УДК 621.301,309.2,5,11,13

П.П.ЛЁЗОВ, канд. техн. наук

КОРРЕКЦИЯ УРАВНЕНИЙ МАКСВЕЛЛА

Теория Максвелла как теория электромагнитного поля более столетия успешно служит людям, являясь величайшим достижением всей электротехнической науки. Но время идет, появляются новые факты, новые исследования и, главное, эфир как мировая невидимая энергоемкая материальная газоподобная среда получил признание. Поскольку все законы и теории физики, в том числе и теория электромагнетизма, разработаны для «пустой» Вселенной, без учета эфира, то наступил период великой коррекции всех существующих теорий и законов.

Идею неизбежной коррекции если не всех, то многих достижений науки высказывал еще Н.Козырев, астроном Пулковской обсерватории. Он считал, что необходимый учет однонаправленности времени изменит многие соотношения в науке – ведь все события неповторимы.

Теория Максвелла носит описательный характер, в ней не учитывается эфир, в ней не рассматриваются внутренние механизмы образования поля и это теперь настало время сделать.

Электромагнитное поле по Максвеллу описывается двумя силовыми параметрами – магнитной H и электрической E напряженностями, а среда учитывается тремя параметрами – относительной диэлектрической проницаемости $\mathcal{E}$, относительной магнитной проницаемостью μ и удельной электрической проводимостью λ. Масса, основной атрибут движения тел и частиц, не учитывается.

Источниками поля являются электрические токи и заряды, по которым определяются напряженности поля, причем напряженности являются усредненными по времени и пространству, что теорию Максвелла делает макроскопической.

I. Опровержение гипотезы Максвелла

На основании закона электромагнитной индукции Фарадея Джеймс Максвелл записал первое интегральное уравнение системы уравнений электромагнитного поля его имени в виде:

$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = \oint_{(L)} \bar{E}\, d\bar{\ell} = -\int_S \frac{\partial \bar{B}}{\partial t} d\bar{S},$$

где dS — элемент поверхности, натянутой на проводящий контур.

Следует заметить, что фарадеевское выражение закона иное

$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = -\frac{\partial \Phi}{dt} = -\frac{\partial}{dt}\int_S \bar{B}\, d\bar{S} \quad ,$$

причем в формуле Фарадея магнитный поток $d\Phi = \bar{B} d\bar{S}$ и магнитная индукция B используются как функция пространственных координат x и y: $B = B\ (x, y)$, а не времени t.

Беря за основу вывода первого уравнения системы уравнений электромагнитного поля именно эту форму записи закона Фарадея Максвелл полагал, что этот закон справедлив не только для проводящего контура, но и для любого виртуального замкнутого контура в изменяющемся магнитном поле, которое создает якобы вихревое индуцированное поле в любой точке пространства. Затем изменяющееся магнитное поле было заменено переменным магнитным полем, не имеющим прямого отношения к закону Фарадея.

Возникает вопрос, если рассматривается контур непроводящий, не обтекаемый током, то зачем в первом уравнении Максвелла сохраняется знак минус, объясняемый принципом Ленца?

Покажем на примере опыта Фарадея, что даже при проводящем контуре, а не виртуальном, придуманном, изменяющееся во времени магнитное поле не создает электрическое вихревое поле.

Постоянное во времени, но убывающее с расстоянием от полюсов, магнитное поле полосового или цилиндрической формы неподвижного магнита в случае его движения относительно неподвижного замкнутого проводящего контура становится изменяющимся во времени полем.

В этом случае в контуре возникает лоренцовская сторонняя сила, индуцирующая в проводнике первичное электрическое поле напряженности $E_{стор}$ сторонних сил, создающее электродвижущую силу $\mathcal{E}_{инд}$ и вызывающее электрический ток $i_{инд}$.

Этот ток создает в окружающей контур среде вторичное электрическое поле продольного по отношению к элементам провода направления. Силовые линии вектора напряженности $\overline{E}$ этого поля принимают форму, повторяющую примерно форму проводящего контура, и заполняют пространство вокруг этого контура в виде концентрических окружностей, изображенных на рис. 1 в плоскости контура.

Заметим, что электрическое поле в виде системы концентрических окружностей или линий другой формы, входящих одна в другую по принципу «матрешки», не является полем вихревым, в котором вихри располагаются рядом, а не один в другом.

Попытка объявить поля с концентрической структурой особым видом вихревых полей приводит к тому, что тогда все электрические поля являются вихревыми, поскольку все токи существуют в замкнутых цепях-контурах.

Рассмотрим электромагнитное поле индуктированного тока в кольцевом проводящем контуре опыта Фарадея, причем время рассмотрения dt возьмем достаточно малым, в пределах которго индуктированный ток можно было считать постоянным: $i_{инд} = I$, или достаточно медленно меняющимся.

Составляющая магнитной индукции $d\bar{B}$ в некоторой точке пространства на расстоянии r от элемента $d\bar{\ell}$ проводника с индукционным током I по закону Био-Савара-Лапласа будет

$$d\bar{B} = \frac{\mu_o I}{4\pi r^3}\left[\, d\bar{\ell}\bar{r}\,\right].$$

Тогда магнитная индукция в центре кругового проводящего контура с током I согласно принципу суперпозиции, справедливого для воздушной и эфирной сред, определится суммой

$$\bar{B}_o = \int\limits_{(\ell)} d\bar{B} = \frac{\mu_o I}{4\pi}\int\limits_o^{2\pi r} \frac{[d\bar{\ell}\bar{r}]}{r^3} = \frac{\mu_o I}{4\pi r^2}\int\limits_o^{2\pi r} d\ell = \frac{\mu_o I}{2r}$$

Здесь векторное произведение векторов $\bar{r}$ и $d\bar{\ell}$ перешло в произведение модулей, поскольку угол между этими векторами прямой.

Электрическое поле прямого длинного тонкого провода с током имеет конусную, вяло расширяющуюся форму, близкую к цилиндрической, и поскольку поле концентрируется вокруг провода как направляющей оси, величина напряженности E убывает не по квадратному закону, а по первой степени радиуса r наблюдаемой точки пространства:

$$E = \frac{q_o}{2\pi R},$$

Где $q_o = \frac{q}{l}$ – линейная плотность заряда тонкого провода (заряд элемента $dl=1$).

Напряженность магнитного поля в некоторой точке определится отношением

$$H = \frac{1}{2\pi r C},$$

где C – скорость света в вакууме введена для выравнивания размерности.

Ток заменим движущимся точечным зарядом по формуле $I = {}^{q}/_{t}$

$$H = \frac{{}^{q}/_{t}}{2\pi r C} \cdot \frac{l}{l} = E \cdot \frac{V}{C} \quad ,$$

где l – длина провода,

$E = q_o / 2\pi r$,

$E = \frac{l}{t}$ – поступательная скорость движения зарядов вдоль провода.

Итак, получена исходная формула для вывода уравнений кольцевых магнитных линий

$$H = E \cdot \frac{V}{C} \quad ,$$

или в векторной форме по правилу правой тройки $\bar{H} = \frac{1}{c}[\bar{V}\bar{E}]$,

где $\bar{V} = \bar{V}_{\text{пер}}$ переносная скорость зарядов.

С помощью циклической перестановки получаем

$$\bar{E} = \frac{1}{C}[\bar{V}\bar{E}] \quad .$$

Между полем элемента $d\bar{\ell}$ тонкого проводящего кругового контура с током I при малой его кривизне имеется значительное сходство с полем прямого провода, что дает основание воспользоваться с некоторой погрешностью вышеприведенными формулами. При этом под скоростью $\bar{V}$ понимается скорость перемещения магнита и его поля относительно проводящего кругового контура (или наоборот – контура относительно поля) в опыте Фарадея.

В силу центральной симметрии рассматриваемой полевой задачи можно в плоскости проводящего контура наметить кольцевые эквивалентные концентрические линии, они же линии равных магнитных индукций.

На Рис.1 показано семейство концентрических окружностей коллинеарных и равных векторов магнитной индукции и крестиками показано направление векторов $\bar{B}_1$ и $\bar{B}_2$ – нормально листу с рисунком при заданном стрелкой направлении индукционного тока I , причем $B_1 < B_2$. Окружности равных значений магнитной индукции одновременно являются и окружностями равных значений напряженностей электрического поля, созданного индукционным током проводящего контура.

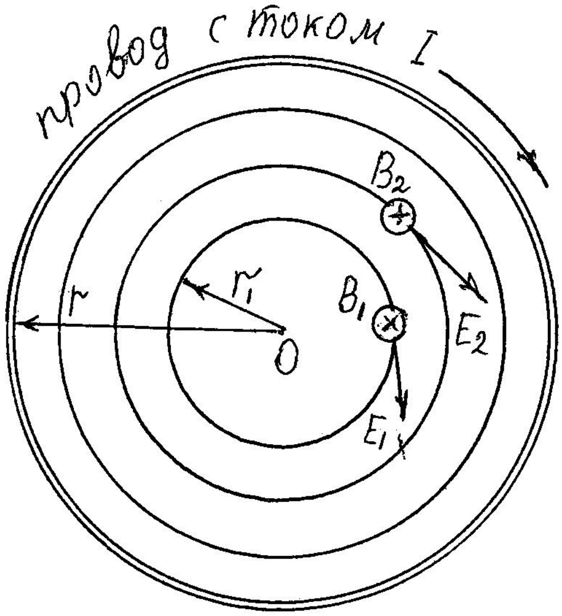

Рис.1. Линии электрической напряженности

Для точек окружности равных магнитных индукций при радиусе r_1 значение магнитной индукции с учетом схождения радиусов и использования обратно пропорциональной зависимости от расстояния до центра контуров при $r_1 < r$ можно записать

$$B_1 = B_o \frac{r_1}{r_1{}^o} Sin\alpha \quad .$$

Здесь $r_1{}^o$ – размерная единица, введенная для сохранения размерности магнитной индукции при ее пересчете на новый радиус; угол α – угол схождения двух радиусов от двух соседних элементов $d\ell$ проводящего контура.

Знаю магнитную индукцию, по формуле

$$E = H\frac{C}{V} \quad , \quad H = {}^{B}/_{\mu_o} \quad ,$$

всегда можно найти значение напряженности кольцевого электрического поля в воздушно-эфирной среде.

2. Особенности применения теоремы Стокса

По нашему представлению математик Максвелл также не совсем верно применил теорему Стокса

$$\oint_{(L)} \bar{\mathrm{E}} d\bar{\ell} = \int_{S} rot \bar{\mathrm{E}} d\bar{S},$$

которая имеет особенность, определяемую окружающими условиями.

Теорема всегда справедлива при прочтении ее справа налево, т. е. при обратном прочтении, и не всегда справедлива при прямом прочтении, слева – направо. Потоку вихрей некоторой напряженности всегда соответствует циркуляция этого вектора напряженности, но циркуляция может быть, а поток вихревой может не существовать.

Именно этот второй случай имеет место в опыте Фарадея, когда есть циркуляция напряженности сторонних сил по проводящему контуру и множество циркуляций по концентрическим линиям вторичного электрического поля в диэлектрической среде, но нет вихревого поля.

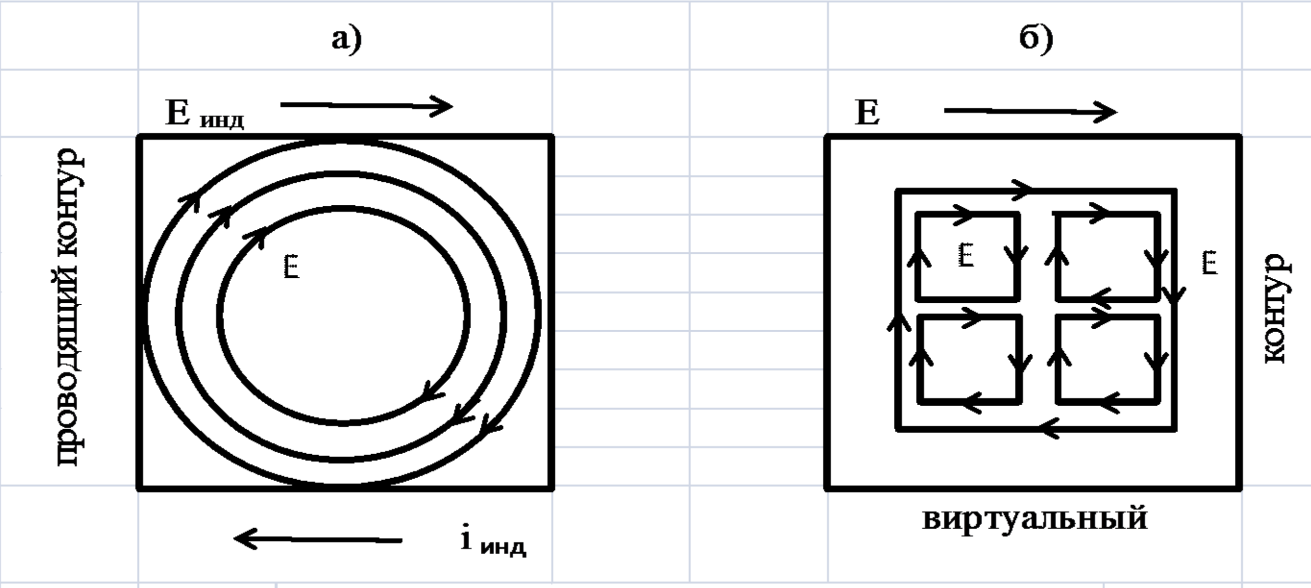

Рис. 2. Иллюстрация теоремы Стокса

Сказанное иллюстрируется рис.2, на котором рисунок а) соответствует электрическому полю, созданному индуктированным током проводящего контура, а рисунок б) изображает вихревое поле, пригодное для применения теоремы Стокса.

Для подчеркивания взаимной компенсации движения в соседних сторонах вихрей напряженности Е последние взяты квадратными, тогда очевидно, что совокупность из четырех соседних вихрей сводится к одному охватывающему эту четверку. В конечном итоге поток вихрей эквивалентен одному их охватывающему – циркуляции вектора $\bar{E}$.

Для получения возможности использования теоремы Стокса Максвелл применил интегро-дифференциальное преобразование в правой части закона Фарадея. В действительности это интегро-дифферинциальное преобразование

$$\mathcal{E}_{инд} = -\frac{\partial \Phi}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial t}\int_{(S)} \bar{B} d\bar{S} = -\int_{(S)} \frac{\partial \bar{B}}{\partial t} dS, \qquad *)$$

применимо только в случае непрерывности как магнитной индукции $B(x)$, так и ее производной $\partial B/\partial t$ на рабочем участке магнитного поля $0 - x - 2\ell_м$, где $\ell_м$ – длина магнита.

В опыте Фарадея функция $B(x)$ имеет примерно пикообразную форму, а поскольку $x = Vt$, где скорость движения магнита можно считать постоянной $V = Const$, то производная от магнитной индукции $\partial B/\partial t$ имеет разрыв. Однако боковая составляющая $B_Б$ магнитной индукции имеет колоколообразную форму и потому разрыва непрерывности производной не дает. К тому же, если тело магнита не вводить в окно контура, ограничиваясь воздействием магнитного поля, то в этом случае производная $\partial B/\partial t$ получается без разрыва как для магнитной индукции, так и для ее составляющих.

Но есть еще одно условие справедливости интегро-дифференциального преобразования, примененного Максвеллом, очевидное для математиков – взаимная независимость независимых переменных S и t. Однако при исследовании опыта Фарадея оказалось, что рабочая боковая поверхность $S_б$, фигурирующая в законе Фарадея, зависит от времени:

$$S_б = \ell_k x = \ell_k Vt \ ,$$

поэтому по Фарадею-Лоренцу является справедливым преобразование

$$\varepsilon_{инд} = \int_{(L)} \bar{E}_{стор} d\bar{\ell} = -B_Б \ell_k V = -B_Б \frac{dS_Б}{dt} = -\frac{d\Phi_Б}{dt} = -\frac{d}{dt}\int_{(S)} \bar{B} d\bar{S} \quad , \qquad **)$$

что дает

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_{(S)} \bar{B}_Б d\bar{S}_Б \neq \int_{(S)} \frac{\partial B_Б}{dt} dS_Б \ .$$

Символ «*Б*» у величин в законе Фарадея означает принадлежность величины к боковому магнитному потоку $\Phi_Б$, который пронизывает боковую поверхность $S_Б$, получающуюся от перемещения проводящего контура со скоростью V относительно магнитного поля (или поля относительно контура). Заметим, что в опыте Фарадея векторы $\bar{B}_Б$ и $d\bar{S}_Б$ взаимно перпендикулярны, что упрощает рассуждения.

Для подтверждения вышесказанного приведем пример, причем рассмотрим простейший случай, когда скорость движения магнита постоянна

$$V(x,t) = Const \ ,$$

а боковая магнитная индукция $\bar{B}_Б$ изменяется по экспоненцианальному закону как функции от расстояния x = Vt до наблюдаемой точки от полюса магнита:

$$\bar{B}_Б = \bar{B}_o \mathrm{e}^{-\alpha Vt}.$$

Эта простая зависимость близко соответствует действительности.

Пример заключается в сопоставлении двух форм электродвижущей силы в преобразованиях Максвелла *) и Фарадея-Лоренца **).

По первой формуле *) получаем:

$$\varepsilon_{инд} = -\frac{\partial \Phi}{\partial t} = -\int_{(S)} \frac{\partial \Phi}{\partial t} d\bar{S} = -\int_{(t)} \frac{\partial}{\partial t}(B_o e^{-\alpha Vt}) dS = -S(-\alpha V B_o e^{-\alpha Vt}) = \alpha \ell_k V^2 B_o e^{-\alpha Vt} t \ ,$$

где $S = \ell_k x = \ell_k Vt$,

По второй формуле **) равенства Э.Д.С. принимает вид:

$$\varepsilon_{инд} = -\frac{\partial \Phi}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial t}\int_{(S)} \bar{B} d\bar{S} = \frac{\partial}{\partial t}\int_{(t)} B_o \mathrm{e}^{-\alpha Vt} d(\ell_k Vt) =$$

$$= -\frac{\partial}{\partial t}[B_o \ell_k V \int_{(t)} \mathrm{e}^{-\alpha Vt} dt] = -B_o \ell_k V \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\mathrm{e}^{-\alpha Vt}}{-\alpha V}\right) = -B_o \ell_k V \mathrm{e}^{-\alpha Vt}.$$

Как видим, выражения получились разные, что естественно – скорость изменения магнитной индукции в пространстве отличается от таковой во времени даже при постоянной скорости движения магнита.

Это означает, что первое уравнение Максвелла выведено без должных оснований и вихри электрического поля в диэлектрической воздушной среде возникать не могут. Для этого нужны носители типа свободных электронов, которые имеются только в электропроводящих средах.

3. Пример с бетатроном

В качестве доказательства существования вихревого электрического поля приводится в некоторых литературных источниках бетатрон, ускоритель электронов индукционного типа, схема которого изображена на рис. 3а.

Вместо явного изменения в пространстве магнитного поля относительного проводящего контура, как это имело место в опыте Фарадея, здесь изменяется во времени магнитное поле относительно кольцевой вакуумной ускорительной камеры, аналога электропроводящего контура. С помощью конических полюсных наконечников подковообразного электромагнита создаются выпуклые магнитные силовые линии, перерезающие в пространстве вдоль линии *АБ* проводящий контур в виде вакуумной камеры *DD* при изменении во времени этих линий.

Напомним, что причина явления индукции, заключающаяся в возникновении электродвижущей силы в проводнике, состоит в пересечении проводника силовыми магнитными линиями поля (или наоборот – проводником силовых линий поля).

Изменение во времени магнитной индукции *B* при выпуклой форме магнитных силовых линий приводит к их продольному движению в пространстве между полюсами. Этот процесс показан на рис. 3б в виде последовательности положений в пространстве одной силовой магнитной линии при разных значениях времени, причем $t_3 > t_2 > t_1$. Изменение кривизны линии или ее выпуклости приводит к пересечению этой магнитной линией проводящего контура в виде вакуумной камеры со свободными благодаря вакууму электронами.

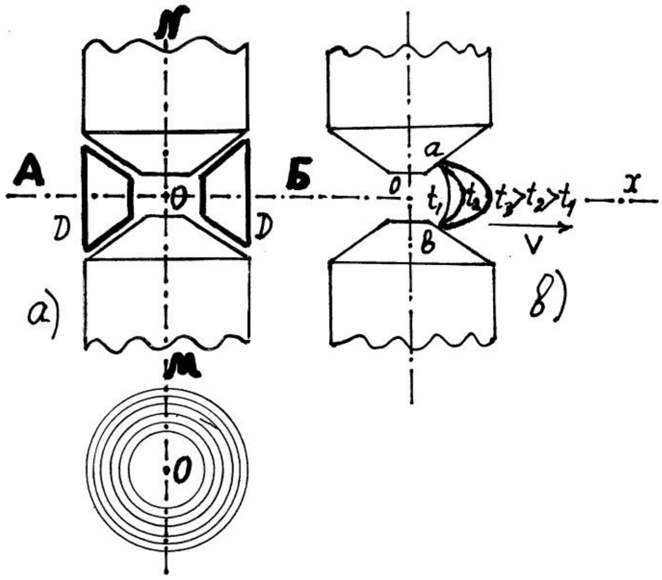

Рис. 3. Бетатрон

Свободные электроны вакуумной камеры под действием силы Лоренца

$$\bar{F}_л = -e[\bar{V}\bar{B}],$$

приходят в движение и образуют поток электронов. Вектор скорости $\bar{V}$ при этом направлен вдоль линии *ОБ(ОХ)* и образует почти прямой угол с вектором $\bar{B}$ магнитной индукции, что обеспечивает значительную силу Лоренца. При этом в воздушной среде между полюсами электромагнита нет вихревого электрического поля, а есть поле из концентрических электрических силовых линий, как и вокруг любого проводящего контура с током, что было рассмотрено выше.

Итак, циркуляция вектора $\overline{\mathrm{E}}_{\text{стор}}$ по проводящему контуру не приводит к возникновению вихревого потока напряженности электрических сил. Это же следует сказать и о циркуляции вектора E по одной из концентрических силовых окружностей, созданных индукционным током.

Гипотеза Максвелла о существовании вихревых электрических полей вне проводящих сред оказалась ошибочной.

Подводя итог вышеприведенным рассуждениям первое интегральное уравнение Максвелла следует записать в виде

$$\oint_{(L)} \bar{E}\,d\bar{\ell} = 0,$$

которое приводит к другой форме и первое дифференциальное уравнение Максвелла:

$$rot\overline{\mathrm{E}} = 0$$

Отсутствие вихрей в электрическом поле эфира означает прямолинейное распространение электрического поля, что приводит к уравнению:

$$div\bar{E} = 0.$$

Очевидно, что любая кривизна силовой линии в силу ее непрерывности означает в итоге ее замкнутость при свободном движении частиц.

Это подчеркивает, что в эфире электрические поля свободные и распространяются по законам поля, тогда как в проводниках поля принужденные, вынуждены принимать форму проводника. Примером сказанному служит соленоид, электрическое поле в проводниках которого повторяет форму соленоида, хотя вектор E в любой точке соленоида направлен по касательной к своему витку.

Итак, после коррекции система уравнений Максвелла приобретает вид

$$rot\bar{E} = 0, \qquad rot\bar{H} = \frac{d\bar{E}}{dt} - \frac{\partial\bar{E}}{\partial t},$$
$$div\bar{E} = 0, \qquad div\bar{H} = 0,$$

где второе уравнение содержит конвективную производную, введенную Максвеллом.

Конвекция означает перенос первичных частиц эфира, а производная означает прямое ударное (dE/dt) прохождение всепроникающей аминной первичной среды эфира, несущей заряды через диэлектрик, в частности диэлектрик конденсатора. Эффективность этого проникновения определяется кинетической энергией частиц эфира аминов, зависящей от скорости изменения электрической напряженности. Это объясняет проводимость конденсатора на переменном токе и непроводимость на токе постоянном.

В заключение раздела необходимо заметить, что переход от симметричной системы уравнений Максвелла к несимметричной обнаруживает новые формы движения материи, соответствующие системе, что требует отдельного рассмотрения. Новая форма системы уравнений Максвелла, как основы всей электромагнитной теории, приведет к новому витку в развитии этой теории, а с ней и практики.

Список литературы: 1. *Федорченко А. М.* Теоретическая физика. Классическая электродинамика. Уч. Пособие. Высшая школа. 1988 г. 2. *Парселл Э.* Электричество и магнетизм. Уч. Руководство. М. Наука, 1983 т.II. 3. *Нейман Л.Г., Демирчан К.С.* Теоретические основы электротехники. Л. Энергоиздат, 1981 т.1, 4. *Пруссов П.Д.* Физика эфира. Николаев. 2003г.

Харьковский политехнический университет
Поступила в редколлегию 07.09.2012