

ARTÍCULO ORIGINAL

LUCENA, Lucas Ruas de ^[1]

LUCENA, Lucas Ruas de. Una nueva perspectiva sobre la densidad actual de conducción. Revista Científica Multidisciplinar Núcleo do Conhecimento. Año 05, Ed. 08, Vol. 03, págs. 151-167. Agosto de 2020. ISSN: 2448-0959, Enlace de acceso: <https://www.nucleodoconhecimento.com.br/fisica-es/densidad-actual>, DOI:

Contents

- RESUMEN
- 1. INTRODUCCIÓN
- 2. LAS CADENAS DE DESPLAZAMIENTO Y CONDUCCIÓN
- 3. HIPÓTESIS DE UNA APLICACIÓN DINÁMICA DE LA LEY GAUSS
- 4. EJEMPLO DE UNA SITUACIÓN HIPOTÉTICA IDEAL
- 5. IMPLICACIONES
- 5.1 INTERPRETACIÓN DE LA APLICACIÓN DE UNA DINÁMICA DE LA LEY GAUSS
- 5.2 NUEVO DISEÑO DE LAS LEYES AMPERE-MAXWELL Y FARADAY-LENZ-MAXWELL
- 5.3 EXPERIMENTO SUGERIDO PARA PROBAR LA TEORÍA.
- 6. CONCLUSIÓN
- REFERENCIAS

RESUMEN

Este artículo analiza propuestas alternativas y complementarias a las leyes de J.C.Maxwell del electromagnetismo clásico, basadas en ciertas hipótesis, ejemplos hipotéticos y cálculos, con resultados que pueden inferir nuevas interpretaciones sobre la densidad actual de conducción del fenómeno físico. Estas nuevas interpretaciones aportan un nuevo entendimiento a la dinámica de la Ley de Gauss y, siendo ciertas, hacen que la Ley Ampère-Maxwell sea totalmente simétrica a la ley Faraday-Lenz-Maxwell, sin ninguna incoherencia matemática o física. Estos entendimientos inevitablemente traen implicaciones y puntos de vista complementarios a la teoría clásica del electromagnetismo.

Palabras clave: Electromagnetismo, densidad de corriente, ecuación de continuidad.

1. INTRODUCCIÓN

En primer lugar, se presenta la solución dada por J.C.Maxwell para que la ecuación Ampere (ver fórmula 1) se vuelva matemáticamente consistente, respetando la identidad vectorial aplicada en (ver fórmula 2), y coherente con la ecuación de continuidad (ver fórmula 3).

A continuación se muestra un ejemplo de la aplicación de la Ley de Gauss (ver fórmula 6) a una superficie cerrada alrededor de una de las placas de un condensador, Figura 1.

Por hipótesis, se propone que la variación temporal del flujo eléctrico total, que cruza la superficie gaussiana totalmente cerrada, sea siempre igual a cero. Por lo tanto, la Ley de Gauss (véase la fórmula 6), aplicada a situaciones dinámicas, se convertiría en la ecuación (véase la fórmula 9). Para que esta hipótesis se base, se considerará necesario que exista una variación temporal de la densidad de campo eléctrico, del mismo módulo, dirección y dirección de densidad de corriente, en el área de intersección entre el volumen cilíndrico del conductor y la superficie gaussiana, apuntando hacia ella, Figura 1.

Para verificar la consistencia de esta hipótesis, se considerará un ejemplo ideal en el que hay una corriente continua y homogénea en un alambre cilíndrico rectilíneo infinito a lo largo del eje z . A continuación, se calcula la variación temporal vectorial del campo eléctrico (véase la fórmula 12) en el punto $P(0,0,0)$ debido al desplazamiento simultáneo e instantáneo de todas las cargas, aguas arriba y aguas abajo de $P(0,0,0)$. Este cálculo da como resultado la igualdad (véase la fórmula 16).

Por último, a partir de la veracidad física de la igualdad (ver fórmula 16), existen implicaciones inevitables, formato y complementos teóricos para las ecuaciones clásicas del electromagnetismo, por Faraday, Lenz, Biot-Savart y Maxwell. Al final, se sugirió un experimento de laboratorio para confirmar o refutar la teoría desarrollada a partir del análisis de la hipótesis propuesta.

2. LAS CADENAS DE DESPLAZAMIENTO Y CONDUCCIÓN

El circuitlaw de Ampere, en su forma puntual (ver fórmula 1), tenía deficiencias matemáticas (JACKSON *et. al.*, 1998).

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

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

El resultado de la ecuación (véase la fórmula 2) debe ser cero, porque la divergencia de que la rotación sea igual a cero constituye una identidad vectorial. Sin embargo, la ecuación de continuidad (HAYT; BUCK *et. al.*, 2013; SHADIKU, 2004),

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

es inconsistente con la ecuación (véase la fórmula 2). Esta corrección fue hecha brillantemente por J.C.Maxwell, de la siguiente manera (JACKSON *et. al.*, 1998):

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

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

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

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

Por lo tanto, la ecuación Ampere (ver fórmula 1) se volvió completamente consistente en (ver fórmula 5). Tanto físicamente, teniendo en cuenta la generación de campo magnético a partir

de la variación temporal de la densidad del campo eléctrico, como matemáticamente, con respecto a la identidad vectorial citada en la ecuación (véase la fórmula 2).

El término

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

añadido en la ecuación (ver fórmula 4) tiene la misma unidad de densidad actual, Amperios por metro cuadrado,

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

siendo llamado por J.C.Maxwell de densidad de corriente de desplazamiento, representado por

$$\mathbf{J}_D$$

la ecuación (ver fórmula 5). La identificación de este término fue de importancia fundamental para entender la propagación de ondas electromagnéticas. El término

$$\mathbf{J}_C$$

en la ecuación (ver fórmula 5) se refiere a la densidad de corriente de conducción.

3. HIPÓTESIS DE UNA APLICACIÓN DINÁMICA DE LA LEY GAUSS

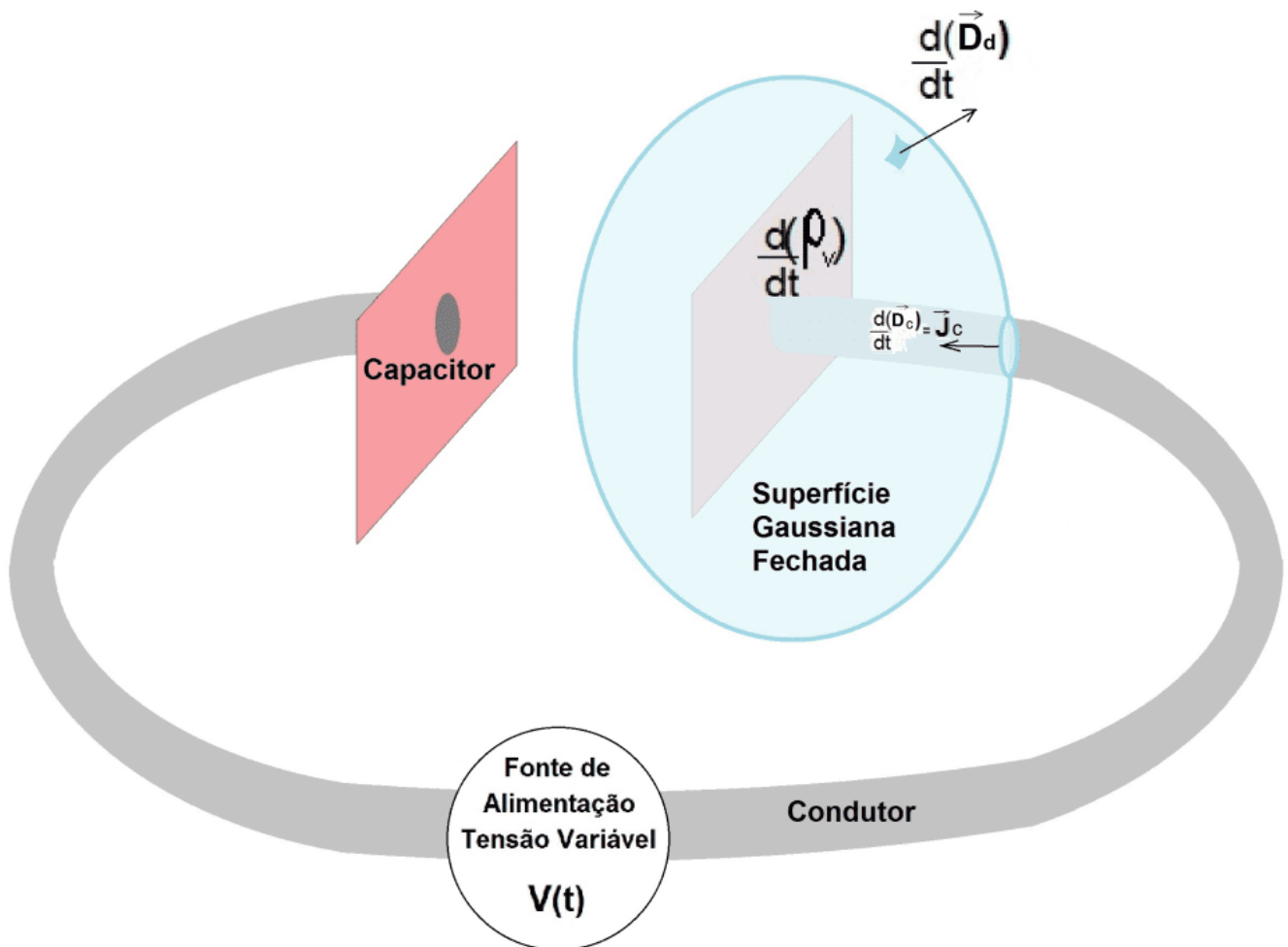
La Ley de Gauss, ecuación (ver fórmula 6), determina que el flujo de densidad de campo eléctrico total que cruza cualquier superficie cerrada es igual a la carga eléctrica total que se encuentra dentro de esa superficie. Maxwell lo observó en la forma de punto, ecuación (ver fórmula 7), conocida como la primera ecuación de Maxwell (HAYT; BUCK *et. al.*, 2013; SHADIKU, 2004).

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

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

Considere el primer ejemplo, siendo una superficie cerrada alrededor de una de las placas de un condensador que está siendo cargado por una fuente de alimentación de voltaje variable, como se muestra en la Figura 1.

Figura 1. Superficie gaussiana encerrada en una placa de condensador



Fuente: autor.

Observando la Figura 1, con una densidad de corriente de conducción en el

\mathbf{J}_c

controlador, las ecuaciones (ver fórmula 6) y (ver fórmula 7), respectivamente: para una superficie gaussiana completamente cerrada; y para un punto en la placa del condensador, se convierten en ecuaciones (ver fórmula 8) y (ver fórmula 3). (HAYT; BUCK *et. al.*, 2013; SHADIKU, 2004).

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

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

La ecuación (ver fórmula 8) determina que la variación temporal del flujo total de densidad del campo eléctrico que cruza la superficie gaussiana es igual a la variación temporal de la carga eléctrica contenida internamente en ella.

La ecuación de continuidad (ver fórmula 3) aplicada a cualquier volumen infinitesimal de la placa del condensador, cargada positivamente, determina que la densidad de corriente de conducción

\mathbf{J}_c

, que deja ese volumen dado, es igual a la velocidad de tiempo a la que cae la densidad de carga volumétrica sobre ella.

La hipótesis propuesta en este artículo considera que las ecuaciones (ver fórmula 8) y (ver fórmula 3) son físicamente complementarias. Por lo tanto, se considera que para una superficie Gauss completamente cerrada, alrededor de una placa de condensador, en condiciones dinámicas, las ecuaciones (ver fórmula 8) y (ver fórmula 3) tendrían el siguiente formato.

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

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

¿Dónde

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

está la variación temporal de la densidad de campo eléctrico vectorial generada por la densidad de corriente de conducción

$$\mathbf{J}_c$$

, del mismo módulo, dirección y dirección del mismo, en la superficie transversal de intersección entre el volumen cilíndrico del conductor y el gaussiano, apuntando hacia él.

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

y es la variación temporal de la densidad vectorial del campo eléctrico, en la superficie gaussiana cerrada que señala fuera de él, generada por la densidad de corriente de desplazamiento

$$\mathbf{J}_d$$

(variación temporal del número de líneas de campo eléctrico que cruzan el Gaussian cerrado debido a la variación temporal de la carga eléctrica total de la placa desde el condensador interno al gaussiano); (HAYT; BUCK *et. al.*, 2013; SHADIKU, 2004). Figura 1.

Las ecuaciones (ver fórmula 9) y (ver fórmula 10) determinan que la variación temporal del flujo total de densidad de campo eléctrico en cualquier superficie gaussiana completamente cerrada es igual a cero. La ecuación (véase la fórmula 10) no contradice la ecuación de

continuidad (véase la fórmula 3), porque relaciona el flujo de carga eléctrica, de un volumen infinitesimal, con la variación temporal de la densidad volumétrica de la carga eléctrica, en ella; ya eso, está relacionado sólo con la dinámica del campo eléctrico.

A continuación, se asume que el fenómeno físico densidad de corriente de conducción

\mathbf{J}_c

, genera una variación de la densidad de campo eléctrico

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

en la intersección del conductor cilíndrico con la superficie gaussiana, del mismo módulo, dirección y dirección del vector \mathbf{J}_c

. Una de las ventajas de verificar esta hipótesis sería entender la ecuación Ampere-Maxwell (ver fórmula 4) en el siguiente formato (ver fórmula 11).

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

Por lo tanto, se que las interacciones entre campos, eléctricos o magnéticos, y partículas cargadas, serían, en primer lugar, interacciones entre campos solamente.

En la búsqueda de verificar la veracidad de la hipótesis propuesta, se crea un ejemplo de una situación hipotética ideal para el cálculo de la variación temporal vectorial de la densidad de campo eléctrico (ver fórmula 12), en el origen, generado por una corriente continua y homogénea en un conductor cilíndrico de longitud infinita a lo largo del eje z.

4. EJEMPLO DE UNA SITUACIÓN HIPOTÉTICA IDEAL

Supongamos la siguiente configuración ideal: en un conductor cilíndrico, rectilínea, uniforme, homogéneo, de longitud infinita, que discurre a través de una corriente directa, de cargas positivas, uniformes y homogéneas en la dirección positiva del eje z, Figura 2.

En coordenadas cilíndricas, la variación temporal del vector de campo eléctrico (véase la fórmula 12) generada en el punto P(0,0,0) del plano cartesiano en la Figura 2, debido al desplazamiento volumétrico, simultáneo e instantáneo, de todas las cargas positivas, aguas arriba y aguas abajo de este punto, en la dirección positiva del eje z.

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

Aunque, en un conductor real con una diferencia en el potencial aplicado en sus extremidades, el electrón es el que, por patrón clásico, el desplazamiento de cargas positivas en la dirección positiva del eje z fue elegido para el cálculo.

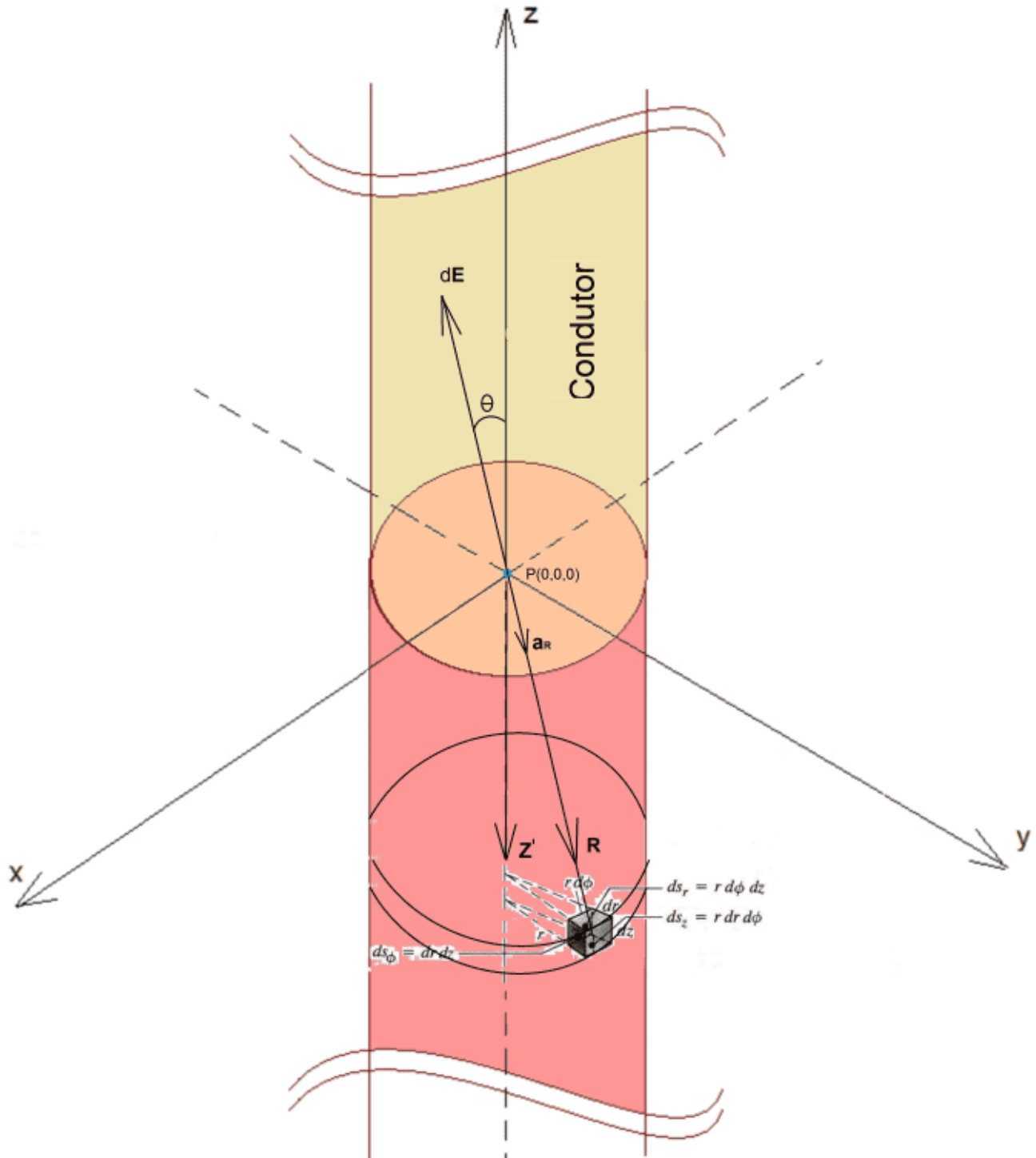
Se sabe, por simetría, que el campo eléctrico vectorial resultante E generado por la suma de todas las cargas existentes a lo largo del conductor, positivo y negativo, en el punto P(0.0.0), es nulo.

Sin embargo, vamos a considerar, en primer lugar, el cálculo del campo eléctrico estático (ver fórmula 14), generado por un elemento diferencial volumétrico cilíndrico, en coordenadas cilíndricas, de densidad volumétrica de carga positiva ρ_v , centrado en una posición inicial z' , donde dQ es el elemento diferencial de carga, r' es el valor constante asignado al radio del conductor del cilindro, R son la distancia vectorial entre el punto P (0.0,0) y el volumen dV , a_z es el versoren la dirección positiva de z, e ϵ la permisividad eléctrica del conductor, como se muestra en la Figura 2.

Por favor, señale que, dado que tomamos como referencia el punto de medición del campo eléctrico fijado en P(0,0,0), la dirección dE siempre será opuesta al versor a_R . Por lo tanto, el signo negativo en la ecuación (ver fórmula 13).

$$\begin{aligned}
 dQ &= \rho_v dV = \rho_v (rd\varphi dr dz) \\
 d\mathbf{E} &= -\frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{dQ}{R^2} \mathbf{a}_R = -\frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{\rho_v (rd\varphi dr dz)}{R^2} \mathbf{a}_R \quad (13) \\
 dE \cos\theta \mathbf{a}_z &= -\frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{\rho_v (rd\varphi dr dz)}{R^2} \frac{z'}{R} \mathbf{a}_z \\
 \partial E \mathbf{a}_z &= -\frac{\rho_v z}{4\pi\epsilon} \left[\int_0^{r'} \int_0^{2\pi} \frac{r}{(r^2 + z'^2)^{\frac{3}{2}}} d\varphi dr \right] \partial z \mathbf{a}_z \\
 \partial \mathbf{E} &= \partial E \mathbf{a}_z = -\frac{\rho_v}{2\epsilon} \left(1 - \frac{z'}{(z'^2 + r'^2)^{\frac{1}{2}}} \right) \partial z \mathbf{a}_z \quad (14)
 \end{aligned}$$

Figura 2. Corriente de conducción



Fuente del autor.

A continuación, teniendo en cuenta que este disco volumétrico diferencial cargado tiene una velocidad constante. El campo eléctrico

∂E

se convierte en una función sólo de la variable de tiempo t . Teniendo en cuenta la posición inicial z' y la velocidad del disco v ,

$$\frac{d}{dt}[\partial(E_t)]\mathbf{a}_z = \frac{d}{dt}\left[-\frac{\rho_v}{2\varepsilon}\left(1 - \frac{(z' + vt)}{((z' + vt)^2 + r'^2)^{\frac{1}{2}}}\right)\right]\partial z\mathbf{a}_z$$

$$\frac{d}{dt}[\partial(E_t)]\mathbf{a}_z = \frac{\rho_v}{2\varepsilon}\left(\frac{vr'^2}{((z' + vt)^2 + r'^2)^{\frac{3}{2}}}\right)\partial z\mathbf{a}_z \quad (15)$$

Como lo que se quiere calcular es la variación temporal del campo eléctrico (ver fórmula 12), en el origen, causado por el desplazamiento de cada elemento cilíndrico diferencial añadido a $z \in [-\infty, +\infty]$,

lo largo de la instantánea, se considerará exclusivamente para este cálculo que la función de la ecuación (ver fórmula 15) depende sólo de la posición variable z ,

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

. Debido a que la contribución de cada elemento diferencial cilíndrico, a lo largo de todo el eje z , pasando a la formación de la variación temporal total del vector del campo eléctrico en el punto $P(0.0.0)$, porque es instantáneo, no depende de la variable tiempo t . Por lo tanto, reemplazando $z' = z$ y teniendo en cuenta la variable $t = t_0 = 0$,

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

La ecuación (véase la fórmula 16), entonces, demuestra la equivalencia vectorial entre la variación temporal de la densidad de campo eléctrico en el punto P(0,0,0), generada por el desplazamiento instantáneo y simultáneo de todas las cargas positivas a lo largo del alambre cilíndrico infinito, y la densidad de corriente de conducción

J_c

en ese mismo punto.

5. IMPLICACIONES

Si hay veracidad física en la hipótesis presentada, se observan las siguientes implicaciones:

2. Interpretación de la aplicación de una dinámica de la Ley de Gauss;
4. Nueva concepción de las Leyes de Ampere-Maxwell y Faraday-Lenz-Maxwell;
6. Experimento sugerido para probar la teoría.

5.1 INTERPRETACIÓN DE LA APLICACIÓN DE UNA DINÁMICA DE LA LEY GAUSS

La igualdad (véase la fórmula 16) se considera coherente con las ecuaciones (véase la fórmula 9) y (véase la fórmula 10). Por lo tanto, se entiende razonable la siguiente interpretación física de la ley de gauss aplicada a la situación presentada en la Figura 1: la variación temporal del flujo total de densidad de campo eléctrico en cualquier superficie gaussiana completamente cerrada es exactamente cero, (véase la fórmula 17) y (véase la fórmula 18).

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

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

Debido a que la elección clásica de la dirección actual es la del desplazamiento de cargas positivas, para hacer que las ecuaciones (véase la fórmula 24) y (ver fórmula 29) sean simétricas entre sí, el signo negativo (-) se insertó a la igualdad (véase la fórmula 19).

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

Aquí se propone la siguiente interpretación sobre los fenómenos físicos contemplados en la igualdad (véase la fórmula 19).

La variación temporal vectorial de la densidad de campo $\frac{d}{dt} (\mathbf{D}_c)$ eléctrico, resultado de la densidad de corriente de

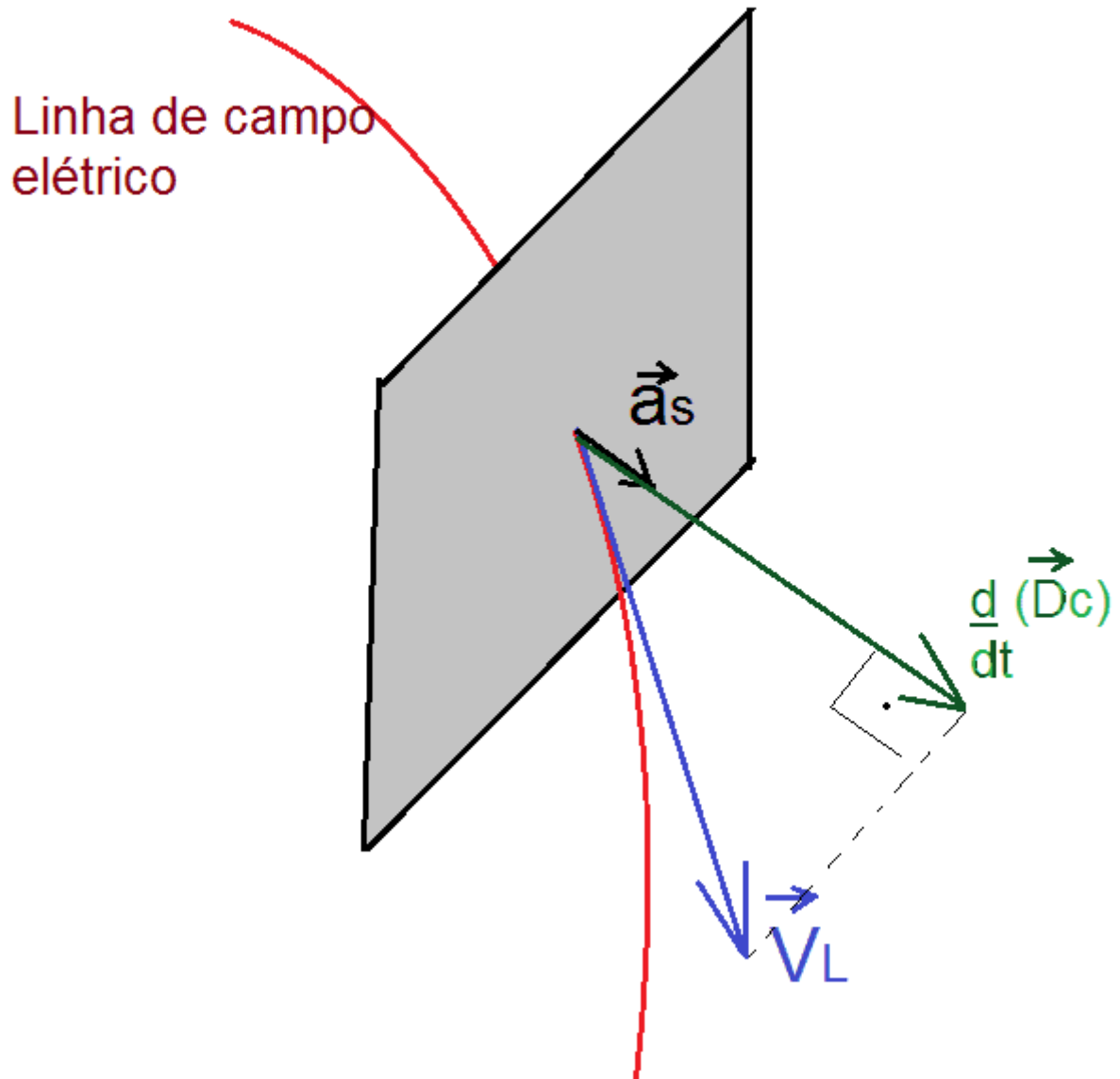
\mathbf{J}_c

conducción, parece ser proporcional a la velocidad longitudinal a la que las líneas de campo eléctrico cruzan un elemento de área de una superficie gaussiana. La teorización se puede teorizar:

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

donde \mathbf{v}_L es el vector de velocidad de las líneas de campo eléctrico que cruzan un elemento de área de una superficie gaussiana, \mathbf{a}_S el versor del elemento de área vectorial de esa superficie, y K_1 una constante, Figura 3.

Figura 3. Variación temporal de la densidad del campo eléctrico generada por



Fuente: autor.

La variación temporal vectorial de la densidad de campo eléctrico $\frac{d}{dt}(\vec{D}_d)$,
resultante de la densidad de corriente de desplazamiento

J_d

, está relacionada con la variación temporal del número cuantitativo de líneas de campo eléctrico que cruzan un elemento de área de una superficie gaussiana (HAYT; BUCK *et. al.*, 2013; SHADIKU, 2004).

Siendo cierta la teoría propuesta, a partir de la hipótesis inicial, de que la variación temporal del flujo eléctrico total que cruza una superficie gaussiana, puede formarse tanto por la variación temporal del número de líneas de campo eléctrico, por unidad de área, que lo cruzan, como

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

por la velocidad longitudinal de las líneas de campo eléctrico que cruzan un elemento de área,

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

(ver fórmula 20); se intuye, por simetría a (ver fórmula 19), que el flujo magnético que pasa a través de una superficie gaussiana se comporta de una manera equivalente (ver fórmula 21).

De tal manera que

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

podría generarse tanto por la variación temporal del número de líneas de campo magnético en un elemento de área (HAYT; BUCK *et. al.*, 2013; SHADIKU, 2004),

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

; así como la velocidad longitudinal con la que las líneas de campo magnético cruzan un

elemento de área

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

(ver fórmula 22). Por simetría, se propone, de forma análoga a la ecuación (ver fórmula 20), la ecuación (ver fórmula 22). Donde v_{mL} es el vector de velocidad de las líneas de campo magnético que cruzan un elemento de área de una superficie gaussiana, a_s el versor del vector de elemento de área de esa superficie, y K_2 una constante.

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

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

5.2 NUEVO DISEÑO DE LAS LEYES AMPERE-MAXWELL Y FARADAY-LENZ-MAXWELL

Considerando la posibilidad de veracidad en la hipótesis presentada, se podría concebir la Ley Amperios-Maxwell (ver fórmula 5) y la Ley Faraday-Lenz-Maxwell (ver fórmula 23)

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

respectivamente, como en (véase la fórmula 24) y (véase la fórmula 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 EXPERIMENTO SUGERIDO PARA PROBAR LA TEORÍA.

El presente artículo tiene como objetivo, sucintamente, proponer una teoría, basada en situaciones hipotéticas, sin experimentación física en el laboratorio para la prueba, al final de la misma.

Sin embargo, a continuación se presentará una propuesta de experimento de laboratorio, para los de interés, para probar la veracidad de la teoría propuesta o para refutarla.

Para el cálculo de un campo magnético H , generado exclusivamente a partir de una densidad de corriente de conducción

\mathbf{J}_c

, utilizando la igualdad (véase la fórmula 16), la Ley Biot-Savart (véase la fórmula 27) podría describirse como en (ver fórmula 28).

$$\mathbf{H} = \iiint \frac{\mathbf{J} \wedge \mathbf{a}_R}{4\pi R^2} dv \quad (27)$$

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

A continuación, se propone escribir la Ley Biot-Savart modificada (véase la fórmula 28), simétricamente para el cálculo del campo eléctrico, como en (ver fórmula 29).

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

Con el fin de verificar la veracidad de la teoría de que los campos, eléctricos y magnéticos, pueden ser generados, respectivamente, por la velocidad de desplazamiento de las líneas de los campos (magnéticos y eléctricos), se propone el siguiente experimento.

Se trata de un circuito eléctrico formado por un cable conductor aislado, enrollado de forma distribuida y continua en torno a un material ferromagnético de topología toroidal, área Una constante de la sección transversal, alimentada por una fuente de corriente directa, con una corriente ajustada de forma que no satura magnéticamente el material ferromagnético. Habrá una densidad de campo magnético B confinada a todo el material ferromagnético toroidal (HALLIDAY; RESNICK; WALKER *et. al.*, 2013), Figura 4.

$$B = \frac{\mu Ni}{l}$$

Donde μ es la permeabilidad magnética del material ferromagnético, N el número de vueltas, y l el perímetro atravesado por la sección transversal de la toroidea a lo largo de su revolución.

A continuación, se utiliza un giro de medición de cable conductor aislado alrededor de la sección transversal de la toroidea, conectado a un voltímetro VDC, de tal manera que es posible desplazar la bobina de medición a lo largo del perímetro toroidal, Figura 4.

Se sabe que el campo magnético generado por cualquier circuito eléctrico toroidal ideal, externo a él, es cero (HALLIDAY; RESNICK; WALKER *et. al.*, 2013).

Según la teoría presentada, cuando la bobina de medición se mueve con una velocidad V a lo largo del perímetro toroidal, incluso si no se cambia el número de líneas de densidad de campo magnético internas al giro, estas líneas pasarán a través de la superficie gaussiana formada por la circunferencia de la bobina de medición, con velocidad $-V$.

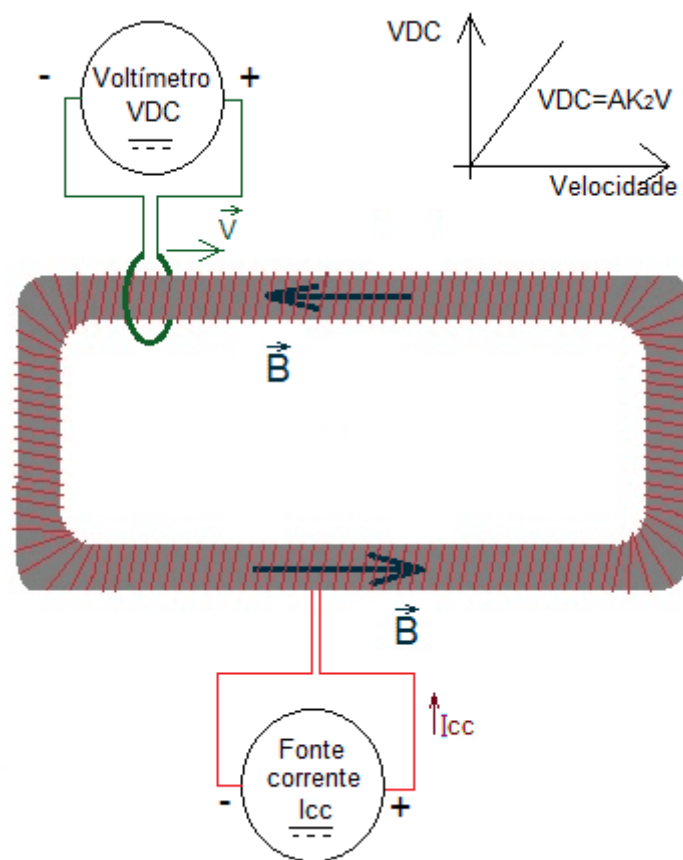
Aplicando la ecuación propuesta (ver fórmula 22) a la Ley Faraday-Lenz-Maxwell (ver fórmula 23), la tensión medida en el voltímetro debe ser:

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

Dónde está el área de la sección transversal de la toroidea.

Por lo tanto, se propone elevar una curva de Medidas $VDC \times V$, siendo VDC el voltaje medido en el voltímetro, y V el vector de velocidad del giro de medición, a lo largo del perímetro toroidal, Figura 4. Según la teoría propuesta, esta curva debe ser una línea recta con una pendiente AK_2 , Figura 4.

Figura 4. Experimento sugerido para probar la teoría propuesta



Fuente: autor.

Si el experimento se lleva a cabo con un resultado que corrobora la teoría propuesta, también se propone considerar la existencia de la siguiente densidad de corriente

J_{mc}

magnética de conducción.

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

6. CONCLUSIÓN

Con el fin de comprender mejor la naturaleza de las corrientes de desplazamiento y conducción, se planteó la hipótesis de que, en una superficie gaussiana completamente cerrada, la variación temporal del flujo de campo eléctrico total, en ella, siempre podría ser igual a cero (véase la fórmula 9) y (véase la fórmula 10), sin contradecir la ecuación de continuidad (véase la fórmula 3).

Se creó un ejemplo de una situación hipotética ideal, que permitiría el análisis matemático de la hipótesis creada.

El resultado de este análisis, la igualdad (ver fórmula 16), corrobora la idea de que la variación temporal vectorial de la densidad total del campo eléctrico (ver fórmula 19) puede existir a partir de los dos fenómenos físicos distintos siguientes.

1 -

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

→ Variación temporal de la densidad vectorial del campo eléctrico, en un elemento de área, en función de la variación temporal del número de líneas de campo eléctrico que lo cruzan. Esta es la comprensión clásica del fenómeno de *densidad de corriente de desplazamiento*, reconocido por primera vez por J.C.Maxwell. (HAYT; BUCK *et. al.* 2013; SHADIKU, 2004)

2 -

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

→ Variación temporal de la densidad vectorial del campo eléctrico, en un elemento de área, en función de la velocidad longitudinal de las líneas de campo eléctrico que lo cruzan (ver fórmula 20), debido a una densidad de corriente de conducción (ver fórmula 16);

Por la premisa de simetría entre el comportamiento de los campos eléctricos y magnéticos, de manera similar se consideraron las ecuaciones (ver fórmula 19) y (véase la fórmula 20), la posibilidad de que el campo magnético se comportara de la misma manera en (ver fórmula 21) y (ver fórmula 22).

Por lo tanto, se propone una teoría de que todas las interacciones entre campos, eléctricos o magnéticos, y partículas cargadas eléctricamente, son, en primer lugar, interacciones entre campos solamente. Por ejemplo, al aplicar una diferencia potencial en un circuito eléctrico, el campo eléctrico generado por la diferencia potencial interactuará con el campo eléctrico de las cargas libres, obligándolas a moverse. El desplazamiento de las cargas implica el desplazamiento de sus líneas de campo eléctrico. La velocidad longitudinal a la que estas líneas atraviesan un elemento diferencial de área sería proporcional al vector

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

en él mismo.

Teniendo en cuenta la posibilidad de la veracidad de las ecuaciones (véase la fórmula 9) y (véase la fórmula 10), derivada de la dinámica de la Ley de Gauss, la Ley Ampere-Maxwell (ver fórmula 5) está escrita, en el formato (véase la fórmula 24), con una mayor simetría con la Ley Faraday-Lenz-Maxwell (ver fórmula 25).

Por último, se propone un experimento de laboratorio para confirmar o desacreditar la teoría propuesta y sus ecuaciones.

Las siguientes son las ecuaciones propuestas en este artículo.

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

REFERENCIAS

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.

^[1] Postgrado en Ingeniería Eléctrica (Instrumentación) por PUC-MG (2008), graduado en Ingeniería Industrial Eléctrica por CEFET-MG (2007).

Enviado: Julio, 2020.

Aprobado: Agosto, 2020.