

## ОРИГИНАЛ СТАТЬИ

LUCENA, Lucas Ruas de <sup>[1]</sup>

LUCENA, Lucas Ruas de. Новый взгляд на движение текущей плотности. Revista Científica Multidisciplinar Núcleo do Conhecimento. 05-й год, Эд. 08, том 03, стр. 151-167. Август 2020 года. ISSN: 2448-0959, Ссылка на доступ: <https://www.nucleodoconhecimento.com.br/fisica-ru/плотность-цепи>

## Contents

- РЕЗЮМЕ
- 1. ВВЕДЕНИЕ
- 2. ПЕРЕМЕЩЕНИЕ И ВОЖДЕНИЕ ЦЕПИ
- 3. ГИПОТЕЗА О ДИНАМИЧНОМ ПРИМЕНЕНИИ ЗАКОНА ГАУСС
- 4. ПРИМЕР ИДЕАЛЬНОЙ ГИПОТЕТИЧЕСКОЙ СИТУАЦИИ
- 5. Последствия
- 5.1 ТОЛКОВАНИЕ ПРИМЕНЕНИЯ ДИНАМИКИ ГАУСССКОГО ЗАКОНА
- 5.2 НОВЫЙ ДИЗАЙН ЗАКОНОВ АМПЕР-МАКСВЕЛЛ И ФАРАДЕЙ-ЛЕНЦ-МАКСВЕЛЛ
- 5.3 ПРЕДЛОЖИЛ ЭКСПЕРИМЕНТ, ЧТОБЫ ДОКАЗАТЬ ТЕОРИЮ.
- 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ
- ССЫЛКИ

## РЕЗЮМЕ

В этой статье обсуждаются альтернативные и дополнительные предложения к законам J.C.Махвелл классического электромагнетизма, основанные на некоторых гипотезах, гипотетических примерах и вычислениях, с результатами, которые могут сделать вывод о новых интерпретациях плотности тока проводимости физического явления. Эти новые толкования приносят новое понимание в динамику закона Gauss, и, будучи верными, делают Закон Ampère-Maxwell полностью симметричным по закону Faraday-Lenz-Maxwell, без каких-либо математических или физических несоответствий. Эти понимания неизбежно приносят последствия и точки зрения, дополняющие

классическую теорию электромагнетизма.

Ключевые слова: Электромагнетизм, текущая плотность, уравнение непрерывности.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Во-первых, решение, данное J.C.Maxwell, представлено таким образом, что уравнение Ampere (см. формулу 1) становится математически последовательным, уважая векторную идентичность, применяемую в (см. формулу 2), и согласуется с уравнением непрерывности (см. формулу 3).

Ниже приведен пример применения закона Gauss (см. формулу 6) на закрытую поверхность вокруг одной из пластин конденсатора, рисунок 1.

По гипотезе, предполагается, что временное изменение общего электрического потока, который пересекает гауссову поверхность полностью закрытой, всегда равно нулю. Таким образом, закон Gauss (см. формулу 6), применяемый к динамическим ситуациям, станет уравнением (см. формулу 9). Для того чтобы эта гипотеза была основана, будет сочтено необходимым, чтобы существовала временное изменение плотности электрического поля, одного модуля, направления и направления плотности тока, в области заступничества между цилиндрическим объемом проводника и гауссовой поверхностью, указывая на него, рисунок 1.

Для проверки согласованности этой гипотезы будет рассмотрен идеальный пример, в котором есть непрерывный и однородный ток в бесконечной прямолинейной цилиндрической проволоке вдоль оси  $z$ . Затем векторное временное изменение электрического поля рассчитывается (см. формулу 12) в точке  $P(0,0,0)$  из-за одновременного и мгновенного смещения всех нагрузок, вверх по течению и вниз по течению  $P(0,0,0)$ . Этот расчет приводит к равенству (см. формулу 16).

Наконец, начиная с физической достоверности равенства (см. формулу 16), есть неизбежные последствия, форматирование и теоретические дополнения для классических уравнений электромагнетизма, Faraday, Lenz, Biot-Savart и Maxwell. В конце было предложено провести лабораторный эксперимент для подтверждения или

опровержения теории, разработанной на основе анализа предложенной гипотезы.

## 2. ПЕРЕМЕЩЕНИЕ И ВОЖДЕНИЕ ЦЕПИ

Схема Ампера в своей пунктуальной форме (см. формулу 1) имела математические недостатки (JACKSON *et. al.*, 1998).

$$\oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{L} = I \Leftrightarrow \nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \nabla \times \mathbf{H} = \nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (2)$$

Результат уравнения (см. формулу 2) должен быть нулевым, поскольку расхождение вращения, равного нулю, представляет собой векторную идентичность. Однако уравнение преемственности (HAYT; BUCK *et. al.*, 2013; SHADIKU, 2004),

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = -\frac{\partial \rho_v}{\partial t} \quad (3)$$

несовместимо с уравнением (см. формулу 2). Эта коррекция была сделана блестяще J.C.Maxwell, следующим образом (JACKSON *et. al.*, 1998):

$$\nabla \cdot \mathbf{J} + \frac{\partial \rho_v}{\partial t} = 0 = \nabla \cdot \left( \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \right)$$

$$\nabla \cdot \nabla \times \mathbf{H} = 0 = \nabla \cdot \left( \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \right)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (4)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_C + \mathbf{J}_D \quad (5)$$

Таким образом, уравнение Ampere (см. формулу 1) стало полностью последовательным в (см. формулу 5). Как физически, учитывая генерацию магнитного поля от временного изменения плотности электрического поля, так и математически, в отношении векторной идентичности, приведенной в уравнении (см. формулу 2).

Термин,

$$\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$$

добавленный в уравнение (см. формулу 4), имеет ту же единицу текущей плотности, Amperes на квадратный метр, который называется

$$\left[ \frac{\text{A}}{\text{m}^2} \right]$$

J.C.Maxwell плотности смещения точек, представленных в у

$$\mathbf{J}_D$$

равнении (см. формулу 5). Определение этого термина имеет основополагающее значение для понимания распространения электромагнитных волн. Терминуравнении

$$\mathbf{J}_{C_B}$$

(см. формулу 5) относится к плотности проводимости тока.

### 3. ГИПОТЕЗА О ДИНАМИЧНОМ ПРИМЕНЕНИИ ЗАКОНА ГАУСС

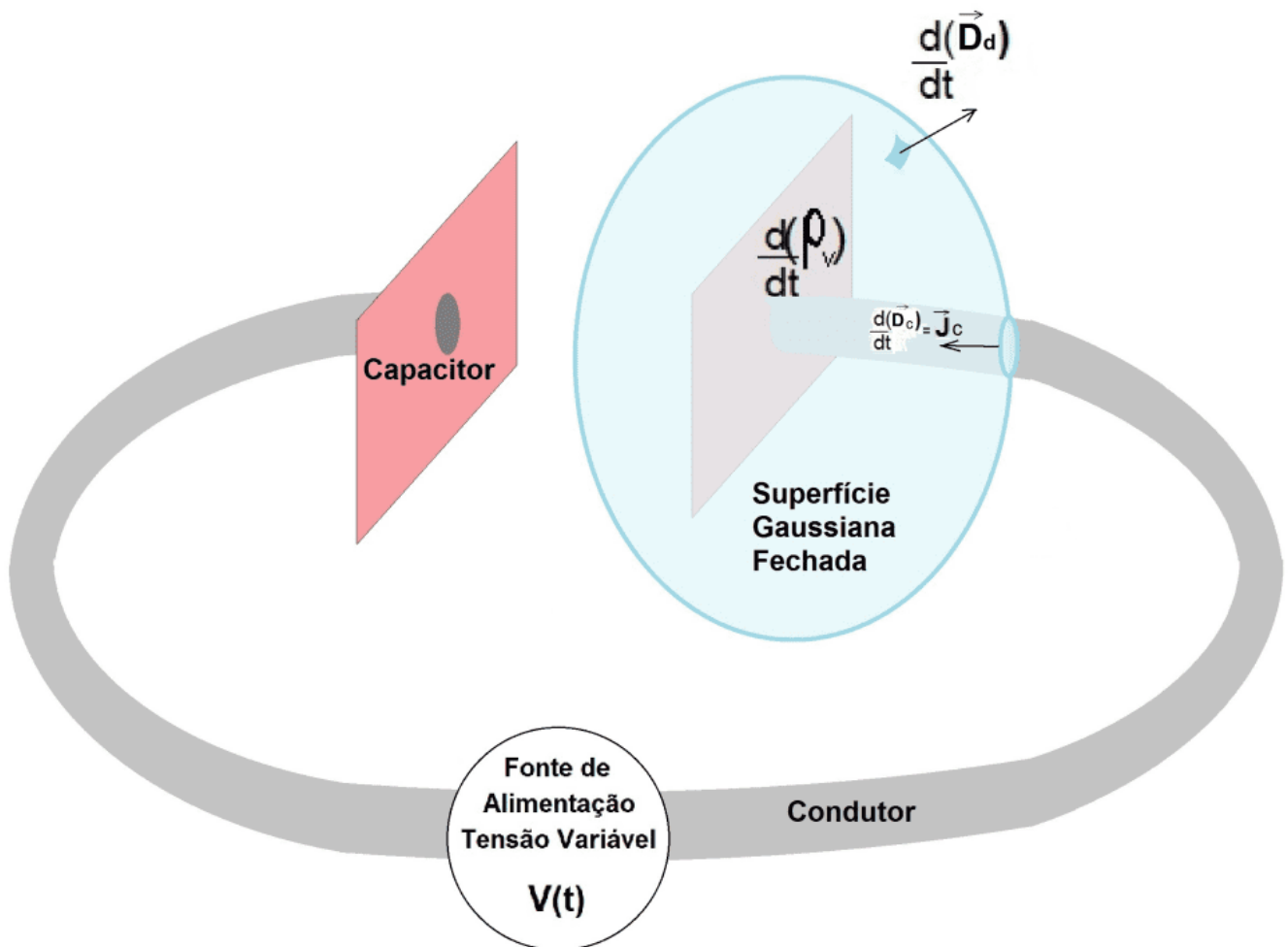
Закон Гаусс, уравнение (см. формулу 6), определяет, что общий поток плотности электрического поля, который пересекает любую закрытую поверхность, равен общему электрическому заряду, который содержится в этой поверхности. Максвелл наблюдал его в точечной форме, уравнении (см. формулу 7), известное как первое уравнение Максвелла (НАУТ; BUCK *et. al.*, 2013; SHADIKU, 2004).

$$\oint \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} = Q \quad (6)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_v \quad (7)$$

Рассмотрим первый пример, являясь закрытой поверхностью вокруг одной из пластин конденсатора, который загружается блоком питания переменного напряжения, как показано на рисунке 1.

Рисунок 1. Гауссианской поверхности, заключенной на конденсаторной пластине



Источник: автор.

Наблюдение на рисунке 1 с плотностью проводящей ток в драйвере,

$\mathbf{J}_c$

драйвере, уравнения (см. формулу 6) и (см. формулу 7), соответственно: для полностью закрытой гауссианской поверхности; и для точки на конденсаторной пластине они становятся уравнениями (см. формулу 8) и (см. формулу 3). (HAYT; BUCK *et. al.*, 2013; SHADIKU, 2004).

$$\frac{d}{dt}(\oint \mathbf{D}_d \cdot d\mathbf{S}) = \frac{d}{dt}(Q) \quad (8)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{J}_c = -\frac{d}{dt}(\rho_v) \quad (3)$$

Уравнение (см. формулу 8) определяет, что временное изменение общего потока плотности электрического поля, пересекающего гауссианскую поверхность, равно временному изменению электрического заряда, содержащегося внутренне к нему.

Уравнение непрерывности (см. формулу 3), применяемое к любому бесконечно малому объему пластины конденсатора, положительно заряженной, определяет, что плотность проводимости тока

$\mathbf{J}_c$

, которая оставляет данный объем, равна временной скорости, с которой плотность объемной нагрузки падает на него.

Гипотеза, предложенная в этой статье, утверждает, что уравнения (см. формулу 8) и (см. формулу 3) физически дополняют друг друга. Таким образом, считается, что для полностью закрытой поверхности Gauss, вокруг конденсаторной пластины, при динамических условиях, уравнения (см. формулу 8) и (см. формулу 3) будут иметь следующий формат.

$$\oint \frac{d}{dt} (\mathbf{D}_c + \mathbf{D}_d) \cdot d\mathbf{S} = 0 \quad (9)$$

$$\nabla \cdot \frac{d}{dt} (\mathbf{D}_c + \mathbf{D}_d) = 0 \quad (10)$$

Где

$$\frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{D}_c)$$

находится временное изменение плотности векторного электрического поля, генерируемого плотностью проводимого тока

$$\mathbf{J}_c$$

, того же модуля, направлением и направлением того же, на поперечной поверхности пересечения цилиндрического объема проводника и гауссиана, указывающего на него. И

$$\frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{D}_d)$$

это временное изменение векторной плотности электрического поля, в закрытом гауссианской поверхности, указывающей на него, генерируемое плотностью смещения текущего числа

$$\mathbf{J}_d$$

(временное изменение числа линий электрического поля, которые пересекают закрытый Гауссиан из-за временного изменения общей электрической нагрузки пластины от внутреннего конденсатора до гаусского); (HAYT; BUCK *et. al.*, 2013; SHADIKU, 2004). Рисунок 1.

Уравнения (см. формулу 9) и (см. формулу 10) определяют, что временное изменение

общего потока плотности электрического поля на любой полностью закрытой гауссианской поверхности равно нулю. Уравнение (см. формулу 10) не противоречит уравнению непрерывности (см. формулу 3), потому что оно соотносит поток электрической нагрузки, бесконечно малого объема, к височной изменчивости объемной плотности электрического заряда, в нем; уже это, связано только с динамикой электрического поля.

Затем предполагается, что физическое явление проводимости текущей плотности

$\mathbf{J}_c$

и, генерирует изменение плотности электрического поля

$$\frac{d}{dt}(\mathbf{D}_c)$$

на пересечении цилиндрического проводника с поверхностью Гауссиана, того же модуля, направления и направления вектора

$\mathbf{J}_c$

. Одним из преимуществ проверки этой гипотезы было бы понимание уравнения Ampere-Maxwell (см. формулу 4) в следующем формате (см. формулу 11).

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{D}_c + \mathbf{D}_d) \quad (11)$$

Таким образом, было бы интуитивный, что взаимодействия между полями, электрические или магнитные, и заряженные частицы, будет, прежде всего, взаимодействия между полями только.

В поисках для проверки достоверности предложенной гипотезы создается пример идеальной гипотетической ситуации для расчета векторного временного изменения плотности электрического поля (см. формулу 12), по происхождению, генерируемого



непрерывным и однородным током в цилиндрическом проводнике бесконечной длины вдоль оси  $z$ .

#### 4. ПРИМЕР ИДЕАЛЬНОЙ ГИПОТЕТИЧЕСКОЙ СИТУАЦИИ

Предположим следующую идеальную конфигурацию: в цилиндрическом, прямоугольном, равномерном, однородном проводнике, бесконечной длины, которая проходит через прямой ток, положительных, однородных и однородных нагрузок в положительном направлении  $z$ -оси, рисунок 2.

В цилиндрических координатах временное изменение вектора электрического поля (см. формулу 12), генерируемое в точке  $P(0,0,0)$  картографии на рисунке 2, из-за объемного смещения, одновременного и мгновенного, всех положительных нагрузок, вверх по течению и вниз по течению этой точки, в положительном направлении оси  $z$ .

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{d}{dt} [\partial(E_{t,z})] dz \quad (12)$$

Хотя в реальном проводнике с разницей в потенциале, применяемом в его конечностях, электрон является тем, по классическому образцу, для расчета было выбрано смещение положительных зарядов в положительном направлении оси  $z$ .

По симметрии известно, что полученное векторное электрическое поле  $E$ , генерируемое суммой всех нагрузок, существующих вдоль проводника, положительное и отрицательное, в точке  $P(0,0,0)$ , является нулевым.

Однако давайте рассмотрим: во-первых, расчет статического электрического поля (см. формулу 14), генерируемый цилиндрическим объемным дифференциальным элементом, в цилиндрических координатах, объемной плотности положительной нагрузки  $\rho_v$ , центрированный в исходном положении  $z'$ , где  $dQ$  является дифференциальным элементом нагрузки,  $r'$  – это постоянное значение, присвоенное радиусу цилиндрического проводника,  $R$  являются векторным расстоянием между точкой  $P(0,0)$  и дифференциалом громкости  $dV$ ,  $a_z$  является versor в положительном

направлении  $z$ , и  $\epsilon$  электрической вседозволенности проводника, как показано на рисунке 2.

Пожалуйста, обратите в то же время, что, поскольку мы берем в качестве эталона измерительную точку электрического поля, зафиксированную в  $P(0,0,0)$ , направление  $dE$  всегда будет противоположны  $a_r$  versor. Таким образом, отрицательный знак в уравнении (см. формулу 13).

$$dQ = \rho_v dV = \rho_v (rd\phi dr dz)$$

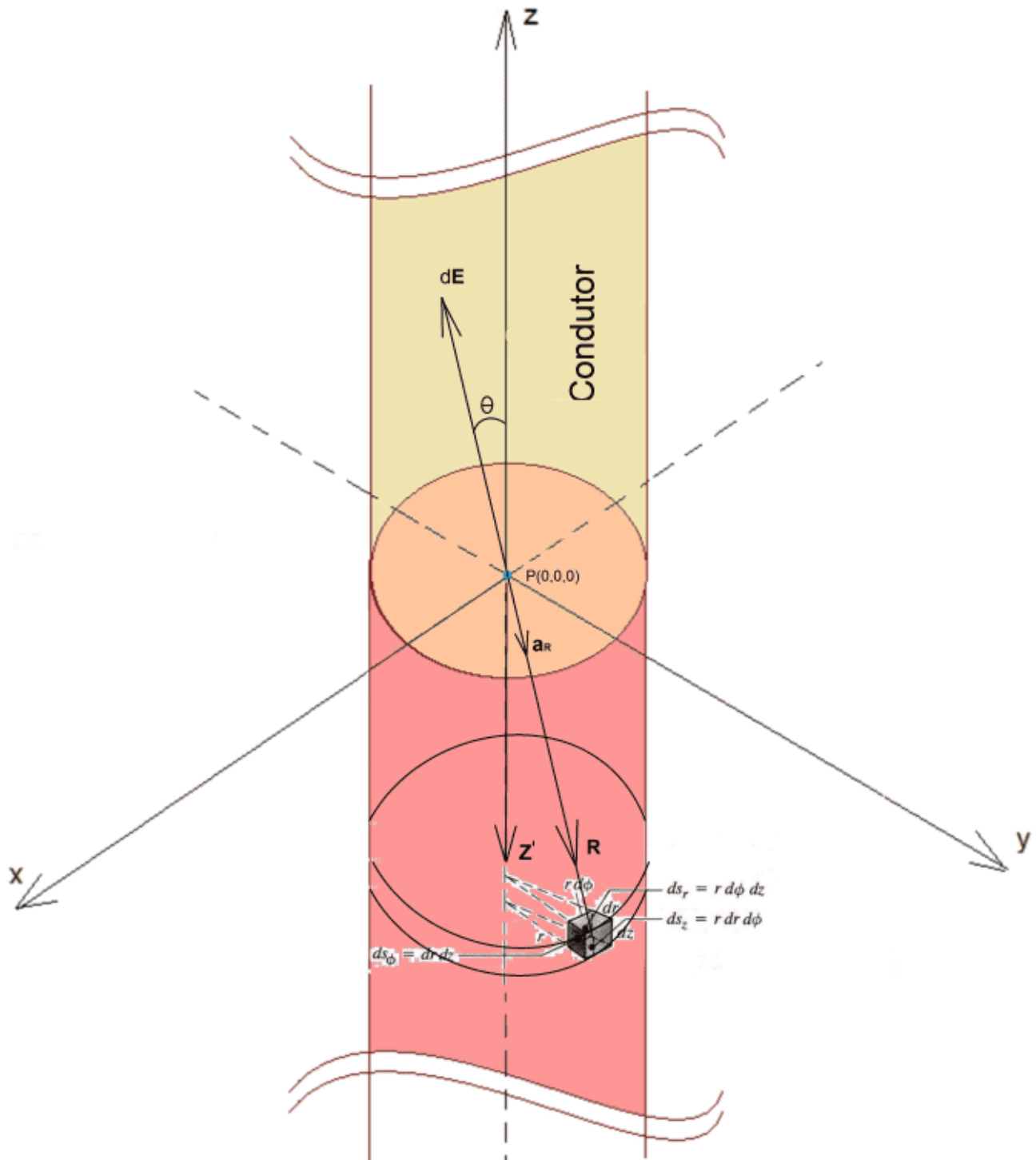
$$dE = -\frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{dQ}{R^2} \mathbf{a}_R = -\frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{\rho_v (rd\phi dr dz)}{R^2} \mathbf{a}_R \quad (13)$$

$$dE \cos\theta \mathbf{a}_z = -\frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{\rho_v (rd\phi dr dz)}{R^2} \frac{z'}{R} \mathbf{a}_z$$

$$\partial E \mathbf{a}_z = -\frac{\rho_v z}{4\pi\epsilon} \left[ \int_0^{r'} \int_0^{2\pi} \frac{r}{(r^2 + z'^2)^{\frac{3}{2}}} d\phi dr \right] \partial z \mathbf{a}_z$$

$$\partial E = \partial E \mathbf{a}_z = -\frac{\rho_v}{2\epsilon} \left( 1 - \frac{z'}{(z'^2 + r'^2)^{\frac{1}{2}}} \right) \partial z \mathbf{a}_z \quad (14)$$

Рисунок 2. Вождение Тока



Автор Источник.

Затем, учитывая, что этот загруженный дифференциальный объемный диск имеет постоянную скорость. Электрическое по

$\partial E$

ле будет функцией только переменного  $t$  времени. Учитывая исходное положение  $z'$  и скорость  $v$  диска,

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} [\partial(E_t)] \mathbf{a}_z &= \frac{d}{dt} \left[ -\frac{\rho_v}{2\varepsilon} \left( 1 - \frac{(z' + vt)}{((z' + vt)^2 + r'^2)^{\frac{1}{2}}} \right) \right] \partial z \mathbf{a}_z \\ \frac{d}{dt} [\partial(E_t)] \mathbf{a}_z &= \frac{\rho_v}{2\varepsilon} \left( \frac{v r'^2}{((z' + vt)^2 + r'^2)^{\frac{3}{2}}} \right) \partial z \mathbf{a}_z \end{aligned} \quad (15)$$

Как то, что один хочет вычислить это временное изменение электрического поля (см. формулу 12), в начале, вызванные смещением каждого дифференциального цилиндрического элемента, добавлен

$z \in [-\infty, +\infty]$ ,

ного вместе мгновенно, он будет рассматриваться исключительно для этого расчета, что функция уравнения (см. формулу 15) зависит только от переменной позиции  $z$ ,

$$\frac{d}{dt} \partial(E_t) \rightarrow \partial F_z$$

. Потому что вклад каждого цилиндрического дифференциального элемента, вдоль всей оси  $z$ , переходя к формированию вектора общей временной вариации электрического поля в точке  $P(0,0,0)$ , потому что он мгновенный, не зависит от переменного времени  $t$ . Таким образом, замена  $z' = z$ , и с учетом переменной  $t = t_0 = 0$ ,

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt}[\partial(E_t)] &\rightarrow \partial F_z = \frac{\rho_v}{2\varepsilon} \left( \frac{vr'^2}{(z^2 + r'^2)^{\frac{3}{2}}} \right) \\ \int_{-\infty}^{\infty} \partial F_z dz \mathbf{a}_z &= \frac{\rho_v vr'^2}{2\varepsilon} \int_{-\infty}^{\infty} \left( \frac{1}{(z^2 + r'^2)^{\frac{3}{2}}} \right) \partial z \mathbf{a}_z \\ \varepsilon \int_{-\infty}^{\infty} \partial F_z dz \mathbf{a}_z &= \varepsilon \frac{d}{dt}(\mathbf{E}) = \rho_v v \mathbf{a}_z = \mathbf{J} \\ \frac{d}{dt}(\mathbf{D}_c) &= \mathbf{J}_c\end{aligned}\tag{16}$$

Уравнение (см. формулу 16), то, демонстрирует вектор эквивалентность между временным изменением плотности электрического поля в точке  $P(0,0,0)$ , порожденных мгновенного и одновременного перемещения всех положительных зарядов вдоль бесконечного цилиндрического провода, и текущей плотности проводимос

$\mathbf{J}_c$

ти в этой же точке.

## 5. Последствия

Если в представленной гипотезе есть физическая достоверность, наблюдаются следующие последствия:

2. толкование применения динамики закона Gauss;
4. Новая концепция законов Ampere-Maxwell и Faraday-Lenz-Maxwell;
6. Предлагаемый эксперимент, чтобы доказать теорию.

## 5.1 ТОЛКОВАНИЕ ПРИМЕНЕНИЯ ДИНАМИКИ ГАУСССКОГО ЗАКОНА

Равенство (см. формулу 16) считается совместимым с уравнениями (см. формулу 9) и (см. формулу 10). Таким образом, считается разумным следующее физическое толкование закона Gauss, применимое к ситуации, представленной на рисунке 1: временное изменение общего потока плотности электрического поля на любой полностью закрытой гауссианской поверхности точно равно нулю (см. формулу 17) и (см. формулу 18).

$$\oint \frac{d}{dt} (\mathbf{D}_T) \cdot d\mathbf{S} = 0 \quad (17)$$

$$\nabla \cdot \frac{d}{dt} (\mathbf{D}_T) = 0 \quad (18)$$

Из-за классического выбора в настоящее время направления то из смещения положительных нагрузок, для того чтобы сделать equations (см. формулу 24) и (см. формулу 29) симметрично с собой, отрицательный знак ( - ) был введен к равенству (см. формулу 19).

$$\frac{d}{dt} (\mathbf{D}_T) = - \left( \frac{d}{dt} \mathbf{D}_c + \frac{d}{dt} \mathbf{D}_d \right) \quad (19)$$

Здесь предлагается следующее толкование о физических явлениях, предусмотренных в равенстве (см. формулу 19).

Переносное изменение плотности электрического поля в

$$\frac{d}{dt} (\mathbf{D}_c)$$

результате текущей плотности проводимости

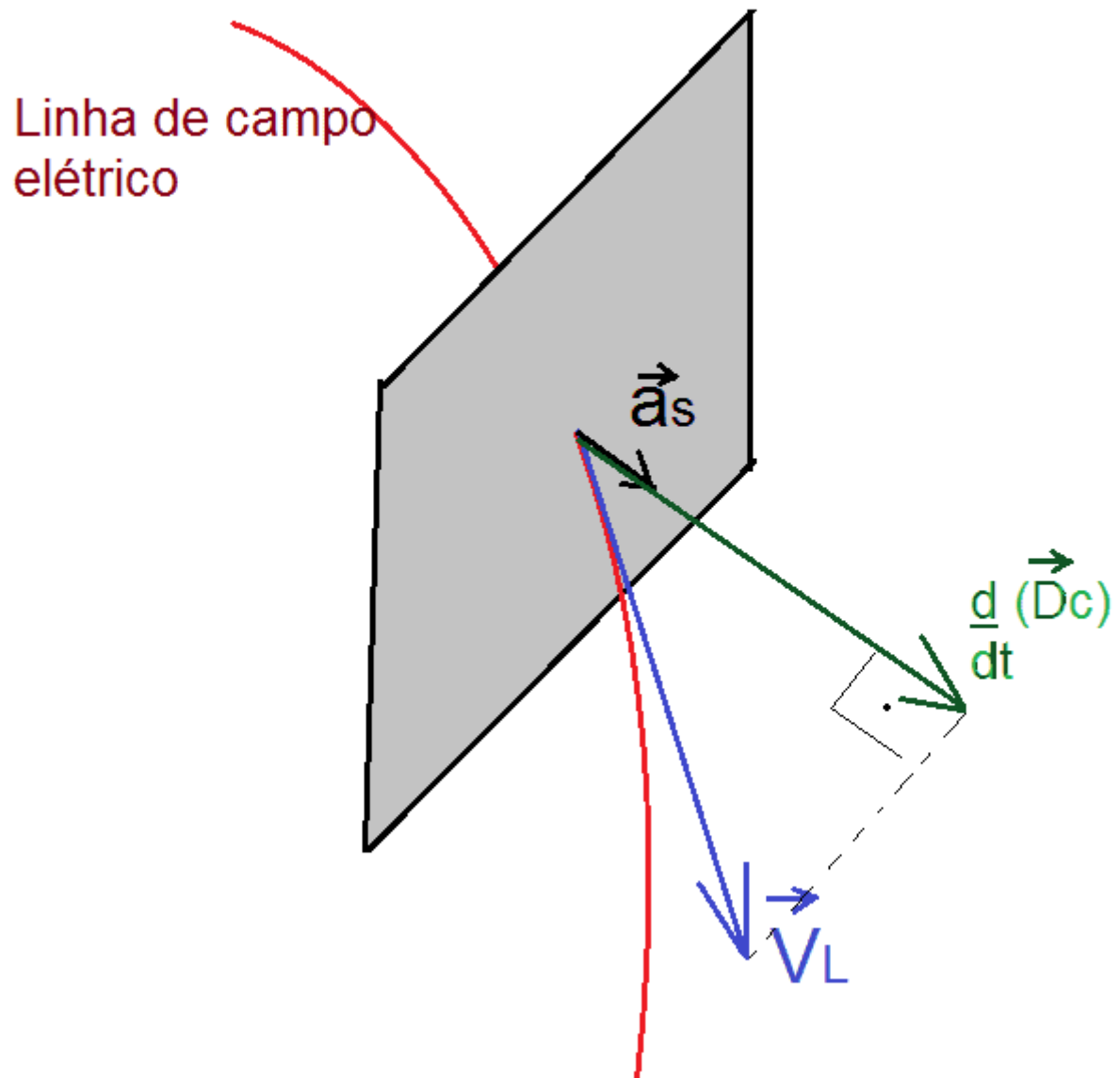
$$\mathbf{J}_c$$

, как представляется, пропорционально продольной скорости, с которой линии электрического поля пересекают элемент области гауссовой поверхности. Теоретизация может быть теоретизирована:

$$\frac{d}{dt}(\mathbf{D}_c) = K_1(\mathbf{v}_L \cdot \mathbf{a}_S)\mathbf{a}_S \quad (20)$$

где  $\mathbf{v}_L$  является вектором скорости линий электрического поля, которые пересекают элемент области гауссианской поверхности,  $\mathbf{a}_S$  versor элемента векторной области этой поверхности, и  $K_1$  константа, Рисунок 3.

Рисунок 3. Временное изменение плотности электрического поля, генерируемого



Источник: автор.

Временное изменение векторной плотности электрического

$$\frac{d}{dt}(\vec{D}_d)$$



поля в результате плотности смещения происходит,

$I_d$

связано с временным изменением количественного числа линий электрического поля, которые пересекают элемент области гауссианской поверхности (HAYT; BUCK *et. al.*, 2013; SHADIKU, 2004).

Будучи верной, предложенная из первоначальной гипотезы теория о том, что временное изменение общего электрического потока, пересекающего гауссовую поверхность, может быть сформировано как временным изменением количества линий электрического поля на единицу области, пе

$$\frac{d}{dt} (D_d)$$

ресекающей ее, так и продольной скоростью линий электрического поля, пересекающих элемент област

$$\frac{d}{dt} (D_c)$$

и (см. формулу 20); оно intuited, симметрией к (см. формулу 19), что магнитный поток проходя через поверхность Gaussian поступать в равномерным путе (см. формулу 21).

Таким образом,

$$\frac{d}{dt} (B_T)$$

чтобы он мог быть сгенерирован как временным изменением количества линий магнитного поля в области элемента (HAYT; BUCK *et. al.*, 2013; SHADIKU, 2004),

$$\frac{d}{dt} (B_d)$$

а также продольной скорости, с которой линии магнитного поля пересекают  $\frac{d}{dt}(\mathbf{B}_c)$

элемент области, (см. формулу 22). По симметрии предлагается, по аналогии с уравнением (см. формулу 20), уравнение (см. формулу 22). Там, где  $\mathbf{v}_{mL}$  является вектором скорости линий магнитного поля, которые пересекают элемент области гауссианской поверхности,  $\mathbf{a}_S$  — вектор вектора элемента области этой поверхности, и  $K_2$  константа.

$$\frac{d}{dt}\mathbf{B}_T = \frac{d}{dt}(\mathbf{B}_c) + \frac{d}{dt}(\mathbf{B}_d) \quad (21)$$

$$\frac{d}{dt}(\mathbf{B}_c) = K_2(\mathbf{v}_{mL} \cdot \mathbf{a}_S)\mathbf{a}_S \quad (22)$$

## 5.2 НОВЫЙ ДИЗАЙН ЗАКОНОВ АМПЕР-МАКСВЕЛЛ И ФАРАДЕЙ-ЛЕНЦ-МАКСВЕЛЛ

Учитывая возможность правдивости представленной гипотезы, можно было бы представить себе Закон Ampere-Maxwell (см. формулу 5) и закон Faraday-Lenz-Maxwell (см. формулу 23)

$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{L} = - \int \frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{B}) \cdot d\mathbf{S} \leftrightarrow \nabla \times \mathbf{E} = - \frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{B}) \quad (23)$$

соответственно, как в (см. формулу 24) и (см. формулу 25).

$$\oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{L} = - \int \frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{D}_T) \cdot d\mathbf{S} \leftrightarrow \nabla \times \mathbf{H} = - \frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{D}_T) \quad (24)$$

$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{L} = - \int \frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{B}_T) \cdot d\mathbf{S} \leftrightarrow \nabla \times \mathbf{E} = - \frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{B}_T) \quad (25)$$

### 5.3 ПРЕДЛОЖИЛ ЭКСПЕРИМЕНТ, ЧТОБЫ ДОКАЗАТЬ ТЕОРИЮ.

Нынешняя статья направлена, кратко, предложить теорию, основанную на гипотетических ситуациях, без физических экспериментов в лаборатории для доказательства, в конце его.

Однако ниже будет представлено предложение о проведении лабораторного эксперимента для лиц, представляющих интерес, с тем чтобы доказать достоверность предлагаемой теории или опровергнуть ее.

Для расчета магнитного поля  $H$ , генерируемого исключительно из плотности проводящей тока с испо

$I_c$

льзованием равенства (см. формулу 16), Закон Biot-Savart (см. формулу 27) можно описать как в (см. формулу 28).

$$H = \iiint \frac{I \wedge a_R}{4\pi R^2} dv \quad (27)$$

$$H = \iiint \frac{-\frac{\partial}{\partial t}(D_c) \times a_R}{4\pi R^2} dv \quad (28)$$

Затем предлагается написать измененный закон Biot-Savart (см. формулу 28), симметрично для расчета электрического поля, как в (см. формулу 29).

$$E = \iiint \frac{-\frac{\partial}{\partial t}(B_c) \times a_R}{4\pi R^2} dv \quad (29)$$

Для того чтобы проверить правдивость теории что поля, электрические и магнитные, могут быть произведены, соответственно, скоростью смещения линий полей (магнитных и электрических), предложен следующий эксперимент.

Это электрическая цепь, образованная изолированным проводящим проводом, спиральным распределенным и непрерывным способом вокруг ферромагнитных материалов тороидальной топологии, области Константа поперечного сечения, питаемого прямым току, с током, скорректированным таким образом, что он не магнитно насыщает ферромагнитный материал. Там будет плотность магнитного поля  $B$  ограничивается все тороидальный ферромагнитный материал (HALLIDAY; RESNICK; WALKER *et. al.*, 2013), Рисунок 4.

$$B = \frac{\mu N i}{l}$$

Где является магнитная проницаемость ферромагнитных материалов,  $N$  количество поворотов, и  $l$  периметр, пройденный поперечным сечением тороида на протяжении всей его революции.

Затем вокруг поперечного сечения тороида, соединенного с вольтметром VDC, используется изолированный проводящий поворот, который может сдвинуть измерительную катушку по тороидальному периметру, рисунок 4.

Известно, что магнитное поле, генерируемое любым идеальным тороидальным электрическим контуром, внешним для него, является нулевым (HALLIDAY; RESNICK; WALKER *et. al.*, 2013).

По представленной теории, когда измерительная катушка движется со скоростью  $V$  по тороидальному периметру, даже если количество линий плотности магнитного поля внутри поворота не изменяется, эти линии проходят через поверхность Гауссиана, образованную окружности измерительной катушки, с  $-V$  скоростью.

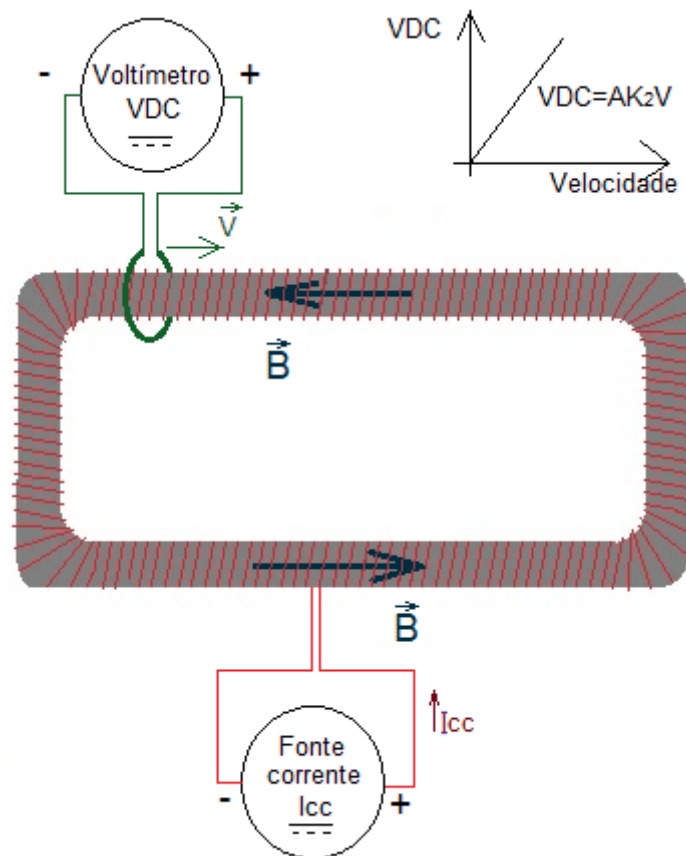
Применяя предлагаемое уравнение (см. формулу 22) к закону Faraday-Lenz-Maxwell (см. формулу 23), напряжение, измеряемое в вольтметре, должно быть:

$$VDC = -A \frac{d}{dt} (B_c) = -AK_2 (\mathbf{v}_{mL} \cdot \mathbf{a}_S) \mathbf{a}_S$$

Где находится область поперечного сечения тороида.

Так, предлагается поднять кривую измерений  $VDC \times V$ , являясь  $VDC$  напряжением, измеренным в вольтметре, и  $V$  вектором скорости поворота измерения по тороидальному периметру, рисунок 4. Согласно предложенной теории, эта кривая должна быть прямой линией со склоном  $AK_2$ , рисунок 4.

Рисунок 4. Предлагаемый эксперимент, чтобы доказать предложенную теорию



Источник: автор.

Если эксперимент проводится с результатом, подтверждающим предложенную теорию, также предлагается рассмотреть вопрос о существовании следующей проводимости

$J_{mc}$

магнитной тока плотности.

$$-\frac{d}{dt}(\mathbf{B}_c) = \mathbf{J}_{mc} \quad (30)$$

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для того чтобы лучше понять природу течений смещения и проводимости, была выдвинута гипотеза о том, что в полностью закрытой гауссовской поверхности временное изменение общего потока электрического поля в нем всегда может быть равно нулю (см. формулу 9) и (см. формулу 10), не противоречащему уравнению непрерывности (см. формулу 3).

Был создан пример идеальной гипотетической ситуации, которая позволила бы математический анализ созданной гипотезы.

Результат этого анализа, равенство (см. формулу 16), подтверждает идею о том, что вектор временного изменения общей плотности электрического поля (см. формулу 19) может существовать из следующих двух различных физических явлений.

1 -

$$\frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{D}_d)$$

Временное изменение плотности вектора электрического поля, в элементе области, как функция временного изменения количества линий электрического поля, которые пересекают его. Это классическое понимание явления *плотности смещения*, впервые признанного J.C.Maxwell. (НАЙТ; BUCK et. al. 2013; SHADIKU, 2004)

2 -

$$\frac{d}{dt}(\mathbf{D}_c)$$

Временное изменение плотности вектора электрического поля в области элемента, как функция продольной скорости линий электрического поля, которые пересекают его (см. формулу 20), из-за плотности проводящей тока (см. формулу 16);

предпосылкой симметрии между поведением электрического и магнитного полей, подобно уравнениям (см. формулу 19) и (см. формулу 20), возможность магнитного поля поступать таким же образом в (см. формулу 21) и (см. формулу 22) были рассмотрены.

Таким образом, предлагается теория, что все взаимодействия между полями, электрическими или магнитными, и электрически заряженными частицами, являются, прежде всего, взаимодействиями между полями. Например, при применении потенциальной разницы в электрической цепи, электрическое поле, генерируемое потенциальной разницей, будет взаимодействовать с электрическим полем свободных нагрузок, заставляя их двигаться. Перемещение грузов предполагает перемещение их линий электропередач. Продольная скорость, с которой эти линии пересекают элемент дифференциала области, будет пропорциональна вектору

$$\frac{d}{dt}(\mathbf{D}_c)$$

в нем.

Учитывая возможность достоверности уравнений (см. формулу 9) и (см. формулу 10), вытекающих из динамики закона Гаусс, закон Ampere-Maxwell (см. формулу 5) написан в формате (см. формулу 24), с большей симметрией к закону Faraday-Lenz-Maxwell (см. формулу 25).

Наконец, предлагается провести лабораторный эксперимент для подтверждения или дискредитации предлагаемой теории и ее уравнений.

Ниже приведены уравнения, предложенные в этой статье.

$$\oint \frac{d}{dt}(\mathbf{D}_T) \cdot d\mathbf{S} = 0 \quad (9)$$

$$\nabla \cdot \frac{d}{dt}(\mathbf{D}_T) = 0 \quad (10)$$

$$\frac{d}{dt}(\mathbf{D}_c) = \mathbf{J}_c \quad (16)$$

$$-\frac{d}{dt}(\mathbf{B}_c) = \mathbf{J}_{mc} \quad (30)$$

$$\frac{d}{dt}(\mathbf{D}_T) = -\left(\frac{d}{dt}\mathbf{D}_c + \frac{d}{dt}\mathbf{D}_d\right) \quad (19)$$

$$\frac{d}{dt}(\mathbf{D}_c) = K_1(\mathbf{v}_L \cdot \mathbf{a}_S)\mathbf{a}_S \quad (20)$$

$$\frac{d}{dt}(\mathbf{B}_T) = \frac{d}{dt}\mathbf{B}_c + \frac{d}{dt}\mathbf{B}_d \quad (21)$$

$$\frac{d}{dt}(\mathbf{B}_c) = K_2(\mathbf{v}_{mL} \cdot \mathbf{a}_S)\mathbf{a}_S \quad (22)$$

$$\oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{L} = -\int \frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{D}_T) \cdot d\mathbf{S} \leftrightarrow \nabla \times \mathbf{H} = -\frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{D}_T) \quad (24)$$

$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{L} = -\int \frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{B}_T) \cdot d\mathbf{S} \leftrightarrow \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{B}_T) \quad (25)$$

$$\mathbf{H} = \iiint \frac{-\frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{D}_c) \times \mathbf{a}_R}{4\pi R^2} dv \quad (28)$$

$$\mathbf{E} = \iiint \frac{-\frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{B}_c) \times \mathbf{a}_R}{4\pi R^2} dv \quad (29)$$

## ССЫЛКИ

FARADAY, M. Experimental Researches in Electricity. B.Quaritch, Londres, 1939, p.1855.

FARADAY, M. Great Books of the Western World. Vol. 45, encyclopedia Britannica Inc., Chicago, 1952, p. 217-866.



HALLIDAY, D; RESNICK, R; WALKER, J. Fundamentos de Física. V.3, ED.9ª, LTC, Rio de Janeiro 2013.

HAYT, W.H; BUCK, J.A. Eletromagnetismo. ED.8ª, AMGH, Porto Alegre, 2013, p. 48-290.

JACKSON, J.D. Classical Eletrodynamics. ED.3ª, University of California, Berkeley, 1998, p. 237-239.

MAXWELL, J.C. A Treatise on Electricity and Magnetism. Oxford Univ. Press, Oxford, 2002.

MAXWELL, J.C. The Scientific Papers of James Clerk Maxwell. Dover Publ., New York, 1965, v. 1, p. 451.

PLONSEY, R; COLLIN, R.E. Principles and Applications of Electromagnetic Fields. McGraw-Hill, New York, 1961, Topic 2.

SHADIKU, M.N.O. Elementos de Eletromagnetismo. ED.3ª, Bookman, Porto Alegre, 2004, p. 107-350.

<sup>[1]</sup> Аспирант по электротехнике (инструмент) от PUC-MG (2008), окончил электротехническое машиностроение в CEFET-MG (2007).

Отправлено: июль 2020 года.

Утверждено: август 2020 года.