

Электродинамика движущегося магнитного диполя и униполярная индукция

С. А. Герасимов

Движущийся с постоянной скоростью магнитный диполь в инерциальной системе отсчета ведет себя как электрический, дипольный момент которого определяется векторным произведением скорости на магнитный дипольный момент. Кроме того, движущийся магнитный диполь создает вихревое электрическое поле. Рассматривая намагниченное тело как однородное распределение магнитных диполей, можно вычислить электрическое поле, создаваемое таким вращающимся магнитом. Электрическое поле существенно отличается от поля, которое должно было бы возникнуть во вращающейся системе отсчета вследствие применения правил преобразования полей при переходе из вращающейся системы отсчета в инерциальную. Такое рассмотрение позволяет избавиться от ряда противоречий, свойственных современной интерпретации униполярной индукции.

Ключевые слова: магнитный диполь, электромагнитная индукция, напряженность электрического поля, электрический диполь, дипольный момент, инерциальная система отсчета.

Введение

Электрические машины, основанные на эффекте униполярной индукции, давно и довольно широко применяются в науке и технике, особенно в случаях, когда требуются получение больших токов при малых напряжениях. Тем не менее, само явление униполярной индукции [1–8] по-прежнему остается предметом многочисленных теоретических исследований и интерпретаций.

Обычно объяснение и интерпретация явления униполярной индукции, так или иначе, связаны с вычислением электрического поля, создаваемого вращающимся намагниченным телом. Известные подходы к решению этой задачи наиболее часто основаны на использовании закона преобразования полей при переходе из одной системы отсчета в другую [1, 2] и приводят к достаточно простым результатам. Если одна из систем отсчета не является инерциальной, это провоцирует появление ряда противоречий и парадоксальных выводов. В качестве примера такого противоречия можно рассмотреть магнитное поле, создаваемое тонким вращающимся с угловой скоростью ω витком, по которому течет постоянный электрический ток

силы I (см. рис. 1). В инерциальной системе отсчета вращающийся вокруг своей оси виток почти абсолютно идентичен не вращающемуся, поэтому на заряд e , расположенный в плоскости витка на расстоянии x от его центра, не действует ни электрическая сила, ни магнитная.

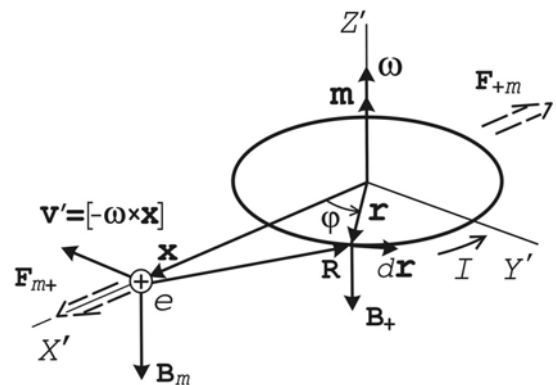


Рис. 1. Электрический заряд в поле вращающегося витка с током.

В неинерциальной системе отсчета $X'Y'Z'$ заряд вращается с той же угловой скоростью, но в обратном направлении; поэтому на него действует сила Лоренца $e[\mathbf{v}' \times \mathbf{B}_m]$, запись которой не представляет труда:

$$\mathbf{F}_{m+} = \frac{\mu_0 I e \omega x r}{4\pi} \mathbf{e}_x \int_0^{2\pi} \frac{(x \cos \varphi - r) d\varphi}{(r^2 - 2rx \cos \varphi + x^2)^{3/2}}. \quad (1)$$

Герасимов Сергей Анатольевич, доцент, к.ф.-м.н.
Южный федеральный университет.
Россия, 344090, г. Ростов-на-Дону, ул. Зорге, 5.
Тел. (863) 218-40-00. E-mail: gsim1953@mail.ru

Статья поступила в редакцию 27 марта 2017 г.

© Герасимов С. А., 2017

Именно это значение силы выдается за причину создания электродвижущей силы (ЭДС), регистрируемой, следует подчеркнуть, в инерциальной системе отсчета [3, 4].

Движущийся в системе отсчета $X'Y'Z'$ заряд тоже создает магнитное поле \mathbf{B}_+ , которое, действуя на контур с током, отталкивает его от заряда с силой

$$\mathbf{F}_{+m} = -\frac{\mu_0 I e \omega x r}{4\pi} \mathbf{e}_x \int_0^{2\pi} \frac{(x - r \cos \varphi) \cos \varphi}{(r^2 - 2rx \cos \varphi + x^2)^{3/2}} d\varphi. \quad (2)$$

Сумма сил (1) и (2) не равна нулю ни при одном значении радиуса витка r и положения заряда x , что говорит о незамкнутости системы «заряд – контур с током» в неинерциальной системе отсчета [5]. В свою очередь это означает появление излучения движущимся в магнитном поле зарядом, то есть того, что не учитывают правила преобразования полей. При решении таких задач перехода в неинерциальную систему отсчета лучше избежать. Остается чуть ли не единственный выход – представляя намагниченное тело в виде совокупности ориентированных магнитных диполей, решить задачу вычисления электрического поля в инерциальной системе отсчета. Такой подход оказался адекватным при подтверждении гипотезы Ампера, согласно которой магнитное поле, создаваемое большим числом ориентированных и однородно распределенных по объему тела магнитных диполей, в точности равно полю тела, по поверхности которого течет молекулярный ток с

плотностью, равной намагниченности [6]. Рассматривая электрическое поле, создаваемого одним движущимся магнитным диполем, необходимо позаботиться не только о его соответствии правилам преобразования полей, но и попытаться решить задачу независимо, то есть без привлечения закона электромагнитной индукции [7, 8].

Целью данной работы является исследование униполярной индукции без прямого привлечения закона электромагнитной индукции, что может позволить избавиться от ряда противоречий, свойственных современной интерпретации униполярной индукции.

Электрическое поле движущегося магнитного диполя

Чтобы понять, что же происходит с покоящимся относительно движущегося в инерциальной системе отсчета магнитного диполя, момент которого – \mathbf{m} , начать лучше с другой простой задачи, а именно, переписать силу Лоренца \mathbf{F}_L , действующую на движущийся со скоростью \mathbf{v} заряд в поле неподвижного магнитного диполя (см. рис. 2, а):

$$\mathbf{F}_L = \frac{\mu_0 e}{4\pi} \left[\mathbf{v} \times \left(\frac{3(\mathbf{mR})\mathbf{R}}{R^5} - \frac{\mathbf{m}}{R^3} \right) \right]. \quad (3)$$

Поскольку

$$\mathbf{v}(\mathbf{mR}) = [\mathbf{R} \times [\mathbf{v} \times \mathbf{m}]] + \mathbf{m}(\mathbf{vR}),$$

то получаем выражение для силы Лоренца в следующем виде:

$$\mathbf{F}_L = \frac{\mu_0 e}{4\pi R^5} \left\{ -3\mathbf{R}(\mathbf{R}[\mathbf{v} \times \mathbf{m}]) + [\mathbf{v} \times \mathbf{m}]R^2 + 3[\mathbf{m} \times \mathbf{R}](\mathbf{vR}) + [\mathbf{v} \times \mathbf{m}]R^2 \right\}. \quad (4)$$

Теперь можно перейти в систему отсчета, в которой заряд покоится, а магнитный диполь движется со скоростью $\mathbf{v}' = -\mathbf{v}$ (рис. 2, б). Тем самым рассматривается воздействие движущегося магнита (подчеркнём, движущегося равномерно и прямолинейно) на покоящийся заряд внешней цепи.

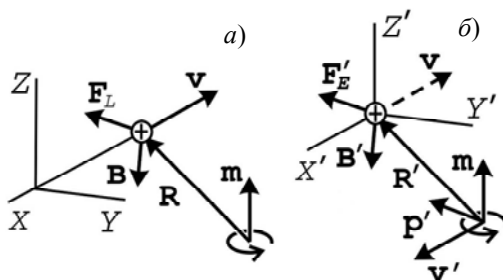


Рис. 2. Покоящийся заряд в поле движущегося диполя.

В системе отсчета $X'Y'Z'$ магнитный диполь движется, значит, он обладает дипольным электрическим моментом [9]:

$$\mathbf{p}' = [\mathbf{v}' \times \mathbf{m}'] / c^2, \quad (5)$$

электрическое поле которого

$$\mathbf{E}_p = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{3\mathbf{R}(\mathbf{pR}) - \mathbf{pR}^2}{R^5} \quad (6)$$

может быть переписано в виде:

$$\mathbf{E}_p = \frac{\mu_0}{4\pi R^5} \left\{ -3\mathbf{R}(\mathbf{R}[\mathbf{v} \times \mathbf{m}]) + [\mathbf{v} \times \mathbf{m}]R^2 \right\}. \quad (7)$$

Здесь учтено то обстоятельство, что $\mathbf{R}' = \mathbf{R}$ и $\mathbf{m}' = \mathbf{m}$ при $v \ll c$ и, конечно, $c^2 = 1/\mu_0\epsilon_0$ (в системе СИ).

Понятно, что это только одна составляющая электрического поля

$$\mathbf{E}'_E = -\nabla\psi - \frac{\partial\mathbf{A}'}{dt}, \quad (8)$$

выражающая кулоновское взаимодействие электрического диполя (5) с покоящимся в системе отсчета $X'Y'Z'$ зарядом. Поэтому соответствующее значение силы $e\mathbf{E}_p$ отличается от (4). Вторая составляющая обусловлена изменением во времени магнитного поля, вызванного движением магнитного диполя в системе отсчета $X'Y'Z'$. Поскольку векторный потенциал магнитного поля в системе отсчета $X'Y'Z'$ имеет вид

$$\mathbf{A}' = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{[\mathbf{v}' \times \mathbf{m}']}{R^3}, \quad (9)$$

то

$$\mathbf{E}'_A = -\frac{\partial\mathbf{A}'}{dt} = -\frac{\mu_0}{4\pi} \left[\mathbf{m} \times \left\{ \frac{1}{R^3} \frac{\partial\mathbf{R}}{dt} + \mathbf{R} \frac{\partial}{dt} \left(\frac{1}{R^3} \right) \right\} \right]. \quad (10)$$

Так как

$$\frac{\partial R}{dt} = -\frac{(\mathbf{R}\mathbf{v})}{R},$$

то результат в виде соотношения

$$\mathbf{E}'_A = \frac{\mu_0}{4\pi R^5} \left\{ 3[\mathbf{m} \times \mathbf{R}](\mathbf{v}\mathbf{R}) + [\mathbf{v} \times \mathbf{m}]R^2 \right\} \quad (11)$$

означает, что справедливо равенство

$$\mathbf{E}_L = \mathbf{E}'_p + \mathbf{E}'_A. \quad (12)$$

Оказалось, что на покоящийся заряд со стороны движущегося с постоянной скоростью магнитного диполя при нерелятивистских скоростях действует такое же значение силы, как и на движущийся с той же скоростью заряд в поле неподвижного магнитного диполя. Это вовсе не означает, что правила преобразования электрического и магнитного полей при переходе из инерциальной системы отсчета в неинерциальную или наоборот справедливы без оговорок. Пока удалось продемонстрировать лишь то, что они справедливы при изучении магнитных диполей, да и то только в инерциальных системах отсчета. Со ссылкой на электродинамику вращающихся тел [1, 10], можно утверждать, что результат (12) при нерелятивистских скоростях справедлив и для вращательного движения магнитного диполя, но только в инерциальной системе отсчета. Если же вспомнить, что покоящееся однородно намагниченное тело элек-

тродинамически абсолютно эквивалентно совокупности одинаково ориентированных и однородно распределенных в пространстве магнитных диполей [6], то теперь есть все, чтобы вычислить электрическое поле, создаваемое такой вращающейся совокупностью диполей.

Электрическое поле тонкого диска

Пусть n – плотность магнитных диполей, ориентированных в направлении оси вращения тонкого диска. В инерциальной системе отсчета XYZ электрическое поле, создаваемое всем вращающимся диском, можно записать в виде

$$\mathbf{E} = \frac{\mu_0 n}{4\pi} \int_V \left[[\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}] \times \left(\frac{3(\mathbf{m}\mathbf{R})\mathbf{R}}{R^5} - \frac{\mathbf{m}}{R^3} \right) \right] dv, \quad (13)$$

где интегрирование производится по всему объему диска. Поскольку

$$\mathbf{r} = \mathbf{q} - \mathbf{R},$$

то напряженность электрического поля (13) имеет две составляющие, обладающие разными свойствами. Одна из них

$$\mathbf{E}_q = \frac{\mu_0 n}{4\pi} \left[[\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{q}] \times \int_V [\nabla \times \mathbf{A}] dv \right] \quad (14)$$

наиболее просто вычисляется при помощи теоремы Остроградского-Гаусса, позволяющей свести интегрирование по объему к интегрированию по замкнутой поверхности S , ограничивающей объем:

$$\mathbf{E}_q = -\frac{\mu_0 n}{4\pi} \left[[\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{q}] \times \oint_S ds \times \frac{[\mathbf{m} \times \mathbf{R}]}{R^3} \right]. \quad (15)$$

Далее удобно воспользоваться тождеством Якоби:

$$[ds \times [\mathbf{m} \times \mathbf{R}]] + [\mathbf{R} \times [ds \times \mathbf{m}]] + [\mathbf{m} \times [\mathbf{R} \times ds]] = 0. \quad (16)$$

Поскольку

$$[\mathbf{m} \times [\mathbf{R} \times ds]] = \mathbf{R}(\mathbf{m}ds) - ds(\mathbf{m}\mathbf{R}),$$

а для очень тонкого диска ($\Delta h \ll R$) при прочих равных условиях переход от одного торца диска к другому приводит лишь к перемене знака у ds , то

третье слагаемое тождества Якоби (16) равно нулю и на торцах диска, и на его боковой поверхности. При этом второе слагаемое (16) равно нулю только на торцах диска. На боковой поверхности оно равно $-\left[\mathbf{R} \times \left[\mathbf{m} \times \left[dr \times \Delta h\right]\right]\right]$, то есть

$$\mathbf{E}_q = -\frac{\mu_0 n_s}{4\pi} \left[\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{q} \right] \times \int_C \frac{[\mathbf{R} \times d\mathbf{r}]}{R^3}, \quad (17)$$

с интегрированием по окружности радиусом a , причем $n_s = n\Delta h$ – поверхностная плотность магнитных диполей. В координатах точки наблюдения x и z это приводит к выражениям

$$E_{qz} = -\frac{\mu_0 n_s a \omega m z^2}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\cos \varphi d\varphi}{P(\varphi)^3}, \quad (18)$$

$$E_{qx} = \frac{\mu_0 n_s a \omega m z}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{(x \cos \varphi - a) d\varphi}{P(\varphi)^3}, \quad (19)$$

где

$$P(\varphi) = \left(x^2 - 2ax \cos \varphi + a^2 + z^2 \right)^{1/2}.$$

Конечно, вычислить электрическое поле (13) можно и численно, не сводя интеграл по поверхности диска к интегралу по контуру C , ограничивающему поверхность. В этом случае было бы трудно согласиться, что компоненты (18) и (19) в точности равны соответствующим компонентам электрического поля, с которым покоящийся намагниченный тонкий диск с линейной плотностью

$J_s = mn_s$ контурного молекулярного тока действует на заряд, движущийся со скоростью $-\left[\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{q}\right]$.

Осталось определиться со второй составляющей напряженности электрического поля, которая при записи интегрирования по поверхности S намагниченного диска приобретает следующий вид:

$$\mathbf{E}_R = -\frac{\mu_0 n_s}{4\pi} \int_S \left[\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{R} \right] \times \text{rot} \frac{[\mathbf{m} \times \mathbf{R}]}{R^3} ds. \quad (20)$$

Учитывая, что

$$\left[\nabla \times \frac{(\mathbf{mR})\mathbf{R}}{R^3} \right] = \frac{[\mathbf{m} \times \mathbf{R}]}{R^3}$$

и

$$\left[[\boldsymbol{\omega} \times \nabla] \times \frac{(\mathbf{mR})\mathbf{R}}{R^3} \right] = \boldsymbol{\omega} \frac{(\mathbf{mR})}{R^3} - \mathbf{R} \frac{3(\mathbf{mR})(\boldsymbol{\omega}\mathbf{R})}{R^5},$$

подынтегральное выражение в (20) можно переписать в виде

$$\begin{aligned} [\dots] = & -2\boldsymbol{\omega} \frac{(\mathbf{mR})}{R^3} - \left[[\boldsymbol{\omega} \times \nabla] \times \frac{(\mathbf{mR})\mathbf{R}}{R^3} \right] - \\ & - \left[\mathbf{m} \times \left[\boldsymbol{\omega} \times \nabla \frac{1}{R} \right] \right]. \end{aligned}$$

Это дает возможность интегрирование по поверхности (по крайней мере, последних двух слагаемых такой записи) свести к интегрированию по окружности, ограничивающей тонкий диск. Для этого надо учесть, что векторы $\boldsymbol{\omega}$, \mathbf{m} и ds коллинеарны и ортогональны поверхности, а раз так, то под интегралом возможны замены $\boldsymbol{\omega} ds = \boldsymbol{\omega} ds$ и $\mathbf{m} ds = m ds$. Проблему создает только первый интеграл результата интегрирования:

$$\mathbf{E}_R = \frac{\mu_0 n_s \omega}{4\pi} \left(\int_S 2ds \frac{(\mathbf{mR})}{R^3} + \oint_C \left[d\mathbf{r} \times \frac{(\mathbf{mR})\mathbf{R}}{R^3} \right] + \left[\mathbf{m} \times \oint_C \frac{d\mathbf{r}}{R} \right] \right). \quad (21)$$

Дело не в математических трудностях, мешающих интегрирование по поверхности свести к интегрированию по контуру, а совершенно в другом. Поскольку на поверхности диска $ds(\mathbf{mR}) = \mathbf{m}(ds\mathbf{R}) = m z ds$, то этот интеграл напоминает z -компоненту напряженности электрического поля, создаваемого заряженным по поверхности тонким диском, а именно:

$$\frac{\sigma z}{4\pi\epsilon_0} \int_S \frac{ds}{R^3}$$

с поверхностной плотностью заряда, равной $\sigma = 2\omega m n_s / c^2$. Этот интеграл, как, впрочем, и остальные два, можно записать в компонентах:

$$E_{Rx} = -\frac{\mu_0 n_s \omega m a}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{(z^2 - P^2(\varphi)) \cos \varphi d\varphi}{P^3(\varphi)}, \tag{22}$$

$$E_{Rz} = \frac{\mu_0 n_s \omega m}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \left\{ 2 \frac{ax \cos \varphi - x^2 - z^2}{(x^2 \sin^2 \varphi + z^2) P(\varphi)} + \frac{2(x^2 + z^2)^{1/2}}{(x^2 \sin^2 \varphi + z^2)} - \frac{a(a - x \cos \varphi)}{P^3(\varphi)} \right\}. \tag{23}$$

Если честно, то была слабая надежда, что эта составляющая напряженности электрического поля, обозначенная как \mathbf{E}_R и возникающая только в инерциальной системе отсчета, будет равна нулю. Можно позволить себе относиться к ней как к «инерциальной» и, наоборот, к \mathbf{E}_q – как к «неинерциальной». Последняя составляющая не имеет особенностей (рис. 3): силовые линии электрического поля очень похожи на линии магнитного поля, что вполне согласуется с электрически дипольным характером поля.

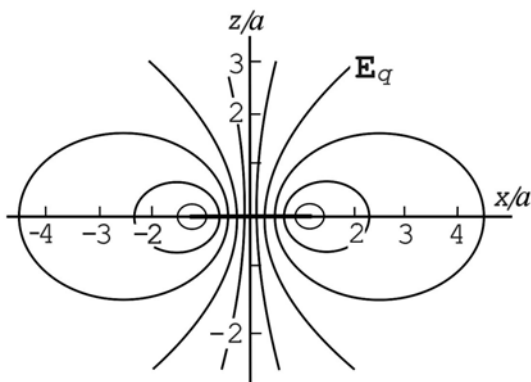


Рис. 3. Силовые линии «неинерциальной» составляющей электрического поля.

Составляющая электрического поля \mathbf{E}_R ведет себя совершенно по-другому. Во-первых, силовые линии не замкнуты и не пересекают область намагниченности (рис. 4). Во-вторых, и это очень важно, картина линий электрического поля несимметрична по отношению к плоскости намагниченного диска. Это может быть причиной слабой зависимости ЭДС униполярной индукции от направления вращения [11]. В любом случае, прежде чем говорить об этом, надо попытаться вычислить электродвижущую силу, возникающую в неподвижном участке внешней цепи, например, zPC (рис. 5). Для этого сумму компонент E_{qx} (19) и E_{Rx} (22) нужно проинтегрировать по радиусу zP , а сумму компонент E_{qz} (18) и E_{Rz} (23) по параллельному оси вращения участку PC :

$$\varepsilon = \int_0^a (E_{qx} + E_{Rx})_{z=h} dx + \int_h^0 (E_{qz} + E_{Rz})_{x=a} dz.$$

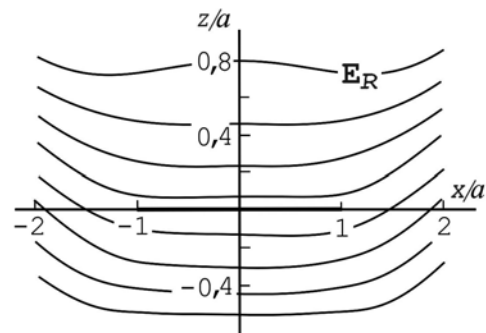


Рис. 4. Линии поля «инерциальной» составляющей.

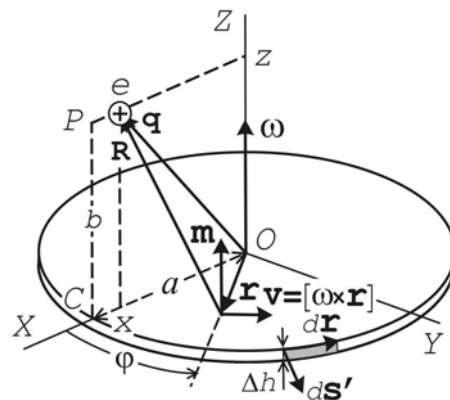


Рис. 5. Электрический заряд в поле вращающегося намагниченного диска.

Очевидно, что вся эта задача является авторемодельной, то есть результаты могут быть представлены в универсальном виде, если все геометрические параметры конкретной системы измерять в величинах, поделенных на размер диска. Это же относится и к вычислению электродвижущей силы ε как функция размеров цепи (рис. 6). Получается, что при любых размерах диска, величинах магнитного момента и угловой скорости вращения различия между двумя составляющими,

участвующими в формировании ЭДС не только существенны, но и принципиальны. А это, в свою очередь, позволяет исследовать электрическое поле, создаваемое вращающимся магнитом, экспериментально, измеряя ту же ЭДС униполярной индукции.

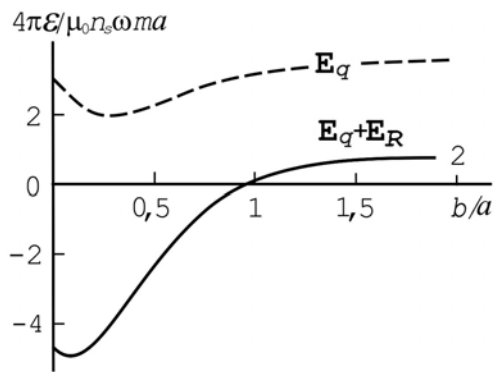


Рис. 6. ЭДС униполярной индукции как функция размеров цепи.

Заключение

Проблемы, связанные с униполярной индукцией, были и остаются, но некоторые из них едва ли можно считать серьезными. Невыполнение закона электромагнитной индукции Фарадея для ее униполярного проявления, связывающего ЭДС с изменением потока вектора магнитной индукции через контур внешней цепи, — это не проблема ровно в такой же степени, в какой не выполняется этот закон и для проводника, вращающегося во внешнем магнитном поле.

Надуманностями являются и представления о связи униполярной индукции с так называемым «вращением» магнитного поля [4, 12, 13]. Понятие движущегося поля, причем не только магнитного, лишено количественного смысла. Следует обратить внимание, что приведенные выше результаты не обременены ни законом электромагнитной индукции Фарадея, ни, тем более, непонятным «вращением» поля. Поле не движется и не покоится, а его количественная характеристика, напряженность или индукция, меняется со временем и с переходом от точки к точке.

Основная проблема, судя по всему, в особенностях электрического поля, создаваемого вращающимся источником магнитного поля. Едва ли разумно утверждать, что теперь эта проблема снята. Скорее наоборот: появились вопросы, требующие дальнейшего разбирательства. Прежде всего, это касается связи теоретических результатов с экспериментальными данными. Униполярная индукция известна давно и экспериментальной проверке подвергалась неоднократно [11, 12, 14]. Как

правило, проверялись либо зависимость ЭДС индукции от скорости вращения, либо очередные качественные аргументы, относящиеся к «движению» поля. Другие проверки больше напоминают опыт, а не эксперимент [15]. При этом даже при очень больших скоростях вращения электродвижущая сила составляла в лучшем случае десятки милливольт, что соизмеримо с непредсказуемым падением напряжения в скользящих контактах. Не надо забывать и о вторичных процессах в скользящих контактах, тоже создающих ЭДС. Отсюда вывод: необходимы очень подробные измерения электродвижущей силы при различных параметрах внешней цепи. Не лишним будет и подробное теоретическое изучение свойств этого «инерционного» поля и не только на примере вращающегося намагниченного диска, но и для магнитов другой формы: от цилиндрической до сферической.

По существу, настоящая работа представляет собой попытку выяснить, совпадает ли электрическое поле, создаваемое большим числом вращающихся ориентированных магнитных диполей, с полем, свойства которого вытекают из закона преобразования полей при переходе из неинерциальной системы отсчета в инерциальную. Оказалось, что не совпадает. Это — основной результат работы и совершенно обоснованный повод для изучения особенностей и перспектив применения такого поля.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. — М.: Наука. 1982.
2. Zahn M. Electromagnetic Field Theory: A Problem Solving Approach. — New York: Wiley & Sons. 1979.
3. Lorrain P. // European Journal of Physics. 1990. Vol. 11. No. 2. P. 94.
4. Osamu A., Sugihara R. // Journal of the Physical Society of Japan. 1987. Vol. 56. No. 6. P. 2004.
5. Gerasimov S. A. // Physica Scripta. 1997. Vol. 56. No. 3–4. P. 462.
6. Герасимов С. А. // Прикладная физика и математика. 2016. № 6. С. 3.
7. Зевеке Г. В. // Электричество. 1977. № 3. С. 23.
8. Герасимов С. А., Селютин А. Ю. // Вопросы прикладной физики. 2003. № 9. С. 56.
9. Угаров В. А. Специальная теория относительности. — М.: Наука. 1977.
10. Тимофеев В. Б. // Известия ВУЗов. Физика. 2002. № 8. С. 94.
11. Eagleton R. D. // American Journal of Physics. 1987. Vol. 55. No. 7. P. 621.
12. Crooks M. J., Litvin D. B., Matthews P. A. // American Journal of Physics. 1978. Vol. 46. No. 7. P. 729.
13. Leus V., Taylor. // European Journal of Physics. 2011. Vol. 32. No. 5. P. 1179.
14. Bartlett D. F., Monroy J., Reeves J. // Physical Review D. 1977. Vol. 16. No 12. P. 3459.
15. Малыгин В. М. // Электричество. 2013. № 6. С. 62.

Electrodynamics of moving magnetic dipole and unipolar induction

S. A. Gerasimov

Southern Federal University
5 Zorge ave., Rostov-on-Don, 344090, Russia
E-mail:gsim1953@mail.ru

Received March 27, 2017

A magnetic dipole moving in inertial frame of references looks like as the electric one the moment of which is defined by vector product of the velocity and the magnetic dipole moment. Also the moving magnetic dipole creates the vortex electric field. A magnetized body modeled as having the volume filled with infinitesimal magnetic dipoles enables to calculate the electric field produced by such a magnet. The electric field differs from that would be arise due to transformation of field in passing from the non-inertial frame of references to the inertial one. Such a consideration enables us to forget the number of contradictions characterizing the unipolar induction.

Keywords: magnetic dipole, electromagnetic induction, electric field strength, electric dipole, dipole moment, inertial frame of references.

REFERENCES

1. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Electrodynamics of Continuous Media* (Pergamon Press, Oxford, 1984; Nauka, Moscow, 1982).
2. M. Zahn, *Electromagnetic Field Theory: A Problem Solving Approach* (Wiley & Sons, New York, 1979).
3. P. Lorrain, *European Journal of Physics* **11** (2), 94 (1990).
4. A. Osamu and R. Sugihara, *Journal of the Physical Society of Japan* **56** (6), 2004 (1987).
5. S. A. Gerasimov, *Physica Scripta* **56** (3–4), 462 (1997).
6. S. A. Gerasimov, *Prikladnaya Fizika i Matematika*, No. 6, 3 (2016).
7. G. V. Zeveke, *Electrichestvo*, No. 3, 23 (1977).
8. S. A. Gerasimov and A. Yu. Selyutin, *Voprosy Prikladnoi Fiziki*, No. 9, 56 (2003).
9. V. A. Ugarov, *Special Theory of Relativity* (Mir Publishers, Moscow, 1979) [in Russian].
10. V. B. Timofeev, *Russian Physics Journal*, **45** (8), 94 (2002).
11. R. D. Eagleton, *American Journal of Physics* **55** (7), 621 (1987).
12. M. J. Crooks, D. B. Litvin, and P. A. Matthews, *American Journal of Physics* **46** (7), 729 (1978).
13. V. Leus and S. Taylor, *European Journal of Physics* **32** (5), 1179 (2011).
14. D. F. Bartlett, J. Monroy, and J. Reeves, *Physical Review D* **16** (12), 3459 (1977).
15. V. M. Malygin, *Electrichestvo*, No. 6, 62 (2013).