тока, приняв, что рассматриваемая электродинамическая система имеет круговую симметрию, и для нее скорость относительного движения свободных носителей заряда определяется выражением $\vec{v}(t) = \vec{v}_0 + \vec{a} \cdot t$, где \vec{v}_0 и \vec{a} — соответственно постоянная составляющая скорости движения и его ускорение. В системе с круговой симметрией численные значения \vec{v}_0 и \vec{a} не зависят от положения точки контура. Тогда

$$\Psi(t) = \vec{i} \left(\int_T [\vec{E}_q \times \vec{v}_0] \cdot t dt + \int_T [\vec{E}_q \times \vec{a}] t^2 dt \right). \quad (24)$$

Здесь T — период обращения носителей заряда по замкнутому контуру ($T = L/v(t)$, где L — полная длина контура).

Выражение (24) является выражением для потока магнитной индукции через замкнутый контур.

При $\vec{a} = 0$ оно примет вид

$$\Psi(t) = \frac{1}{2} \cdot \vec{i} \cdot [\vec{E}_q \times \vec{v}_0] \frac{L^2}{v_0^2} = \text{const.} \quad (25)$$

Отсюда $\frac{\partial \Psi(t)}{\partial t} = 0$, т. е. при постоянной скорости

носителей заряда в замкнутом контуре работа, связанная со смещением разноименных полей как составляющих нейтрального электрического поля, не совершается.

При $\vec{a} \neq 0$ выражение (24) примет вид

$$\Psi(t) = \vec{i} \left(\frac{1}{2} [\vec{E}_q \times \vec{v}_0] \cdot L^2 (v_0 + at)^{-2} + \frac{1}{3} [\vec{E}_q \times \vec{a}] \cdot L^3 (v_0 + at)^{-3} \right). \quad (26)$$

Откуда

$$\frac{\partial \Psi(t)}{\partial t} = -aL^2 \vec{i} \left([\vec{E}_q \times \vec{v}_0] \cdot (v_0 + at)^{-3} + [\vec{E}_q \times \vec{a}] \cdot L (v_0 + at)^{-4} \right). \quad (27)$$

Здесь

$$aL^2 \vec{i} \left([\vec{E}_q \times \vec{v}_0] \cdot (v_0 + at)^{-3} + [\vec{E}_q \times \vec{a}] \cdot L (v_0 + at)^{-4} \right) = \varphi(t) \quad (28)$$

— изменяющийся во времени скалярный потенциал замкнутого проводящего контура.

Таким образом, при изменении тока в замкнутом контуре, вызванном изменением скорости относительного движения носителей разноименных зарядов, затрачивается работа на смещение разноименных полей, индуцированных указанными носителями. В соответствии с логикой решения данной задачи этот вывод относится к любому проводнику с током.

Из выражения (27) с учетом (28) видно, что явление электромагнитной индукции, наблюдаемое при изменении потока магнитной индукции через замкнутый проводящий контур электродинамической системы с круговой симметрией, состоит в изменении электрического потенциала контура как разности потенциалов между контуром и точкой, удаленной в бесконечность. Знак «минус» в этом выражении указывает на то, что изменение потенциала контура $\varphi(t)$ противодействует изменению потока Ψ через этот контур, что находится в соответствии с законом Ленца.

Потенциал $\varphi(t)$ как работа, отнесенная к единице заряда и затрачиваемая на смещение разнородных электрических полей, индуцируемых носителями заряда замкнутого контура, означает выход этих полей из нейтрального состояния, характеризующегося нулевой энергией. Эта работа связана с индукцией потенциального электрического поля \vec{E} , входящего в центр (выходящего из центра) вихревого магнитного поля, охватывающего замкнутый контур.

Сделанный вывод не вступает в противоречие с законом электромагнитной индукции как в форме, найденной Фарадеем, так и в его общей форме, данной Максвеллом, поскольку потенциальное поле \vec{E} и является тем самым источником ЭДС, противодействующей изменению потока магнитной индукции.

Следует заметить, что мы упростили задачу, приняв постоянным распределение скорости \vec{v} свободных носителей заряда по длине контура. Изменение вдоль контура величины этой скорости, связанное, например, с неоднородным распределением его проводимости $\sigma(l)$, где l — текущее значение линейной координаты точки контура, или неоднородным распределением магнитной индукции $\vec{B}(l)$ вдоль контура, приведет к изменениям вдоль него электрического потенциала $\varphi(l)$. Однако эти изменения потенциала связаны с характеристиками среды и не являются прямым следствием закона электромагнитной индукции.

Логика решения задачи и соответствующие ей результаты приводят к выводу о том, что фактором, вызывающим появление поля \vec{E} , является связанное с изменением потока магнитной индукции ускорение носителей зарядов в контуре, и это позволяет представить механизм электромагнитной индукции в проводящей среде.

Сила инерции $\vec{F}_и(t)$, связанная с ускорением носителей заряда, в магнитном поле вызывает их инерционный дрейф со скоростью

$$\vec{v}_{др.и}(t) = -K \frac{\vec{F}_и(t) \times \vec{B}(S,t)}{eB^2(S,t)}. \quad (29)$$

Здесь $\vec{F}_и(t) = -\frac{m_e d\vec{v}(t)}{dt}$, где m_e — масса электрона;

$\vec{B}(S,t) = \vec{i} \cdot \frac{\partial \Psi(S,t)}{\partial S}$; K — коэффициент, зависящий от полноты реализации циклотронного движения носителей заряда в магнитном поле ($0 < K \leq 1$).

Скорость $\vec{v}_{др.и}(t)$ направлена поперек контура и приводит к разделению зарядов в его сечении, в результате чего возникает имеющее центральную структуру потенциальное электрическое поле \vec{E} .

В свою очередь поле \vec{E} вызывает дрейф носителей заряда, скорость которого направлена навстречу их ускорению. В этом и состоит противодействие электродвижущей силы изменению тока в контуре и связанного с ним потока магнитной индукции.

Таким образом, на примере этого механизма мы показали, что явление электромагнитной индукции связано с возникновением потенциального электрического поля, а вихревое электрическое поле здесь является не чем иным, как полем, энергия которого затрачена на преодоление инерции носителей заряда

$$\vec{E}_{рот}(t) = \frac{\vec{F}_и(t)}{e} = -\frac{m_e}{e} \frac{d\vec{v}(t)}{dt}. \quad (30)$$

С учетом структуры поля \vec{E} , с которым и связано появление потенциала $\varphi(r,t)$, можно записать

$$\vec{E} = -\frac{\partial \varphi(r,t)}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial r} \frac{\partial}{\partial t} \int_S \vec{B}(S,t) d\vec{S}. \quad (31)$$

Для азимутально симметричной электродинамической системы с однородным распределением магнитной индукции по поверхности, ограниченной контуром, получим

$$\varphi(r,t) = -(\partial B / \partial t) \cdot \pi r^2; \quad (32)$$

$$\vec{E} = \frac{\partial}{\partial r} \frac{\partial B(t)}{\partial t} \cdot \pi r^2 = 2\pi \vec{r} \frac{\partial B(t)}{\partial t}. \quad (33)$$

Выражение (33) умножим векторно на \vec{H} :

$$\vec{E} \times \vec{H} = \frac{\partial}{\partial r} \pi r^2 \times \vec{i} H \frac{\partial H}{\partial t} \mu_0 \mu = \frac{\partial}{\partial r} \pi r^2 \times \vec{i} \frac{\partial}{\partial t} \mu_0 \mu \frac{H^2}{2} = \vec{P}. \quad (34)$$

Из выражения (34) следует, что поля \vec{E} и \vec{H} являются источниками электромагнитной энергии (в данном случае только ее магнитной составляющей) и определяют как плотность потока этой энергии, так и его направление, совпадающее с направлением контура, охватывающего изменяющийся поток магнитной индукции Ψ .

Уравнение связи (33) напряженности потенциального электрического поля \vec{E} с изменением магнитной индукции $\partial \vec{B} / \partial t$ указывает на прямое соответствие этих параметров, устанавливающееся в каждой точке электродинамической системы. Это позволяет заключить, что, как и утверждал Максвелл, наличие проводящей среды не является обязательным условием электромагнитной индукции.

И по причине того что векторы \vec{E} и \vec{B} взаимно перпендикулярны, явление электромагнитной индукции в проводящей среде связано с дрейфом свободных носителей заряда и соответствующим этому дрейфу электрическим током. При этом вихревое электрическое поле \vec{E}_{rot} , формально определяемое выражением (18), рассматривается как дифференциальная э.д.с., обусловленная действующими в каждой точке проводящего контура полями \vec{E} и \vec{B} и затрачиваемая на преодоление сил сопротивления среды. В вакууме сопротивление среды присутствует в виде инерции магнитного поля.

С учетом введенных обозначений полученное Максвеллом уравнение связи электрического поля с изменением магнитной индукции запишем в следующем виде:

$$\text{rot } \vec{E}_{\text{rot}} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}. \quad (35)$$

Используя выражения (33) и (35), получим выражение, связывающее напряженности потенциального электрического поля \vec{E} , действующего в точке проводящего контура с круговой симметрией, и вихревого электрического поля \vec{E}_{rot} , энергия которого затрачена на преодоление инерции магнитного поля при изменении магнитной индукции $\partial \vec{B} / \partial t$ в той же точке:

$$\text{rot } \vec{E}_{\text{rot}} = -\vec{i} \cdot (\vec{E} / 2\pi \vec{r}). \quad (36)$$

Выводы

1. Проведен анализ явления электромагнитной индукции, наблюдающегося в проводящих средах, по результатам которого получено уравнение связи изменения потока магнитной индукции через замкнутый проводящий контур с возникающим при этом потенциальным электрическим полем и противодействующим изменению указанного потока. Это уравнение уточняет закон электромагнитной индукции в форме Фарадея—Максвелла, что позволяет рассматривать новые подходы в исследовании электродинамических систем.

2. Представлена общая физическая картина электромагнитного поля, предполагающая существование нейтрального электрического поля как физической среды, создаваемой вещественными образованиями, что приводит к выводу о звуковой природе электромагнитных волн и делает принципиально возможным создание ускоряющего воздействия на летательные аппараты в межпланетном пространстве за счет реакции среды на ее возмущение бортовыми электромагнитными системами. В свою очередь, представление о звуковой природе электромагнитных волн приводит к выводу об относительности их скорости в инерциальных системах отсчета, в том числе ее предельного значения — скорости света. При этом неизменность времени в любых системах отсчета подтверждается опытом, и его абсолютность в электродинамике должна быть принята как постулат.

3. Рассмотрен механизм электромагнитной индукции, в соответствии с которым при изменении магнитной индукции \vec{B} в точке пространства независимо от проводимости среды индуцируется потенциальное электрическое поле, вектор напряженности которого \vec{E} направлен перпендикулярно вектору магнитной индукции \vec{B} и имеет центральную структуру. В проводящих средах поля \vec{E} и \vec{B} вызывают дрейф свободных носителей заряда и соответствующий этому дрейфу электрический ток, и, таким образом, индукционные токи имеют дрейфовую (холловскую) природу. При этом вихревое электрическое поле рассматривается как поле, энергия которого затрачена на компенсацию сил сопротивления среды.

Summary

Electron dynamics is analyzed basing on some realization examples for plasmodynamic systems. This problem belongs to a separate area of electrodynamic studies. A general physical picture of electromagnetic field is considered that assumes existence of neutral

electric field generated by material formations. Besides a potential nature of the electric field is supposed originating at the magnetic inductance variation in some spatial point. Problems of generalized electric field are discussed. Such field was introduced into electrodynamics by Maxwell as convenient concept to formalize electrodynamic links. Also concepts of absolute and relative in electrodynamics are considered. A possibility in principle is discussed to accomplish interplanetary missions without expendable mass consumption.

Библиографический список

1. *Фарадей М.* Экспериментальные исследования по электричеству; Пер. с англ. Т.1. — Изд-во АН СССР, 1947.
2. *Максвелл Дж. Клерк.* Избранные сочинения по теории электромагнитного поля; Пер. с англ. — М.: ГИТТЛ, 1952.
3. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика: Учебное пособие: В 10 т. — Т.II. Теория поля. — М.: Физматлит, 2001.

4. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика: Учебное пособие: В 10 т. — Т.VIII. Электродинамика сплошных сред. — М.: Наука, 1992.

5. *Марков Г.Т., Петров Б.М., Грудинская Г.П.* Электродинамика и распространение радиоволн. — М.: Советское радио, 1979.

6. *Арцимович Л.А.* Лекции по физике плазмы // Избранные труды. Атомная физика и физика плазмы. — М.: Наука, 1978. С. 164—245.

7. *Морозов А.И.* Введение в плазмодинамику. — М.: Физматлит, 2006.

8. *Козлов В.И.* Исследование механизма переноса электронов за срезом разрядной камеры стационарного плазменного двигателя // Тезисы докладов 4-й Международной конференции «Авиация и космонавтика 2005». 10-13 октября 2005 г. Москва. — М.: Изд-во МАИ, 2005. С.155.

9. *Козлов В.И.* Исследование динамики электронов за срезом разрядной камеры стационарного плазменного двигателя // Вестник Московского авиационного института. Т.13. № 2. 2006. С.55-66.

10. *Козлов В.И.* Динамика электронов в разряде стационарного плазменного двигателя // Вестник Московского авиационного института. 2007. Т. 14. № 3. С.75-94.

НИИПМЭ

Статья поступила в редакцию 15.09.2007