

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА

Ф.Ф. МЕНДЕ

доктор техн. наук, ст. научн. сотрудник
НИИ Криогенного приборостроения
Физико-технический институт низких
температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
г. Харьков, Украина
E-mail: mende_fedor@mail.ru

НОВЫЕ ПОДХОДЫ В СОВРЕМЕННОЙ КЛАССИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ Часть I

Законы классической электродинамики отражают экспериментальные факты и являются феноменологическими. К сожалению, современная классическая электродинамика не лишена противоречий, которые до настоящего времени не получили своего объяснения. В работе показано, что процессы индукции, которые регламентируются законом электромагнитной индукции Фарадея, происходят совсем не так, как это описано в существующей литературе. В частности, сила Лоренца в электродинамике вводится при помощи отдельного постулата, без должного физического обоснования этого шага. В настоящей статье дается физическое обоснование силы Лоренца, показано также, что все проблемы, связанные с этим законом, могут быть сняты путем его записи в терминах векторного потенциала магнитного поля.

F.F. MENDE

Doctor of technical sciences, senior research assistant
Research institute for cryogenic instrument engineering
B.I. Verkin Institute for Low Temperature Physics and
Engineering, NAS Ukraine
Kharkov, Ukraine
E-mail: mende_fedor@mail.ru

NEW APPROACHES IN MODERN CLASSICAL ELECTRODYNAMICS Part I

Laws of classical electrodynamics reflect the experimental facts and are phenomenological. Unfortunately, modern classical electrodynamics isn't deprived of contradictions which didn't receive so far the explanation. In work it is shown that processes of an induction which are regulated by the law of an electromagnetic induction of Faradey, occur at all how it is described in existing literature. In particular, in electrodynamics without sufficient justification put the Lorentz force. This article provides a justification for the Lorentz force. It is shown also that all problems connected with this law can be removed by a way of its entry in terms of vector potential of a magnetic field.

Ключевые слова: уравнения Максвелла, закон индукции Фарадея, электромагнитная индукция, векторный потенциал, сила Лоренца.

Key words: Maxwell's equations, law of an induction of Faradey, electromagnetic induction, vector potential, Lorentz's strength.

1. Введение

Законы классической электродинамики отражают экспериментальные факты и являются феноменологическими. К сожалению, современная классическая электродинамика не лишена противоречий, которые до настоящего времени не получили своего объяснения. Для того чтобы понять эти

противоречия, а также понять те цели и задачи, которые ставятся в данной работе, коротко опишем существующее положение дел.

Основными уравнениями современной классической электродинамики являются уравнения Максвелла. Для вакуума они записываются следующим образом:

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (1.1)$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (1.2)$$

$$\operatorname{div} \vec{D} = 0, \quad (1.3)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0, \quad (1.4)$$

где \vec{E} и \vec{H} – напряженность электрического и магнитного поля; $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}$ и $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ – электрическая и магнитная индукция, μ_0 и ϵ_0 – магнитная и диэлектрическая проницаемость вакуума.

Уравнения (1.1)...(1.4) записываются в заданной инерциальной системе отсчёта (ИСО), и в них отсутствуют правила перехода из одной ИСО в другую. Другими словами, если записаны волновые уравнение в одной ИСО, то неизвестно, как записать их в другой, движущейся относительно первой.

В уравнениях Максвелла не содержится указания на то, что является причиной силового взаимодействия токнесущих систем, поэтому вводится экспериментальный постулат о силе, действующей на движущийся заряд в магнитном поле. Это так называемая магнитная часть силы Лоренца

$$\vec{F}_L = e [\vec{v} \times \mu_0 \vec{H}]. \quad (1.5)$$

Однако у такой аксиоматики есть существенный недостаток. Если на движущийся заряд действует сила, то в соответствии с третьим законом Ньютона должна иметь место сила реакции, уравновешивающая силу, действующую на заряд, и нам должно быть известно место приложения этой силы. В данном случае магнитное поле выступает в качестве некоторой самостоятельной субстанции, являясь посредником между движущимися зарядами, и если мы хотим найти силу их взаимодействия, то необходимо прибегать к услугам этого посредника. Другими словами, у нас нет закона прямого действия, который бы давал ответ на поставленный вопрос, минуя рассмотренную процедуру, т.е. мы не можем дать ответ на вопрос, где находятся силы, уравновешивающие действие магнитного поля на заряд.

Соотношение (1.5) с физической точки зрения вызывает недоумение. Силы, действующие на тело в отсутствие потерь, должны быть связаны или с его ускорением, если оно осуществляет поступательное движение, или с центробежными силами, если тело осуществляет вращательное движение. Наконец, статические силы возникают в том случае, когда имеется градиент скалярного потенциала потенциального поля, в котором находится те-

ло. Но в соотношении (1.5) ничего этого нет, обычное прямолинейное движение вызывает силу, которая нормальна к направлению движения. Что это, какой-то новый закон природы? На этот вопрос ответа тоже нет.

Магнитное поле является одним из важных понятий современной электродинамики. Его концепция заключается в том, что вокруг любого движущегося заряда возникает магнитное поле (закон Ампера), циркуляция которого определяется соотношением

$$\oint \vec{H} d\vec{l} = I, \quad (1.6)$$

где I – ток проводимости.

Особо отметим, что введение понятия магнитного поля не имеет под собой какой-либо физической основы, а является констатацией набора экспериментальных фактов, которые при помощи определенных математических процедур в большом количестве случаев дают возможность получить правильный ответ при решении практических задач. Но, к сожалению, имеется ряд физических вопросов, при решении которых в рамках концепции магнитного поля, получаются парадоксальные результаты. Вот один из них.

Пользуясь соотношениями (1.5) и (1.6) нетрудно показать, что при однонаправленном параллельном движении двух одноименных зарядов, или потоков зарядов, между ними должно возникать дополнительное притяжение. Однако если перейти в инерциальную систему, движущуюся вместе с зарядами, то там магнитное поле отсутствует, и дополнительного притяжения нет. Этот парадокс в электродинамике объяснения не имеет.

При силовом взаимодействии токнесущих систем силы приложены не только к движущимся зарядам, а и к решетке, но в концепции магнитного поля на этот вопрос ответа тоже нет. В то же время, при протекании тока через плазму происходит ее сжатие (так называемый пинч-эффект), при этом силы сжатия действуют не только на движущиеся электроны, но и на положительно заряженные ионы. И, опять, концепция магнитного поля не может объяснить этот факт, т.к. в такой концепции отсутствуют силы, которые могут действовать на ионы плазмы.

Основным законом индукции в электродинамике считается закон Фарадея, следствием которого и является первое уравнение Максвелла. Однако и здесь имеются проблемы. До сих пор считается, что униполярный генератор является исключением из правила потока. Но физика это не

грамматика, и если имеются исключения из физического закона, то он или неверен, или не полон.

Казалось бы, что, основываясь на общих сообщениях, в основу любых процессов в электродинамике должны быть положены энергетические соотношения, которые в конечном итоге и определяют кинетику всех процессов. Но в современной классической электродинамике это обстоятельство находится не на первом плане, а все процессы, в основном, рассматриваются в полевом варианте. В данной статье будет показано, что построение классической электродинамики на основе свойств скалярного и векторного потенциалов является более логичным и обоснованным.

2. Закон электромагнитной индукции Фарадея и его проблемы

Скоро исполнится 200 лет с тех пор как в 1831 г. Фарадей открыл свой знаменитый закон электромагнитной индукции, который до настоящего времени является одним из основных законов классической электродинамики. Но этот закон до настоящего времени является и одним из самых противоречивых, прежде всего по той причине, что из него имеются исключения (например, униполярная индукция). Приведем по этому поводу цитату из шестого тома Фейнмановских лекций [1]. На стр. 52 читаем «...»правило потока», согласно которому эдс в контуре равна взятой с обратным знаком скорости, с которой меняется магнитный поток через контур, когда поток меняется за счет изменения поля или когда движется контур (или когда происходит и то, и другое). Две возможности — «контур движется» или «поле меняется» — неразличимы в формулировке правила. Тем не менее, для объяснения правила в этих двух случаях мы пользовались двумя совершенно различными законами: $[\vec{V} \times \vec{B}]$ для «движущегося контура» и $\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ для «меняющегося поля». И далее: «Мы не знаем в физике ни одного такого примера, когда бы простой и точный общий закон требовал для своего настоящего понимания анализа в терминах двух различных явлений. Обычно столь красивое обобщение оказывается исходящим из единого глубокого основополагающего принципа. Но в

этом случае какого-либо особо глубокого принципа не видно» (конец цитаты).

Когда Фарадей открыл свой закон, еще не были известны уравнения Максвелла, не были известны электромагнитные волны, не были известны и законы распространения электромагнитных волн в длинных линиях. И сейчас, когда эти уравнения и законы известны, настало время рассмотрения указанных противоречий. Остается только удивляться, почему указанные вопросы, которые лежат практически на поверхности, до настоящего времени рассмотрены не были.

Запишем закон электромагнитной индукции Фарадея:

$$\oint \vec{E} d\vec{l} = -\frac{d\Phi_B}{dt} = -\int \frac{d\vec{B}}{dt} d\vec{s} = -\mu_0 \int \frac{d\vec{H}}{dt} d\vec{s}, \quad (2.1)$$

где $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ — вектор магнитной индукции; $\Phi_B = \mu_0 \int \vec{H} d\vec{s}$ — поток магнитной индукции; μ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума. Соотношение (2.1) можно переписать следующим образом [2]

$$\oint \vec{E}' dl' = -\int \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{s} + \oint [\vec{v} \times \vec{B}] dl' \quad (2.2)$$

или

$$\text{rot} \vec{E}' = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \text{rot} [\vec{v} \times \vec{B}]. \quad (2.3)$$

При движении в магнитном поле, не зависящем от времени, имеем:

$$\vec{E}' = [\vec{v} \times \vec{B}] = \mu_0 [\vec{v} \times \vec{H}]. \quad (2.4)$$

Если в магнитном поле движется заряд e , то на него действует сила $\vec{F} = e[\vec{v} \times \vec{B}]$, это и есть сила Лоренца. Ранее это понятие в классической электродинамике вводилось при помощи постулата, но теперь мы видим, что сила Лоренца является следствием закона индукции Фарадея.

В соотношениях (2.2)–(2.4), предполагающих справедливость преобразований Галилея, штрихованные и не штрихованные величины представляют поля и элементы в движущейся и неподвижной ИСО соответственно. Следует заметить, что преобразования (2.4) ранее можно было получить только из преобразований Лоренца.

Соотношения (2.2)–(2.4), представляющие закон индукции Фарадея, не дают информации о том, каким образом возникли поля в исходной ИСО. Они описывают только закономерности преобразования полей в случае движения по отношению к уже существующим полям.

Продemonстрируем, как ведет себя соотношение (2.4) на практике. Возьмем длинный соленоид (рис. 1), диаметр которого значительно меньше его длины и введем в его обмотку ток.

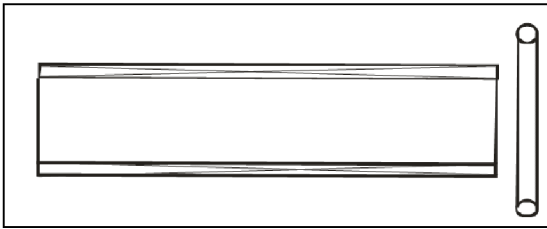


Рис. 1. Соленоид со сверхпроводящим кольцом

При этом внутри соленоида и на его концах появятся силовые линии магнитного поля. И если внутри соленоида, вдали от концов, магнитный поток будет во всех сечениях практически одинаков, то вблизи концов линии магнитного поля будут иметь очень неоднородное распределение по сечению, здесь всегда будет присутствовать составляющая магнитного поля нормальная к оси соленоида.

Возьмем сверхпроводящее кольцо и начнем его одевать на соленоид. Если посмотреть на соленоид и кольцо сверху, то магнитные поля соленоида и токи в соленоиде и кольце будут выглядеть, как показано на рисунке 2.

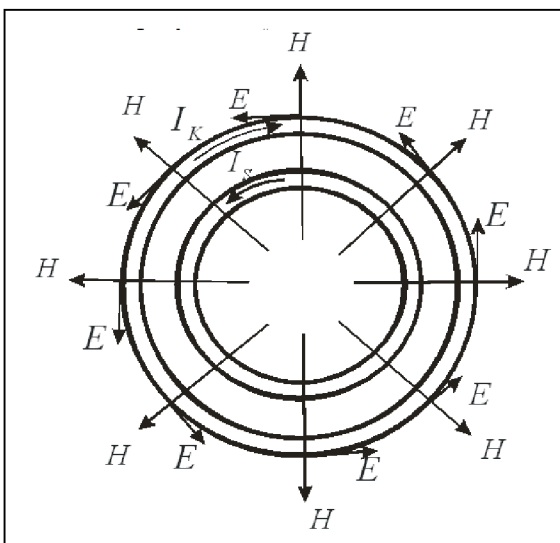


Рис. 2. Соленоид со сверхпроводящим кольцом (вид)

На рисунке радиальными векторами обозначены радиальные составляющие магнитного поля вблизи верхнего края соленоида. Если опускать кольцо с какой-то скоростью \vec{v} , то на заряды в кольце будет действовать электрическое поле (2.4), которое и будет ускорять заряды, создавая незатухающий ток в кольце. Ясно, что можно добиться такого же эффекта не только одевая кольцо на соленоид, но и вдвигать соленоид в кольцо. При обратном процессе электрические поля будут обратного знака, они и погасят ток в кольце, когда оно будет полностью снято с соленоида.

При такой процедуре вдоль контура кольца будет наблюдаться циркуляция электрического поля

$$\oint \vec{E} d\vec{l} = \oint [\vec{v} \times \mu_0 \vec{H}] d\vec{l}.$$

Если кольцо разомкнуть, и подключить к его концам вольтметр, то он зафиксирует эдс, которая является результатом механических перемещений разомкнутого витка. Этот принцип используется во всех электромеханических генераторах.

В законе (2.1) используется полная производная по времени. Это означает, что для получения циркуляции электрического поля не важен способ изменения магнитного потока, т.е. магнитный поток может изменяться как за счет движения контура в пространственно меняющемся магнитном поле, так и за счет локального изменения времени. Для этого случая закон Фарадея будет иметь вид:

$$\oint \vec{E} d\vec{l} = -\frac{\partial \Phi_B}{\partial t} = -\int \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{s} = -\mu_0 \int \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} d\vec{s}. \quad (2.5)$$

Именно из этого закона и получено первое уравнение Максвелла.

Чтобы перейти от интегральных соотношений к локальным, введем векторный потенциал магнитного поля:

$$\Phi_B = \mu_0 \oint \vec{A}_H d\vec{l}. \quad (2.6)$$

Из (2.5) и (2.6) получаем:

$$\vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{A}_H}{\partial t}. \quad (2.7)$$

Следует отметить, что в некоторых учебниках, например в [1], векторный потенциал вводится при помощи соотношения

$$\Phi_B = \oint \vec{A}_H d\vec{l}, \quad (2.6.a)$$

тогда

$$\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}_H}{\partial t}. \quad (2.7.6)$$

Опять возьмем длинный соленоид и окружим его разомкнутым витком (рис. 3).

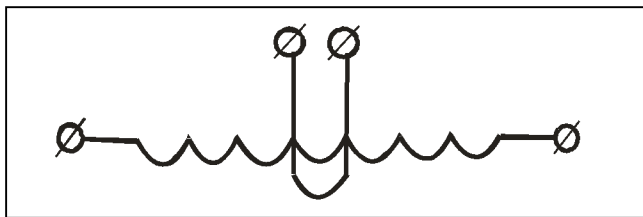


Рис. 3. Длинный соленоид, окруженный разомкнутым витком

Поскольку магнитное поле внутри соленоида определяется соотношением $H=nI$, где I — ток в соленоиде, а n — количество витков на единицу его длины, магнитный поток внутри соленоида определится как $\Phi_B = \pi r_0^2 \mu_0 n I$, где r_0 — радиус соленоида.

Используя соотношение (2.6.а), получаем

$$\oint \vec{A}_H d\vec{l} = \pi r_0^2 \mu_0 n I.$$

Из этого соотношения следует, что в любой точке r вне соленоида абсолютное значение векторного потенциала будет определяться равенством

$$A_H = \frac{\mu_0 n r_0^2 I}{2r}. \quad (2.8)$$

Это означает, что длинный соленоид опоясывают концентрические окружности циркуляции векторного потенциала. При этом магнитное поле имеется только внутри соленоида, а снаружи его нет.

Пользуясь соотношениями (2.7), (2.8), получаем электрические индукционные поля вне соленоида:

$$E = -\frac{\mu_0 n r_0^2}{2r} \frac{dI}{dt}. \quad (2.9)$$

Посмотрим, что по поводу схемы формирования электрических полей индукции вокруг длинного соленоида написано в Фейнмановских лекциях по физике [1]. В пятом томе на стр. 286 дается формула (14.27) для векторного потенциала вне длинного соленоида. Видно, что она совпадает с равенством (2.8). Открываем шестой том и на стр. 21 читаем: «Вы помните, что если имеется длинный соленоид, по которому течет электриче-

ский ток, то поле \vec{B} существует внутри него, а снаружи поля нет, тогда как множество векторов \vec{A} циркулируют снаружи соленоида (фиг. 15.6)» (конец цитаты). На фигуре нарисован длинный соленоид, через поперечное сечение которого проходят силовые линии магнитной индукции, а вокруг соленоида нарисованы концентрические окружности циркуляции векторного потенциала. Как при этом получаются электрические поля индукции мы уже показали, получив соотношение (2.9). И такая точка зрения о природе полей индукции имеет место во всех существующих учебниках, но верна ли она?

Если к соленоиду подключить источник напряжения U , то, как считалось ранее, ток в нем начнет расти по линейному закону $I = \frac{U t}{L}$, где L — индуктивность соленоида. Беря производную тока по времени и подставляя ее в равенство (2.9), получаем:

$$E = -\frac{\mu_0 n r_0^2}{2r} \frac{U}{L}.$$

Это означает, что как только к соленоиду подключен источник напряжения и ток в нем начал расти по линейному закону, мгновенно вокруг соленоида возникает циркуляция электрического поля. Этот факт вызывает недоумение. Более того, при расчете энергии, запасенной в соленоиде, учитываются только магнитные поля, а энергия электрических полей, возникших таким загадочным способом, не учитывается. Следовательно, эти загадочные поля и энергией не обладают. Конечно, такая интерпретация возникновения электрических полей индукции вокруг соленоида, а, следовательно, и эдс в витке, окружающем соленоид, не приемлема. Этот абсурдный результат связан с тем, что мы предположили, что тока во всех витках соленоида, какую бы он длину не имел, растет синхронно.

Все это означает, что закон индукции Фарадея (2.5), записанный в частных производных по времени в том варианте, как его понимают сейчас, не верен. Но как же тогда быть с первым уравнением Максвелла, которое из него следует? Это очень важные принципиальные вопросы, на которые в

классической электродинамике ответа пока нет. Как же выйти из этой непростой ситуации?

2.1. Законы распространения сигналов в длинных линиях

Под самоиндукцией понимают реакцию таких элементов как емкость и индуктивность с неизменными или изменяющимися параметрами на подключение к ним источников напряжения или тока.

Если величина емкости или разности потенциалов на емкости зависят от времени, то величина тока, текущего через эту емкость, определяется соотношением

$$I = C \frac{dU}{dt} + U \frac{dC}{dt}. \quad (2.1.1)$$

Это выражение определяет закон электрической самоиндукции. Таким образом, ток в цепи, содержащей емкость, можно получить двумя способами: изменяя напряжение на емкости при постоянной емкости или изменяя саму емкость при неизменном напряжении на ней, или производить изменение обоих параметров одновременно.

Для случая, когда емкость C зависит от времени, из (2.1.1), получаем выражение для тока, текущего через емкость:

$$I = U \frac{dC}{dt}. \quad (2.1.2)$$

Этот случай относится к параметрической электрической самоиндукции, поскольку наличие тока связано с изменением такого параметра как емкость. Видно, что величина $R_C = \left(\frac{dC}{dt}\right)^{-1}$ играет роль активного сопротивления. В зависимости от знака производной, емкость может или отбирать энергию от источника, или отдавать ее во внешнюю цепь.

Напряжение на индуктивности определяется соотношением

$$U = L \frac{dI}{dt} + I \frac{dL}{dt}. \quad (2.1.3)$$

Если ток I , текущий через индуктивность, постоянен, а сама индуктивность может изменяться, то из (2.1.3) получаем:

$$U = I \frac{dL}{dt}. \quad (2.1.4)$$

Таким образом, величина $R(t) = \frac{dL}{dt}$ играет роль активного сопротивления. Это активное сопротивление тоже может быть в зависимости от знака производной, как положительным, так и отрицательным. Это означает, что индуктивность может, как получать энергию извне, так и отдавать ее во внешние цепи.

Рассмотренные процессы касаются цепей с сосредоточенными параметрами, когда распределение разностей потенциалов и токов в рассмотренных элементах можно считать пространственно однородным. Однако имеются цепи, например длинные линии, в которых это условие не выполняется, в них процессы описываются волновыми уравнениями, которые могут быть получены из уравнений Максвелла или при помощи телеграфных уравнений.

Покажем еще один путь получения волнового уравнения для длинных линий.

Длинная линия имеет погонную (приходящуюся на единицу длины) индуктивность L_0 и емкость C_0 . В связи с этим эквивалентная схема участка длинной линии может быть изображена как последовательное включение единичных участков с погонными параметрами (рис. 4). Если к такой линии подключить источник постоянного напряжения U , то его фронт будет распространяться в линии с какой-то скоростью v , и текущая координата этого фронта определится соотношением $z = vt$. При этом суммарная величина заряженной

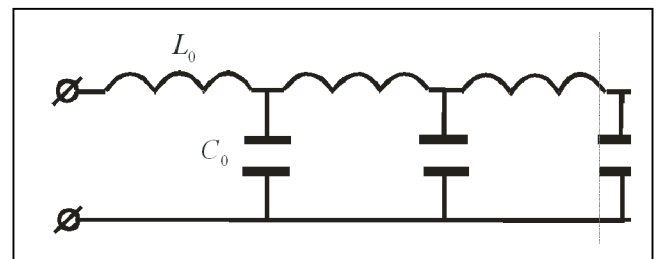


Рис. 4. Эквивалентная схема длинной линии

емкости и величина суммарной индуктивности, по которой протекает ток, отсчитываемые от начала линии до места нахождения фронта напряжения, будут изменяться по законам

$$\begin{aligned} C(t) &= zC_0 = vtC_0, \\ L(t) &= zL_0 = vtL_0. \end{aligned}$$

При этом источник напряжения будет заряжать увеличивающуюся емкость линии, для чего от источника в линию в соответствии с соотношением (2.1.2) должен течь ток

$$I = U \frac{dC(t)}{dt} = vUC_0. \quad (2.1.5)$$

Этот ток будет течь через проводники линии, обладающие индуктивностью. Но, поскольку в связи с движением фронта напряжения индуктивность линии тоже увеличивается, то в соответствии с соотношением (2.4), на ней будет наблюдаться падение напряжения

$$U_1 = I \frac{dL(t)}{dt} = vIL_0 = v^2UC_0L_0.$$

Напряжения на проводниках линии, обладающих индуктивностью, равно напряжению, приложенному к ее входу, поэтому в последнем выражении следует положить $U=U_1$. С учетом этого сразу находим, что скорость движения фронта напряжения при заданных погонных параметрах и при наличии на входе линии постоянного напряжения U должна составлять

$$v = \frac{1}{\sqrt{L_0C_0}}. \quad (2.1.6)$$

Это известное выражение дает скорость распространения электромагнитной волны в самой линии. Следовательно, если к бесконечно длинной линии подключить источник напряжения, то в ней будет иметь место саморасширение электрических полей и токов, заполняющих линию энергией, а скорость фронта постоянного напряжения и тока будет равна скорости распространения электромагнитных колебаний в такой линии. Такую волну можно называть электротоковой. Интересно отметить, что полученный результат не зависит от вида функции U , т.е. к линии может быть подключен как источник постоянного напряжения, так и источник, напряжение которого меняется по любому закону. Во всех этих случаях величина локального значения напряжения на входе линии будет распространяться вдоль нее со скоростью (2.1.6). Этот результат мог быть до сих пор получен только путем решения волнового уравнения, но в данном случае рассмотрение указывает на физическую причину такого распространения, и дает физическую картину самого процесса. Он показывает, что сам процесс распространения связан с

энергетическими процессами заполнения линии электрической и токовой энергией. Этот процесс происходит таким образом, что фронт волны, распространяясь со скоростью v , оставляет за собой линию, заряженную до разности потенциалов U , что соответствует заполнению линии электростатической энергией электрического поля. На участке же линии от источника напряжения и до самого фронта волны течет ток I , что соответствует заполнению линии на этом участке энергией, которая связана с движением зарядов по проводникам линии, обладающих индуктивностью.

Величину тока в линии можно получить, подставив значения скорости распространения фронта волны, определяемого соотношением (2.1.6), в соотношение (2.1.5). Сделав эту подстановку, получим $I = U \sqrt{\frac{C_0}{L_0}}$, где

$$Z = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}}$$

есть волновое сопротивление линии.

Таким образом, процессы распространения напряжения вдоль проводников длинной линии и постоянного тока в них являются взаимно связанными, и существовать по отдельности не могут. Такой процесс можно называть электротоковой самопроизвольной параметрической самоиндукцией. Такое название связано с тем, что распространение напряжения и тока происходят самопроизвольно и характеризует скорость процесса заполнения линии энергией. Из изложенного становится понятной связь между энергетическими процессами и скоростью распространения фронтов волны в длинных линиях.

Зная ток и напряжение в линии, можно вычислить удельную энергию, заключенную в погонной емкости и индуктивности линии. Эти энергии будут определяться соотношениями:

$$W_C = \frac{1}{2}C_0U_1^2, \quad (2.1.7)$$

$$W_L = \frac{1}{2}L_0I_1^2. \quad (2.1.8)$$

Нетрудно видеть, что $W_C = W_L$.

2.2. Процессы распространения в закороченных длинных линиях

Если длинную линию закоротить на расстоянии z_1 от ее начала, то суммарная индуктивность линии составит величину $L_{\Sigma} = z_1 L_0$. Если подключить к линии источник постоянного напряжения, в ней начнет распространяться волна тока $I = \frac{U}{Z}$ и разности потенциалов U , как показано на рис. 5.

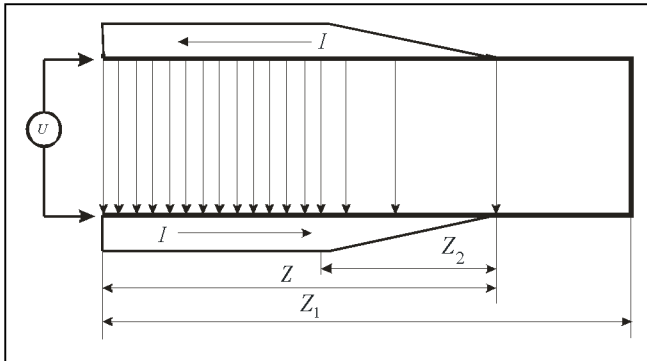


Рис. 5. Распространение волны тока и напряжения в закороченной длинной линии

Волна тока в правой своей части имеет переходной участок z_2 , который является фронтом волны. Этот участок соответствует времени переходного процесса $\tau = \frac{z_2}{c}$, за которое напряжение источника, подключаемого к линии, достигает своего номинального значения.

В линии изображены два переходных участка в верхнем и в нижнем проводнике. В верхнем проводнике на этом участке происходит ускорение электронов от нулевой скорости (правее начала переходного участка) до его номинального значения левее этого участка. В процессе такого ускорения меняется и плотность электронов. Правее участка она больше, левее — меньше. В нижнем проводе происходит обратный процесс, на этом переходном участке скорость электронов уменьшается, а их плотность растет. Разность плотностей электронов в верхнем и нижнем проводе и создает разность потенциалов между этими проводами, равную напряжению источника питания, а приобретенная в процессе

ускорения скорость электронов создает ток в проводах линии $I = \frac{U}{Z}$.

К переходному участку, где происходит ускорение электронов и приложена эдс источника питания. В данном случае принято, что во время переходного процесса нарастания напряжения на входе линии происходит по линейному закону (хотя в общем случае оно может нарастать по любому другому закону). Будем считать также, что время этого переходного процесса значительно меньше, чем время, за которое фронт напряжения пробегает по линии до закоротки. Это означает, что z_1 значительно больше, чем z_2 .

В том месте, где линия закорочена, выполняется условие $U=0$, и когда в этом месте появляется фронт U , возникает отраженная волна с напряжением $-U$, бегущая в обратном направлении. Так как ток в этой отраженной волне равен напряжению с отрицательным знаком и движется она в обратном направлении, то суммарный ток, создаваемый этой волной будет равен $-\left(-\frac{U}{Z}\right) = \frac{U}{Z}$, т.е.

он будет течь в том же направлении, что и ток падающей волны. Таким образом, отраженная волна, двигаясь в обратном направлении, будет оставлять после себя ток, равный $\frac{2U}{Z}$, и нулевое напряжение. Когда фронт U возвратится к началу линии, он принесет с собой состояние удвоенного начального тока и нулевое напряжение. Источник снова пошлет в линию фронт напряжения U и ток $\frac{U}{Z}$. Этот ток сложится с током $\frac{2U}{Z}$, и суммарный ток в линии составит $\frac{3U}{Z}$. Ток и далее будет нарастать ступеньками, добавляя каждый очередной раз к своему прежнему значению величину $\frac{2U}{Z}$. Этот процесс отображен на рисунке 6.

На этом рисунке время

$$T = \frac{z_1}{c} = z_1 \sqrt{L_0 C_0}$$

равно времени, за которое фронт напряжения пробегает по линии от ее начала до закороченного участка.

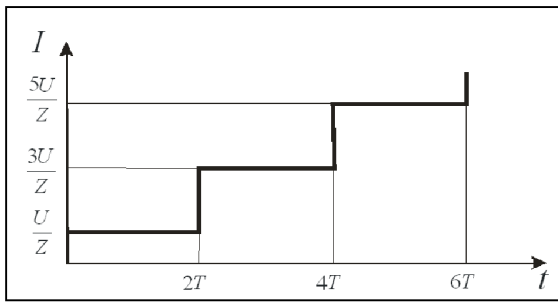


Рис. 6. График зависимости тока от времени на входе закороченной линии

Особенностью такого процесса является то, что отбор энергии от источника напряжения не будет подчиняться линейному закону, а будет иметь скачкообразный характер. Мощность, отбираемая на интервале времени от нуля до $2T$, будет составлять $\frac{U^2}{Z}$. Но на каждом последующем интервале времени, равном $2T$, она будет возрастать уже на величину $\frac{2U^2}{Z}$. При этом первый скачок соответствует отбираемой мощности, равной $\frac{U^2}{Z}$. Указанный процесс имеет место при любой длине линии. При малой ее длине скачки следуют через малые промежутки времени и зависимость тока от времени приближенно можно считать линейной, что и характерно для элементов с сосредоточенными параметрами.

Для выяснения процессов распространения полей в длинном соленоиде заменим верхний проводник длинной линии соленоидом (рис. 7).

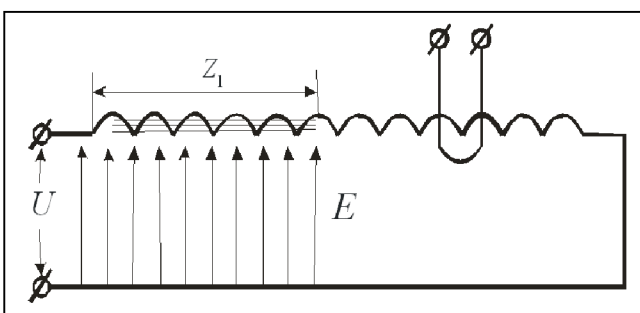


Рис. 7. Схема распространения магнитных полей в длинном соленоиде, охваченном индукционным витком

В данном случае процесс распространения полей в ней ничем не будет отличаться от рассмотренного с той лишь разницей, что погонная индуктивность линии теперь будет определяться в

основном погонной индуктивностью соленоида, а погонная емкость — емкостью между соленоидом и нижним проводом.

Когда в такой линии фронт волны дойдет до точки с координатой z_1 , то магнитным полем будет заполнена только часть соленоида, расположенная между источником питания и точкой z_1 , и только когда фронт магнитного поля в соленоиде достигнет плоскости витка, на его клеммах появится эдс. Когда фронт волны дойдет до конца соленоида, то магнитным полем он будет заполнен полностью. При обратном ходе ток и магнитное поле в соленоиде удвоится, и процесс будет происходить по рассмотренному ранее сценарию. Таким образом, магнитный поток в любом поперечном сечении соленоида будет нарастать не плавно, а скачками, и период этих скачков будет определяться временем прохождения волной закороченного отрезка соленоида. Такое перемещение магнитного потока будем называть электрическим.

Перемещаясь вдоль соленоида, фронт магнитного потока будет пронизывать плоскость витка, создавая циркуляцию электрического поля вокруг соленоида в этой области, подобно тому, как это происходит при механическом введении соленоида в окружающий его виток. Однако в данном случае скорость движения фронта потока несоизмеримо больше, чем при механическом движении соленоида, но механизм возникновения циркуляции электрического поля в области витка в обоих случаях одинаков. И сколь бы не был короток соленоид, процесс нарастания магнитного поля в любом его поперечном сечении будет скачкообразным.

Таким образом, циркуляция электрического поля вне такого соленоида порождается не частной производной по времени магнитного потока, как считалось ранее, а тем, что магнитный поток движется внутри такого соленоида по определенному закону. При небольшой длине соленоида расстояние между импульсами мало, поэтому они, сливаясь, образуют почти постоянное напряжение.

Рассмотрение показало, что ток во всех витках соленоида не может нарастать одновременно и этим снимается парадокс наличия вокруг

длинного соленоида с постоянным током циркуляции векторного потенциала. Таким образом, закон Фарадея в частных производных по времени не отражает физику возникновения индукционных электрических полей снаружи соленоида, и мы получен исчерпывающий ответ на тот вопрос, который поставлен в фейнмановских лекциях.

При разработке закона индукции следует, в первую очередь, выяснить причину образования электрического поля вблизи тех прямолинейных проводников, по которым протекают переменные токи. Если потом свернуть такие проводники в спирали или соленоиды, то от этого упомянутые законы не изменятся, а при их использовании лишь будет необходимо учесть изменение геометрии указанных проводников. На данном этапе развития электродинамики эти вопросы решены лишь на феноменологическом уровне путем введения векторного магнитного потенциала, производная по времени от которого и представляет электрические поля индукции.

3. Векторный потенциал магнитного поля в классической электродинамике

Магнитное поле в свое время было введено Ампером феноменологическим путем на основе наблюдения силового взаимодействия между проводниками, по которым течет ток. Закон Ампера, выраженный в векторной форме, определяет магнитное поле в точке наблюдения следующим образом:

$$\vec{H} = \int \frac{I [d\vec{l} \vec{r}]}{4\pi r^3}$$

где I — ток в элементе $d\vec{l}$, \vec{r} — вектор, направленный из $d\vec{l}$ в точку наблюдения.

Можно показать, что

$$\frac{[d\vec{l}\vec{r}]}{r^3} = \left[\text{grad} \left(\frac{1}{r} \right) d\vec{l} \right] = \text{rot} \left(\frac{d\vec{l}}{r} \right) - \frac{1}{r} \text{rot} d\vec{l}$$

Но ротор $d\vec{l}$ равен нулю и поэтому окончательно

$$\vec{H} = \text{rot} \int I \left(\frac{d\vec{l}}{4\pi r} \right) = \text{rot} \vec{A}_H$$

где

$$\vec{A}_H = \int \frac{I d\vec{l}}{4\pi r} \quad (3.1)$$

векторный потенциал магнитного поля. Процесс формирования векторного потенциала изображен на рисунке 8.

Замечательным свойством этого процесса является то, что зависимость векторного потенциала обратно пропорциональна расстоянию до точки наблюдения, что характерно для законов

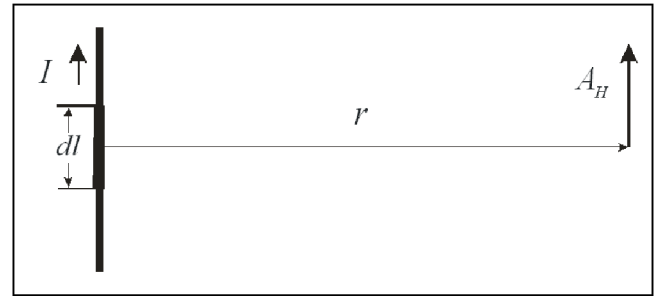


Рис. 8. Формирование векторного потенциала элементом проводника, по которому течет ток излучения.

Если размер элемента $d\vec{l}$, по которому течет ток, значительно меньше, чем расстояние до точки наблюдения, то векторный потенциал, порождаемый элементом $d\vec{l}$, по которому течет ток $I = gv$, имеет вид

$$\vec{A}_H = \frac{gv d\vec{l}}{4\pi r} \quad (3.2)$$

Из этого соотношения следует интересный факт. Даже на постоянном токе зависимость векторного потенциала от расстояния соответствует законам излучения. И, казалось бы, что меня скачками ток в коротком отрезке провода, и измеряя векторный потенциал в удаленной точке, можно передавать информацию в эту точку по законам излучения. Но этому мешает то обстоятельство, что цепь постоянного тока всегда замкнута на локальный источник питания и поэтому всегда есть как прямой, так и обратный провод. Эта особенность приводит к тому, что скалярный потенциал в дальней зоне оказывается обратно пропорциональным квадрату расстояния до наблюдаемой точки. Это легко показать на примере двух параллельных элементов проводника, расположенных на расстоянии d (рис. 9), в которых текут встречные токи. В этом случае векторный потенциал в удаленной зоне определяется

как сумма векторных потенциалов, создаваемых в дальней зоне каждым токовым элементом в отдельности.

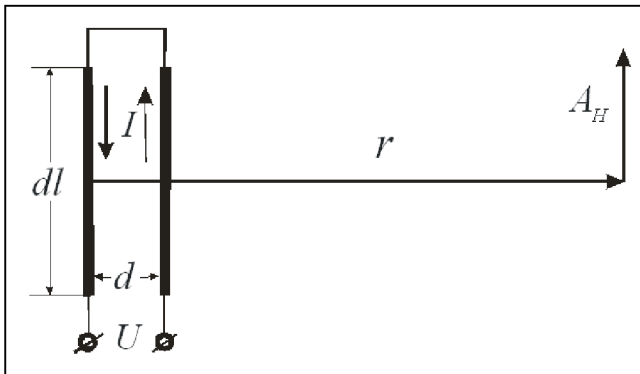


Рис. 9. Формирование векторного потенциала двумя параллельными участками проводников, по которым текут встречные токи

При условии, что r значительно больше d получаем:

$$\vec{A}_H = \frac{gv \vec{dl}}{4\pi r} - \frac{gv \vec{dl}}{4\pi(r+d)} \cong \frac{gv \vec{dl} d}{4\pi r^2}. \quad (3.3)$$

Поскольку

$$\vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{A}_H}{\partial t}, \quad (3.4)$$

то для случая, изображенного на рисунке 8, находим:

$$\vec{E}_1 = -\frac{\mu_0 ga \vec{dl}}{4\pi r}. \quad (3.5)$$

А для случая, изображенного на рисунке 9, соответственно:

$$\vec{E}_2 = -\frac{\mu_0 ga \vec{dl} d}{4\pi r^2} \quad (3.6)$$

где $a = \frac{dv}{dt}$ – ускорение зарядов. Поскольку скорость света определяется соотношением

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}. \quad (3.7)$$

где ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, то равенства (3.5) и (3.6) можно переписать:

$$\vec{E}_1 = -\frac{ga \vec{dl}}{4\pi \epsilon_0 c^2 r}. \quad (3.8)$$

$$\vec{E}_2 = -\frac{ga \vec{dl} d}{4\pi \epsilon_0 c^2 r^2}. \quad (3.9)$$

Если имеется точечный заряд e , то эти соотношения принимают вид:

$$\vec{E}_1 = -\frac{e\vec{a}}{4\pi \epsilon_0 c^2 r}, \quad \vec{E}_2 = -\frac{e\vec{a} d}{4\pi \epsilon_0 c^2 r^2}$$

Основная задача законов индукции заключается в выяснении причин появления в пространстве индукционных электрических полей, а, следовательно, и сил действующих на заряд. Это главная задача индукции, т.к. только электрические поля, генерируемые тем или иным способом, оказывают силовые воздействия на другие заряды.

Мы уже вводили связь между производной векторного потенциала и индуцированным электрическим полем

$$\vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{A}_H}{\partial t}. \quad (3.10)$$

Соотношение (3.10) означает локальную связь между производной этого вектора и индуцируемым электрическим полем. Зная производную вектора \vec{A}_H по координатам, можно определить также индуцируемое магнитное поле, поскольку

$$\vec{H} = \text{rot } \vec{A}_H.$$

До сих пор решение вопроса о возникновении электрических полей в движущихся контурах можно было осуществлять двумя путями. Первый заключался в вычислении силы Лоренца, действующей на движущиеся заряды, второй путь заключался в измерении изменения магнитного потока через исследуемый контур. Оба метода давали одинаковый результат. Это было непонятно. В связи с непониманием физической природы такого положения дел и начали считать, что униполярный генератор является исключением из правила потока [1]. Рассмотрим эту ситуацию подробнее.

Для того чтобы ответить на поставленный вопрос, следует несколько изменить соотношение (3.10), заменив в нем частную производную на полную:

$$\vec{E}' = -\mu_0 \frac{d\vec{A}_H}{dt}. \quad (3.11)$$

Штрих около вектора \vec{E} означает, что это поле определяется в движущейся системе координат, в то время как вектор \vec{A}_H определен в неподвижной системе. Таким образом, предполагается, что векторный потенциал может иметь, как локальную, так и конвекционную

производную, т.е. может меняться, как за счет изменения локального времени, так и за счет движения в пространственно меняющемся поле этого потенциала. Соотношение (3.11) можно переписать следующим образом [3...5]:

$$\vec{E}' = -\mu_0 \frac{\partial \vec{A}_H}{\partial t} - \mu_0 (\vec{v} \nabla) \vec{A}_H,$$

где \vec{v} – скорость штрихованной системы. Следовательно, дополнительная сила, действующая на заряд в движущейся ИСО, запишется

$$\vec{F}'_{v,1} = -e \mu_0 (\vec{v} \nabla) \vec{A}_H.$$

Эта сила зависит только от пространственных производных векторного потенциала и скорости штрихованной системы.

Заряд, движущийся в поле векторного потенциала \vec{A}_H со скоростью \vec{v} , обладает также потенциальной энергией [1]

$$W = -e \mu_0 (\vec{v} \vec{A}_H).$$

Поэтому должна существовать еще одна сила, действующая на заряд в движущейся ИСО, являющаяся градиентом этого потенциала:

$$\vec{F}'_{v,2} = -\text{grad } W = e \mu_0 \text{grad} (\vec{v} \vec{A}_H).$$

Таким образом, величина $\mu_0 (\vec{v} \vec{A}_H)$ играет такую же роль, что и скалярный потенциал ϕ , градиент которого дает электрическое поле. Следовательно, суммарная сила, которая действует на заряд, движущийся в поле векторного потенциала, может иметь три составляющие

$$\vec{F}' = -e \mu_0 \frac{\partial \vec{A}_H}{\partial t} - e \mu_0 (\vec{v} \nabla) \vec{A}_H + e \mu_0 \text{grad} (\vec{v} \vec{A}_H). \quad (3.12)$$

Первая из составляющих этой силы действует на неподвижный заряд, когда векторный потенциал имеет локальную производную по времени. Вторая составляющая также определяет изменения векторного потенциала во времени, но они связаны уже с движением заряда в пространственно меняющемся поле этого потенциала. Совсем иная природа у силы, которая определяется последним слагаемым соотношения (3.12). Она связана с тем, что заряд, двигающийся в поле векторного потенциала, обладает потенциальной энерги-

ей, градиент которой и дает силу. Из соотношения (3.12) следует

$$\vec{E}' = -\mu_0 \frac{\partial \vec{A}_H}{\partial t} - \mu_0 (\vec{v} \nabla) \vec{A}_H + \mu_0 \text{grad} (\vec{v} \vec{A}_H). \quad (3.13)$$

Это закон в отличие от закона Фарадея определяет все электрические поля, которые могут возникать в заданной точке пространства, причем эта точка может быть как неподвижной, так и движущейся. Этот единый закон включает в себя и закон Фарадея, и ту часть силы Лоренца, которая связана с движением заряда в магнитном поле. Этот закон без всяких исключений дает ответ на все вопросы, касающиеся взаимной индукции. Показательно, что, если взять ротор от обеих частей равенства (3.13), пытаясь получить первое уравнение Максвелла, то сразу будет потеряна существенная часть информации, т.к. ротор от градиента тождественно равен нулю. В этом и заключается физический смысл градиентной инвариантности.

Если выделить те силы, которые связаны с движением заряда в поле векторного потенциала, и учесть, что

$$\mu_0 \text{grad} (\vec{v} \vec{A}_H) - \mu_0 (\vec{v} \nabla) \vec{A}_H = \mu_0 [\vec{v} \times \text{rot } \vec{A}_H],$$

то из (3.12) получим

$$\vec{F}' = e \mu_0 [\vec{v} \times \text{rot } \vec{A}_H]. \quad (3.14)$$

Учитывая (3.10), получим:

$$\vec{F}'_v = e \mu_0 [\vec{v} \times \vec{H}]. \quad (3.15)$$

Это соотношение и определяет магнитную часть силы Лоренца, откуда следует

$$\vec{E}'_v = \mu_0 [\vec{v} \times \vec{H}]. \quad (3.16)$$

Таким образом, к электрическому полю, действующему на заряд, определяемому соотношением (3.10), добавляется поле, определяемое соотношением (3.16).

Окончательно для силы, действующей на заряд, получаем:

$$\vec{F}' = e \vec{E} + e \vec{E}'_v = -e \frac{\partial \vec{A}_H}{\partial t} + e \mu_0 [\vec{v} \times \vec{H}]. \quad (3.17)$$

Может показаться, что соотношение (3.17) представляет силу Лоренца, однако, это не так. В этом соотношении и поле \vec{E} , и поле \vec{E}'_v являются индуцированными, первое из них связано с ло-

кальной производной векторного потенциала по времени, второе же обязано движению заряда в пространственно меняющемся поле этого потенциала. Чтобы получить полную силу, действующую на заряд, необходимо для случая, когда система не является электронейтральной, к правой части соотношения (3.17) добавить слагаемое $-e\text{grad}\varphi$:

$$\vec{F}'_{\Sigma} = -e \text{grad} \varphi + e\vec{E} + e\mu_0 [\vec{v} \times \vec{H}],$$

где φ — скалярный потенциал, создаваемый в точке наблюдения нескомпенсированными зарядами. Теперь соотношение (3.13) можно переписать следующим образом:

$$\begin{aligned} \vec{E}' = & -\mu_0 \frac{\partial \vec{A}_H}{\partial t} - \mu_0 (\vec{v} \nabla) \vec{A}_H + \\ & + \mu_0 \text{grad}(\vec{v} \vec{A}_H) - \text{grad} \varphi, \end{aligned} \quad (3.18)$$

или, собрав первые два члена в полную производную векторного потенциала по времени, и, внося под знак градиента два последних члена правой части соотношения (3.18), получим:

$$\vec{E}' = -\mu_0 \frac{d\vec{A}_H}{dt} + \text{grad}(\mu_0 (\vec{v} \vec{A}) - \varphi). \quad (3.19)$$

Если обе части соотношения (3.19) умножить на величину заряда, то можно получить полную силу, действующую на заряд. От силы Лоренца она будет отличаться силой $-e\mu_0 \frac{\partial \vec{A}_H}{\partial t}$. Из соотношения (3.13) видно, что величина $(\mu_0 \vec{v} \vec{A}) - \varphi$ играет роль обобщенного скалярного потенциала. Если взять ротор от обеих частей соотношения (3.19) и учесть, что $\text{rot grad} = 0$, то получим:

$$\text{rot } E' = -\mu_0 \frac{d\vec{H}}{dt}.$$

Если в данном соотношении заменить полную производную на частную, т.е. считать, что поля определяются только в заданной инерциальной системе, то получим первое уравнение Максвелла.

Ранее сила Лоренца вводилась при помощи постулата. Получить расчетным путем последнее слагаемое правой части соотношения (3.17) можно было только в рамках СТО. В данном случае все слагаемые соотношения (3.17) получены из закона индукции в рамках преобразований Галилея. Причем соотношение (3.17) это и есть полный

закон взаимной индукции, если его записать в терминах векторного потенциала. Это есть как раз то правило, которое дает возможность, зная поля в одной ИСО, вычислять поля в другой инерциальной системе, и этого правила до сих пор не было в классической электродинамике.

Структуру сил, действующих на движущийся заряд, легко понять на примере, когда заряд движется между двумя параллельными плоскостями,

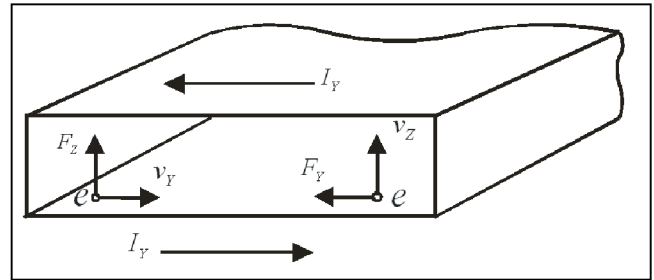


Рис. 10. Силы, действующие на заряд, движущийся в поле векторного потенциала

по которым протекает ток (рис. 10).

Выберем оси координат таким образом, чтобы ось z была направлена нормально к плоскостям, а ось y параллельна им. Тогда для случая, когда расстояние между пластинами значительно меньше их ширины (в данном случае на рисунке это соотношение не соблюдено), магнитное поле H_x между ними будет равно удельному току I_y , протекающему по пластинам. Если положить, что векторный потенциал на нижней пластине равен нулю, то его y -компонента, отсчитываемая от нижней пластины, будет возрастать по закону $A_y = I_y z$.

Если электрон движется в направлении оси y вблизи нижней пластины со скоростью v_y , то сила F_z , действующая на заряд, определяется последним слагаемым соотношения (3.12) и равна

$$F_z = e\mu_y I_y. \quad (3.20)$$

Направлена эта сила от нижней пластины к верхней.

Если заряд движется вдоль оси z от нижней пластины к верхней со скоростью $v_z = v_y$, то для нахождения силы следует использовать уже второе слагаемое правой части соотношения (3.12). Эта сила по абсолютной величине опять равна силе, определяемой соотношением (3.20), и направлена в сторону противоположную оси y . При лю-

бых других направлениях движения суммарная сила будет векторной суммой двух сил, представляемых последними слагаемыми соотношения (3.12). Суммарная же величина этой силы по-прежнему будет определяться соотношением (3.17), а сама сила всегда будет нормальной к направлению движения заряда. Ранее наличие такой силы рассматривалось как действие силы Лоренца, природа которой была неизвестна и вводилась как отдельный постулат. Теперь понятно, что она является следствием совместного действия двух сил, различных по своей природе, физический смысл которых теперь определен. Однако в данном случае возникает один существенный вопрос. Если на заряд действует сила, то с точки зрения третьего закона Ньютона, должна быть и ей равнодействующая, и место приложения такой силы должно быть известно. Концепция магнитного поля ответа на этот вопрос не дает, поскольку и магнитное поле, и векторный потенциал выступают в качестве самостоятельной субстанции, с которой и происходит взаимодействие.

С точки зрения существующей теории электромагнетизма силы взаимодействия проводников можно найти двумя путями. Первый из них заключается в том, что один из проводников (например, нижний) создает в месте расположения верхнего проводника магнитное поле $H(r) = \frac{g_1 v_1}{2\pi r}$, где g_1 — количество движущихся зарядов, приходящееся на единицу длины проводника, а v_1 — скорость зарядов. В системе координат, двигающейся вместе с зарядами верхнего проводника, возникает сила Лоренца

$$F = g_2 v_2 \mu_0 H(r).$$

Значение этой силы, приходящейся на единицу длины проводника, записывается как

$$F = \frac{\mu g_1 V_1 g_2 V_2}{2\pi r} = \frac{I_1 I_2}{2\pi \epsilon c^2 r}. \quad (3.23)$$

Соотношение (3.23) можно получить и другим способом. Можно считать, что нижний проводник создает в районе расположения верхнего векторный потенциал, z компонента которого равна

$$A_z = -\frac{g_1 V_1 \ln r}{2\pi \epsilon c^2} = -\frac{I_1 \ln r}{2\pi \epsilon c^2}.$$

Потенциальная энергия единичного участка верхнего проводника, по которому течет ток I_2 , в поле векторного потенциала A_z определяются соотношением

$$W = I_2 A_z = -\frac{I_1 I_2 \ln r}{2\pi \epsilon c^2}.$$

Градиент этой энергии и дает силу

$$F = \frac{\partial W}{\partial r} = \frac{I_1 I_2}{2\pi \epsilon c^2 r}.$$

Оба рассмотренных метода дают одинаковый результат, но второй метод с точки зрения понимания физики процесса полностью прозрачен, в то время как наличие силы, направленной нормально к прямолинейному движению заряда, что предполагает сила Лоренца, с точки зрения физики совершенно непонятно.

Таким способом можно объяснить и происхождение пондеромоторных (механических) сил. Если ток, текущий через проводник, разбить на отдельные токовые нити, то все они будут по отдельности создавать поле векторного потенциала в месте расположения любой отдельной нити. Суммарное поле будет действовать на каждую нить в отдельности, и в соответствии с последним слагаемым правой части соотношения (3.12) это будет приводить к взаимному их притяжению.

Следует подчеркнуть, что в соотношении (3.14) и (3.19) все поля имеют индукционное происхождение, и они связаны то ли с локальной производной векторного потенциала, то ли с движением заряда в пространственно меняющемся поле этого потенциала. Если поля во времени не изменяются, то в правой части соотношений (3.14) и (3.15) остаются только последние слагаемые, и они объясняют работу всех существующих электрогенераторов с движущимися механическими частями, в том числе и работу униполярного генератора. В этом случае в формировании силы, действующей на заряд, принимают участие два последних слагаемых правой части равенства (3.13), внося одинаковые вклады. Теперь ясно, что представление закона индукции в терминах векторного потенциала это и есть тот «основополагающий принцип», на отсутствие которого указывается в работе [1].

Второе уравнение Максвелла в терминах векторного потенциала можно записать следующим образом:

$$\text{rot rot } \vec{A}_H = \vec{j}(\vec{A}_H),$$

где $\vec{j}(\vec{A}_H)$ – некоторый функционал от \vec{A}_H , зависящий от свойств рассматриваемой среды. Если, например, $\vec{j} = \sigma \vec{E}$, т.е. выполняется закон Ома, то

$$\vec{j}(\vec{A}_H) = \text{rot rot } \vec{A}_H = -\sigma \mu \frac{\partial \vec{A}_H}{\partial t}. \quad (3.24)$$

Для свободных зарядов, которые могут двигаться без трения, функционал будет иметь вид

$$\vec{j}(\vec{A}_H) = \text{rot rot } \vec{A}_H = \frac{\mu}{L_k} \vec{A}_H, \quad (3.25)$$

где $L_k = \frac{m}{ne^2}$ – удельная кинетическая индуктивность зарядов [6]. В этом соотношении m , e и n – масса заряда, его величина и плотность соответственно.

Для токов проводимости выполняется условие $\text{div } \vec{A}_H = 0$. Поэтому соотношения (3.24) и (3.25) можно переписать:

$$\nabla^2 \vec{A}_H = \sigma \mu \frac{\partial \vec{A}_H}{\partial t} \quad (3.26)$$

$$\nabla^2 \vec{A}_H = -\frac{\mu}{L_k} \vec{A}_H \quad (3.27)$$

Соотношения (3.26) и (3.27) представляют волновые уравнения для векторного потенциала в нормальных металлах и сверхпроводниках.

Для свободного пространства имеет место соотношение

$$\text{rot rot } \vec{A}_H = -\mu \epsilon \frac{\partial^2 \vec{A}_H}{\partial t^2}. \quad (3.28)$$

В данном случае нельзя полагать, что $\text{div } \vec{A}_H = 0$, поэтому требуется полное решение этого уравнения.

Имея в распоряжении соотношения (3.26–3.28), нам уже нет нужды прибегать к услугам первого уравнения Максвелла, т.к. волновые процессы в рассматриваемых средах эти соотношения уже определяют.

Все сказанное свидетельствует о том, что векторный потенциал в классической электродинамике имеет очень важную роль, поскольку определяет не только волновые, но и энергетические процессы. Использование векторного потенциала проливает свет на многие физические явления,

которые ранее понятны не были. Такой подход ставит электродинамику на новую основу, где главенствующую роль играют уже не поля, а потенциалы. Но пока, к сожалению, векторный потенциал вводится только феноменологическим путём и физическая его природа не ясна. Если же удастся выяснить физическую природу этого потенциала, то будет решена очень важная физическая задача как теоретического, так и прикладного плана. Эту задачу мы попытаемся решить во второй части этой работы.

4. Многополюсный униполярный генератор переменного тока

Униполярная индукция получения эдс выгодно отличается своей простотой. Движущиеся части генератора не имеют обмоток, момент инерции его ротора может быть значительно меньше, чем у существующих конструкций, что допускает его быстрый реверс при использовании генератора в качестве двигателя. В существующих генераторах обмотки приходится укладывать в узкие пазы и изолировать их от стенок, что лишает возможности эффективного их охлаждения. Этого недостатка у униполярных генераторов и двигателей тоже нет. Однако все эти преимущества перечеркиваются слишком малыми значениями эдс, которые можно получить от униполярных генераторов. Предлагаемая конструкция униполярного генератора дает возможность получать переменные эдс, что допускает применение трансформаторов, и это позволяет получать от таких генераторов любые напряжения.

Конструкция униполярного генератора, позволяющая получать переменные эдс основана на превращении его в многополюсный генератор, как показано на рисунке 11.

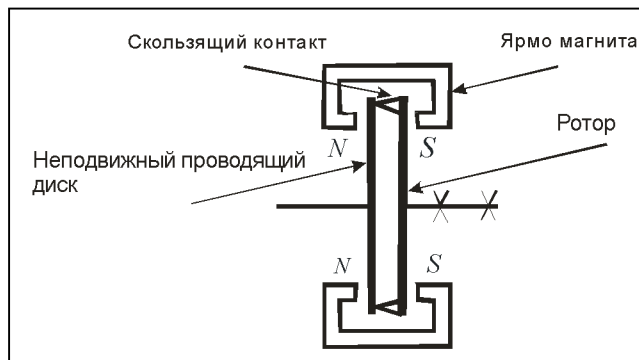


Рис. 11. Осевое сечение многополюсного униполярного генератора

В состав генератора входит неподвижный проводящий диск, по которому скользят щетки, за-

крепленные на концах металлических спиц. Диск охватывает ярмо магнитов, зазор между полюсами которых допускает свободное прохождение спиц, прикрепленных к вращающемуся валу.

Поперечный разрез генератора показан на рисунке 12.

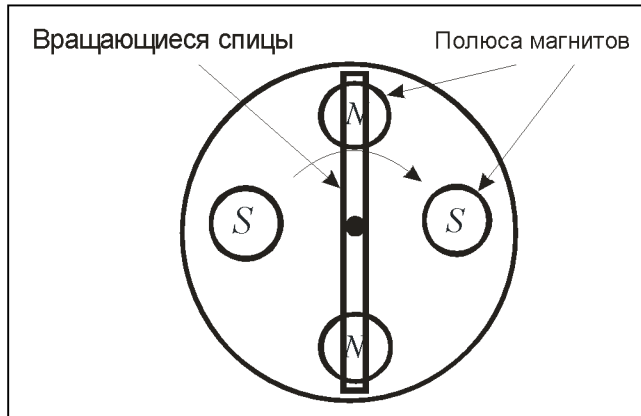


Рис. 12. Поперечный разрез генератора

При вращении вала, к которому прикреплены спицы, они последовательно проходят между полюсами магнитов, при этом в них индуцируется эдс, знак которой зависит от направления магнитного поля. Полюса магнитов расположены так, что направление магнитного поля противоположны у каждого рядом стоящего магнита. Количество магнитов равно удвоенному числу спиц. Такое расположение полюсов магнитов дает возможность при вращении вала генерировать в спицах знакопеременную эдс. При этом переменное напряжение возникает между неподвижным диском и осью ротора, которое при помощи трансформатора, может быть увеличено до любого значения. На рисунке показана конструкция, состоящая из двух спиц и четырех магнитов. Чем больше количество магнитов, установленных по периметру диска, тем будет больше количество циклов переменного напряжения, приходящихся на один оборот вала. Предлагаемая конструкция очень проста, и допускает изготовление в любой мастерской, имеющей станочное оборудование. Ремонт генератора и замена скользящих контак-

Примечание редактора.

Статья публикуется в дискуссионном порядке.

тов также труда не представляет, т.к. все элементы генератора легко доступны.

Автор выражает благодарность Анри Амвросьевичу Рухадзе за полезные обсуждения и замечания, которые способствовали улучшению работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. *Фейнмановские лекции по физике*. М.: Мир, 1977.
2. Джексон Дж. *Классическая электродинамика*. М.: Мир, 1965, 702 с.
3. Менде Ф. Ф. *Существуют ли ошибки в современной физике*. Харьков: Константа, 2003. 72 с.
4. Mende F.F. *On refinement of certain laws of classical electrodynamics*, arXiv, physics/0402084.
5. Менде Ф.Ф. *Великие заблуждения и ошибки физиков XIX–XX столетий. Революция в современной физике*. Харьков: НТМТ, 2010, 176 с.
6. Менде Ф.Ф., Спицын А.И. *Поверхностный импеданс сверхпроводников*. Киев: Наукова думка, 1985. 240 с.

REFERENCE

1. Feinman R., Leiton R., Sends M. *Feinmanovskie lekcii po fizike* [Feynman lectures on physics]. M.: Mir [Publishing house «Peace»], 1977.
2. Jackson Dzh. *Classicheskaja elektrodinamika* [Classical electrodynamics]. M.: Mir [Publishing house «Peace»], 1965, 702 p.
3. Mende F.F. *Sushchestvuiut li oshibki v sovremennoi fizike* [Are there any errors in modern physics]. Kharkov: Konstanta [Kharkov: Publishing house «Konstanta»], 2003. 72 p.
4. Mende F.F. *On refinement of certain laws of classical electrodynamics*, arXiv, physics/0402084.
5. Mende F.F. *Velikie zabluzhdeniia i oshibki fizikov XIX–XX stoletii. Revoliutciia v sovremennoi fizike* [Great errors and mistakes of the physicists of the XIX–XX centuries. Revolution in modern physics]. Kharkov: NTMT [Kharkov: Publishing house «NTMT»], 2010, 176 p.
6. Mende F.F., Spitsyn A.I. *Poverkhnostnyi impedans sverkhprovodnikov* [The surface impedance of superconductors]. Kiev: Naukova dumka [Kiev: Publishing house «Naukova dumka»], 1985. 240 p.

Сведения об авторе

Федор Федорович Менде, доктор техн. наук, ст. научн. сотрудник, директор

E-mail: mende_fedor@mail.ru

НИИ Криогенного приборостроения Физико-технический институт низких температур

им. Б.И. Веркина НАН Украины

61103, Украина, Харьков, пр. Ленина, 47

Information about author

Fedor Fedorovich Mende, Doctor of Techn. Sciences, Senior Research Assistant, Director

E-mail: mende_fedor@mail.ru

Research institute for cryogenic instrument engineering B.I. Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering NAS Ukraine

61103, Kharkov, Ukraine, Lenin Ave., 47.