ESTRATEGIA COMPARATIVA PARA OBTENER LA ECUACIÓN DE ONDA NO HOMOGÉNEA DEL POTENCIAL ESCALAR Y VECTORIAL EN TEORÍA ELECTROMAGNÉTICA

COMPARATIVE STRATEGY FOR OBTAINING THE NON-HOMOGENEOUS WAVE EQUATION OF SCALAR AND VECTOR POTENTIAL IN ELECTROMAGNETIC THEORY

Victor Hugo Ordoñez Navea [1]

https://orcid.org/0000-0002-5753-9117

Recibido: 26-11-2025

Aceptado: 15-12-2025

Resumen

En este trabajo se establece un análisis estratégico comparativo entre la onda no homogénea del potencial escalar y no homogénea del potencial vectorial, con el objeto de obtener la ecuación de onda no homogénea del potencial escalar y establecer una base teórica que de un comportamiento de aplicación tecnológica energética. Utilizando el análisis se ha extendiendo de la teoría de campos electromagnéticos de Maxwell a los vórtices de campo eléctrico se encuentra en forma teórica la onda no homogénea del potencial escalar, permitiendo con esto establecer una comparación entre la onda no homogénea del potencial escalar y la del potencial vectorial con la aplicación de la ley de Gauss, ley de Faraday y la ley de Ampere de la forma de las cuatro ecuaciones de Maxwell, en la cual juega un rol importante y es fundamental en la obtención de una expresión matemática que dentro de la praxis académica de teoría electromagnética recibe el nombre de la ecuación de onda no homogénea del potencial escalar.

***Palabras clave**:* Ecuaciones de Maxwell, onda no homogénea, potencial escalar, Vórtice.

Abstract

This paper presents a comparative strategic analysis between the non-homogeneous wave of the scalar potential and the non-homogeneous wave of the vector potential, with the aim of obtaining the non-homogeneous wave equation of the scalar potential and establishing a theoretical basis for its application in energy technology. Using analysis that extends Maxwell's electromagnetic field theory to electric field vortices, the non-homogeneous wave of the scalar potential is theoretically derived. This allows for a comparison between the non-homogeneous wave of the scalar potential and that of the vector potential through the application of Gauss's law, Faraday's law, and Ampere's law in the form of Maxwell's four equations. These equations play a crucial role and are fundamental in obtaining a mathematical expression that, within the academic practice of electromagnetic theory, is known as the equation of the non-homogeneous wave of the scalar potential.

Keywords: Maxwell's equations, non-homogeneous wave, scalar potential, vortex.

Introducción

La realización de este trabajo tiene que ver con el hecho que la mayoría de la información que aparece en la literatura, muestra el vector de campo asociado a un potencial escalar se obtiene calculando

[1] Universidad Yacambú. Venezuela. Correo: v-30025977@micorreo.uny.edu.ve

el gradiente de dicho potencial escalar. El gradiente, en este contexto es un campo vectorial que indica la dirección y la magnitud del cambio más rápido del potencial escalar en cada punto del espacio. En términos más específicos el potencial escalar de un campo escalar asigna un valor escalar (un número) a cada punto en el espacio. Ejemplos incluyen la temperatura en un lugar o la altura sobre el nivel del mar.

Con este análisis principal sobre el entendimiento de lo vectorial y escalar se presenta la descripción sobre lo que es un análisis vectorial y lo que es un análisis escalar y los principios fundamentales de este desarrollo, en él se plantea matemáticamente y la visión física en el campo electromagnético, lo que leva de medida dentro del contenido de la unidad curricular de teoría electromagnética.

El electromagnetismo clásico, se concluyó de forma definitiva con la formulación de un conjunto de ecuaciones diferenciales que llevan el nombre de ecuaciones de Maxwell en honor de James Clerk Maxwell (1831-1879). Describen la dependencia espaciotemporal del campo electromagnético. Son una magnífica aproximación fenomenológica a los fenómenos electromagnéticos clásicos.

De esta manera, para el gradiente en el contexto para un campo escalar dado, el gradiente es un campo vectorial que apunta en la dirección de la mayor tasa de cambio del campo escalar. La magnitud del gradiente indica la rapidez de ese cambio. Cabe destacar la relación, en la cual si tienes un potencial escalar 'φ', su gradiente, $\nabla\varphi$, será un campo vectorial que representa la fuerza o la tasa de cambio del potencial en cada punto. Este campo vectorial se considera el campo de fuerzas asociado al potencial escalar. En resumen, para encontrar el vector de campo asociado a un potencial escalar, se calcula el gradiente de ese potencial escalar.

Cabe mencionar como ejemplo en física, el campo gravitatorio se puede obtener como el gradiente negativo del potencial gravitatorio. En electrostática, el campo eléctrico se puede obtener como el gradiente negativo del potencial eléctrico, el cual tiene su movimiento en cada región de coordenadas.

Formalmente:

Si $\varphi(x, y, z)$ es un campo escalar, entonces su gradiente, $\nabla\varphi$, se define como: $\nabla\varphi = (\partial\varphi/\partial x, \partial\varphi/\partial y, \partial\varphi/\partial z)$

Donde: $\partial\varphi/\partial x$, $\partial\varphi/\partial y$, y $\partial\varphi/\partial z$ son las derivadas parciales de φ con respecto a x, y, z, respectivamente.

La ecuación de onda no homogénea para el potencial escalar, que describe la propagación de ondas en presencia de fuentes, se obtiene modificando la ecuación de onda homogénea con un término fuente. Este término fuente representa la contribución de las cargas y corrientes eléctricas al potencial. La ecuación resultante es una ecuación de onda con un término no homogéneo, de ahí su nombre.

Esto implica, como se deriva la ecuación de onda homogénea: La ecuación de onda homogénea para el potencial escalar (ϕ) en el vacío, que describe la propagación de ondas electromagnéticas en ausencia de fuentes, es:

$$\nabla^2 = \nabla^2 - (1/c^2)\ \partial^2/\partial t^2$$

Donde c es la velocidad de la luz y ∇^2 es el operador d'Alembert es la generalización del operador laplaciano a un espacio de Minkowski, y las ecuaciones de Maxwell: Las ecuaciones de Maxwell, en términos del potencial escalar (ϕ) y el potencial vectorial (A), son:

$$\nabla^2\phi + (1/c)\ \partial(\nabla\cdot A)/\partial t = -\rho/\varepsilon_0$$

$$\nabla^2 A - (1/c^2)\ \partial^2 A/\partial t^2 - \nabla\ (\nabla\cdot A + (1/c)\ \partial\phi/\partial t) = -\mu_0 J$$

Donde ρ es la densidad de carga y J es la densidad de corriente. Desde este enfoque se utiliza el calibre de Lorenz: Para simplificar las ecuaciones anteriores, se introduce la condición de calibre de Lorenz:

$$\nabla\cdot A + (1/c)\ \partial\phi/\partial t = 0$$

Esta condición permite separar las ecuaciones y obtener ecuaciones individuales para ϕ y A. La ecuación de onda no homogénea para ϕ, sustituyendo la condición de calibre en la primera ecuación de Maxwell, se obtiene la ecuación de onda no homogénea para el potencial escalar:

$$\nabla^2\phi = -\rho/\varepsilon_0$$

Cabe destacar, que esta ecuación describe cómo el potencial escalar ϕ cambia en el espacio y el tiempo debido a la presencia de una densidad de carga ρ. En la cual la ecuación de onda no homogénea para A: De manera similar, se puede obtener la ecuación de onda no homogénea para el potencial vector A:

$$\nabla^2 A = -\mu_0 J$$

Esta ecuación representa, cómo el potencial vector A cambia en el espacio y el tiempo debido a la presencia de una densidad de corriente J. En esto se resume como la ecuación de onda no homogénea para el potencial escalar se obtiene al incorporar la densidad de carga en la ecuación de onda homogénea, utilizando la condición de calibre de Lorenz para simplificar las ecuaciones de Maxwell.

De tal forma, el término $-\rho/\varepsilon_0$ representa la fuente que causa la no homogeneidad de la ecuación de onda, y su solución describe la propagación de ondas electromagnéticas en presencia de cargas eléctricas.

Condición de Lorenz $\nabla E = (1/c^2)\ \partial E/\partial t$ o $\nabla^2 E = (1/c^2)\ \partial^2 E/\partial t^2$.

Desarrollo

Ecuaciones de Maxwell y Condición de Lorenz

Se plantea el vector laplaciano $\nabla^2 E = \nabla\nabla E - \nabla x \nabla x E$, para iniciar de esta forma la ecuación de una onda electromagnética en el vacío $\nabla^2 E = 1/c^2 \, \partial^2 E/\partial t^2$, cabe destacar los criterios de unificación de igualdad del laplaciano y el análisis como se presenta en la siguiente ecuación.

Laplaciano = Escalar - Vectorial = Condición de calibre de Lorenz

Planteando esta ecuación de onda

$$\nabla^2 E = \nabla\nabla E - \nabla x \nabla x E = (1/c^2)\, \partial^2 E/\partial t^2$$

De tal manera, partiendo del vector laplaciano con el análisis estratégico como encontrar la ecuación de la onda no homogénea para el potencial escalar y para el potencial vectorial, se trazan estas directrices de aplicaciones de las ecuaciones de Maxwell con las leyes de los campos electromagnéticos como lo hace referente en el libro de teoría electromagnética de Hayt y Buck (2012).

Se hace el análisis referente a la parte en el rotacional del rotacional del campo eléctrico, establece que es parte vectorial, en la cual presenta una onda transversal y la divergencia del campo eléctrico es cero $\nabla. E = 0$. Ahora se plantea las ecuaciones de Maxwell de la ley de Ampere y la ley de Faraday para campos variantes en el tiempo de forma diferencial ¿por qué razón? Para deducir el planteamiento $- \nabla x \nabla x E = 1/c^2 \, \partial^2 E/\partial t^2$ como es:

$\nabla \times E = - \partial B/\partial t \rightarrow$ Ley de Faraday de forma diferencial ecuación 1

Esta ley de Faraday muestra un campo magnético variante con el tiempo produce un campo eléctrico, en el cual tiene propiedad espacial de la circulación.

$\nabla \times H = J + \partial D/\partial t \rightarrow$ Ley de Ampere de forma diferencial ecuación 2

Ahora el término $\partial D/\partial t$, tiene dimensiones de densidad de corriente, como resulta de una densidad de flujo eléctrico variante con el tiempo, según Hayt y Buck (2012) describe que Maxwell lo nombro una densidad de corriente de desplazamiento. Esto implica mediante el operador de Laplace, la conocida ecuación de onda, según las reglas del análisis vectorial, puede descomponerse en dos partes: la vectorial ($\nabla x \nabla x E$), que resulta de las ecuaciones de Maxwell, y la escalar $\nabla (\nabla. E)$; Cabe destacar que $\nabla x \nabla x E$, en la cual se hace el análisis para la onda transversal.

$\nabla \times H = J + \partial D/\partial t$ ecuación 3

En la cual, tenemos una densidad de corriente $J = 0$, ya que está en un medio no conductor en el que no está presente una densidad de carga volumétrica. Ahora la analogía entre vectores de intensidad E y H y los vectores de densidad de flujo, $D= \varepsilon E$, sustituyendo en la ley de Ampere, nos queda:

$$\nabla \times H = J + \partial D/\partial t \qquad J=0,\ D= \varepsilon.E \ \rightarrow \ \nabla \times H = \partial\varepsilon.E/\partial t \qquad \text{ecuación 4}$$

$\nabla \times E = -\,\partial B/\partial t$, utilizar la densidad de flujo magnético del espacio libre $B = \mu.H$, queda de esta forma:

$\nabla \times E = -\,\partial\,\mu.H/\partial t \ \rightarrow\ \nabla \times E = -\,\mu\partial H/\partial t$, De tal forma multiplicar por el ∇, se realizó

$$\nabla\times \nabla\times E = -\,\mu\partial\nabla \times H/\partial t \qquad \text{ecuación 5}$$

Sustituir la ecuación 4 en la ecuación 5

$\nabla\times\nabla\times E = -\,\mu\partial\,(\partial\partial.\,E/\partial t)/\partial t \ \rightarrow\ \nabla\times \nabla\times E = -\,\mu\varepsilon\ \partial^2.\,E/\partial t^2$, multiplicamos por (-1) toda la ecuación.

$-\,\nabla\times \nabla\times E = \mu\varepsilon\partial^2.E/\partial t^2 \ \rightarrow\ \mu\varepsilon = 1/c^2$, viaja a la velocidad de la luz

Derivación para el Potencial Vectorial "A"

El campo eléctrico E varia con el tiempo y viaja en el vacío a la velocidad de la luz. Si $\nabla\times E=0$, entonces tenemos una onda longitudinal. Según Zohuri (2019), "las aplicaciones de energía impulsada por ondas escalares plantean que si "$\nabla \times E = 0 \rightarrow$ tenemos una onda longitudinal" (p.484).

$$-\,\nabla\times\nabla\times E = (1/c^2).\,\partial^2.\,E/\partial t^2$$

Reorganizando las ideas, se utiliza la identidad vectorial

$$\nabla\times(\nabla\times V) = \nabla(\nabla.\,V) - \nabla^2 V$$

Se utilizan para los potenciales las ecuaciones de Maxwell en su forma diferencial y en el vacío.

La ley de Gauss $\nabla.\,E = \rho/\varepsilon_0$

La ley de Gauss para el magnetismo $\nabla.\,B = 0$

La ley de Faraday $\nabla\times E = -\,\partial B/\partial t$

La ley de Ampere – Maxwell $\nabla\times B = \mu_0 J + \mu_0\,\varepsilon_0\partial E/\partial t$

El campo magnético B, se puede expresar como el rotacional de un potencial vectorial A, porque la divergencia de un rotacional siempre es cero, lo cual satisface la segunda ecuación de Maxwell. Entonces de acuerdo con el teorema de Helmholtz de la descomposición, según Arfken et al. (1995, 2005) que afirma que cualquier campo vectorial A, puede ser descompuesto en la suma de una componente irrotacional cuyo rotor debe ser cero.

$B = \nabla\times A$, ecuación a

Ahora sustituir en la ley de Faraday

$\nabla\times E = -\,\partial(\nabla\times A)/\partial t = \nabla\times(\partial A/\partial t) \ \rightarrow\ \nabla\times(E + \partial A/\partial t) = 0$

Dado que el rotacional de una cantidad es cero, esta cantidad debe ser el gradiente de una función escalar, que se designa como $-\,\varphi$. Según Cheng (1998) plantea que:

Para campos variables con el tiempo E depende tan de φ como de A; Es decir la intensidad de campo eléctrico puede ser el resultado de las acumulaciones de carga a través del término $-\nabla\varphi$ y de campos magnéticos variables con el tiempo por medio del término $-\partial A/\partial t$. Puesto que B también depende de A, E y B están acoplados (p.251).

$E + \partial A/\partial t = -\nabla\varphi \rightarrow E = -\nabla\varphi - \partial A/\partial t$, ecuación b

Según Resnick, Halliday et al. (2002) sostienen que, "La ley de Faraday aparece en esta forma como una de las cuatro ecuaciones básicas del electromagnetismo propuestas por Maxwell. En esa forma, evidentemente significa que un campo magnético variable produce un campo eléctrico" (p.784). En lo que respecta a la ley de Ampère-Maxwell de esta forma al sustituir las ecuaciones de a y b en la ley de Ampre-Maxwell nos queda:

$\nabla \times B = \mu_0 J + \mu_0 \varepsilon_0 \partial E/\partial t \rightarrow \nabla \times \nabla \times A = \mu_0 J + \mu_0 \varepsilon_0 \partial/\partial t\, (\nabla\varphi - \partial A/\partial t)$, ecuación c

Se aplicó la identidad vectorial, a la ecuación c

$\nabla \times (\nabla \times V) = \nabla (\nabla . V) - \nabla^2 V \rightarrow \nabla (\nabla . A) - \nabla^2 A = \mu_0 J - \mu_0 \varepsilon_0 \nabla (\partial\varphi/\partial t) - \mu_0 \varepsilon_0\, \partial^2 . A /\partial t^2$

Reordenando la ecuación y agrupando los términos del potencial

$\nabla^2 A - \mu_0 \varepsilon_0\, \partial^2 A /\partial t^2 - \nabla (\nabla . A) + \mu_0 \varepsilon_0 \nabla (\partial\varphi/\partial t) = -\mu_0 J$ Usando la relación $\mu_0 \varepsilon_0 = 1/c^2$

$\nabla^2 A - 1/c^2\, \partial^2 A /\partial t^2 - \nabla (\nabla . A + 1/c^2 \partial\varphi/\partial t) = -\mu_0 J$

La ecuación anterior acopla los potenciales A y φ, ahora tenemos una libertad de elegir una condición de acoplamiento entre A y φ para simplificar la ecuación tomamos la elección del calibre de Lorenz, es útil porque desacopla la ecuación de onda para ambos potenciales.

$$\nabla \cdot A + (1/c)\, \partial A/\partial t = 0$$

Al sustituir la condición del calibre de Lorenz

$\nabla^2 A - 1/c^2\, \partial^2 A /\partial t^2 - \nabla (\mathbf{\nabla . A + 1/c^2 \partial\varphi/\partial t}) = -\mu_0 J$

$\nabla^2 A - 1/c^2\, \partial^2 A /\partial t^2 - \nabla (\mathbf{0}) = -\mu_0 J$

$$\mathbf{\nabla^2 A - (1/c^2)\, \partial^2 A /\partial t^2 = -\mu_0 J}$$

Esta es la ecuación de onda no homogénea para el potencial vectorial A, $-\mu_0 J$ es el termino fuente que hace que la ecuación sea no homogénea y representan las corrientes eléctricas que actúan como fuentes de ondas.

Derivación para el Potencial Escalar "φ"

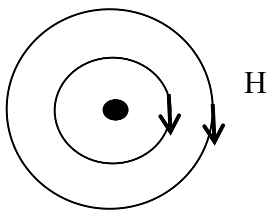
$\mathbf{\nabla^2 E = \nabla\nabla E = 1/c^2\, \partial^2 E/\partial t^2}$

La trayectoria es cerrada y se va reduciendo a cero y el rotacional queda definido en un punto $\nabla \times$ E, pero el campo magnético, no es cero y la divergencia del campo eléctrico es diferente de cero $\nabla . E \neq 0$

es una onda escalar, El ∇x E=0, de acuerdo con el planteamiento Meyl (2001) en la teoría y experimentos de ondas escalares en el modelo de vórtice. Sin embargo, el experimento de Nikola Tesla muestra más.

El físico matemático James Clerk Maxwell, en sus ecuaciones matemáticas originales sobre electromagnetismo, estableció la existencia teórica de las ondas escalares. Dichas ondas longitudinales existen obviamente incluso sin plasma en el aire e incluso en el vacío. Según Zohuri (2019), plantea la posibilidad de desarrollar un medio para establecer comunicación a través de un medio no homogéneo se presenta muy prometedora mediante el uso de la teoría electrodinámica más completa. “Esta teoría revela que la onda escalar longitudinal, es creada por una corriente impulsada por un gradiente” (p.458).

Figura 1



Nota. Elaboración propia.

Según Zohuri (2019), las aplicaciones de energía impulsada por ondas escalares plantean que si “∇. E = 0 $\rightarrow$ tenemos una onda transversal” (p.484). Cabe destacar que estas teorías alternativas de (Tesla, Meyl, Zohuri) se presentan como hipótesis experimentales, las cuales plantean las ondas de plasma de electrones longitudinales.

$$\boldsymbol{\nabla (\nabla . E) =} \nabla.\nabla.\ E \quad \rightarrow \quad E = \boldsymbol{-}\ \nabla\varphi$$

$$\nabla.\nabla.\ E = 1/c^2\ \partial^2 E/\partial t^2 \qquad \rightarrow\ \nabla.\nabla.\ E = \ 1/c^2\ \partial^2\ (-\ \nabla\varphi)/\partial t^2$$

$$\nabla.\nabla.\ E = \boldsymbol{-}\nabla.\ 1/c^2\ \partial^2\varphi/\partial t^2 \qquad \rightarrow \qquad \boldsymbol{E = -\ \nabla\varphi} \qquad\qquad \text{ecuación 6}$$

$$\nabla.\ E = \boldsymbol{-}\ \nabla\nabla\varphi$$

En el cual φ es el potencial eléctrico y c la velocidad de luz, así mismo ρ es la densidad de carga y de esta manera al introducir fuentes como la densidad de carga ρ y la densidad de corriente J=0. Aplicar la primera ley de Maxwell $\rightarrow$ div D = ρ $\rightarrow$ **∇D = ρ, no existe dependencia temporal** $\rightarrow$ D = ε.E; Sustituir la densidad de flujo de carga, ya que es una fuente o suministro de la línea de flujo eléctrico $\nabla\varepsilon$.E = ρ, y de esta forma llegar a la ley de Gauss **∇. E = ρ / ε .**

Sustituir la ecuación 6, en la ley de Gauss

E = **-** $\nabla\varphi$ $\rightarrow$ ∇. E = ρ / ε $\rightarrow$ ∇. (- $\nabla\varphi$) = ρ / ε

$\nabla^2\varphi a = -\rho / \varepsilon$, densidad de carga eléctrico momento dipolar ecuación 7

$\nabla.\nabla.\ E = -\nabla 1/c^2\ \partial^2\varphi/\partial t^2$

$\nabla.\nabla.\ E = -\nabla.\ 1/c^2\ \partial^2\varphi/\partial t^2$ $\rightarrow$ multiplicar toda la ecuación por $(1/\nabla)$

$\nabla.\ E = -1/c^2\ \partial^2\varphi/\partial t^2$ $\rightarrow$ $\text{div } E = -\nabla.\ \nabla\ \varphi = \nabla.\ E = \nabla.\ (-\nabla\varphi) \rightarrow \nabla.\ E = -\nabla.\ \nabla\varphi$

$$\nabla.\ \nabla\varphi = 1/c^2\ \partial^2\varphi/\partial t^2 \rightarrow \nabla^2\varphi b = 1/c^2\ \partial^2\varphi/\partial t^2$$, ecuación 8

$\Delta.\ E = \nabla^2.\ E \rightarrow \Delta.\varphi = \nabla^2.\varphi$, ecuación 9 entonces nos queda

$\Delta.\varphi = \nabla^2.\varphi a + \nabla^2.\varphi b$, ecuación 10

Sustituir la ecuación 7 y 8 en la ecuación 10

$\Delta.\varphi = \nabla^2.\varphi a + \nabla^2.\varphi b = 1/c^2\ \partial^2\varphi/\partial t^2 - \rho / \varepsilon \rightarrow \nabla^2.\varphi = 1/c^2\ \partial^2\varphi/\partial t^2 - \rho / \varepsilon$

$$\nabla^2.\varphi = (1/c^2)\ \partial^2\varphi/\partial t^2 - \rho / \varepsilon$$

Esta ecuación de onda no homogénea, para el potencial escalar es un análisis de cómo se propaga por el espacio en el vacío la onda llevando la energía desde el enfoque escalar, este desarrollo no solo recoge el aporte matemático y físico dentro de la unidad curricular de teoría electromagnética, así mismo aporta a la relación investigativa de la transmisión de energía eléctrica inalámbrica.

El desarrollo y la aplicación de las leyes físicas como la ley Faraday, la ley de Ampere y la ley de Gauss en el campo electromagnético, es precisamente relevante su análisis de propagación en el vacío, como la onda se propaga y lleva la energía en el espacio libre, proporciona una gran magnitud de proyectar intencionalmente investigaciones en la praxis académica de la unidad curricular teoría electromagnética.

Según Zohuri (2019), las aplicaciones de energía impulsada por ondas escalares plantean:

> Si derivamos el vector de campo a partir de un potencial escalar φ, este enfoque conduce inmediatamente a una ecuación de onda no homogénea, denominada onda de plasma. Se conocen soluciones, como las ondas de plasma de electrones, que son oscilaciones longitudinales de la densidad electrónica: ondas de Langmuir (p.484).

Teniendo presente los análisis anteriores, se puede construir la tabla I, donde se establece una relación de dualidad o transformación entre algunos conceptos de la onda no homogénea del potencial escalar y la onda no homogénea del potencial vectorial que corresponde a la parte central de este trabajo y que es lo que se pretende relacionar.

Según Meyl (2001) plantea en su teoría que las ecuaciones de Maxwell se pueden derivar como un caso especial donde la ley de Gauss para el magnetismo no es igual a cero. Esto significa que las cargas magnéticas sí existen. La física clásica no reconoce partículas de energía, es decir vórtices potenciales. De tal forma uno de los experimentos de Nikola Tesla, que demuestra la existencia de ondas escalares. Las ondas escalares son simplemente vórtices de energía en forma de partículas.

Resultados

Obteniendo el presente análisis anterior, se logra construir la tabla I, en la cual se establece el análisis comparativo de algunos conceptos y análisis matemáticos de la teoría electromagnética para la onda no homogénea del potencial escalar y vectorial que corresponde a la parte central de este trabajo y lo que se pretende es relacionar.

Tabla 1

La Onda no Homogénea del Potencial Escalar	La Onda no Homogénea del Potencial Vectorial
Contribuye al campo E	Contribuye al campo E y B
No existe densidad de corriente J=0	No hay densidad de carga eléctrica
Permitividad eléctrica del vacío ε	Permeabilidad magnética en el vacío μ
Existe densidad de carga eléctrica ρ	Existe densidad de corriente J
$\nabla. E \neq 0$, $\nabla x\ E=0$ para onda longitudinal campo magnético H no es cero	$\nabla. E = 0$, onda transversal
Condición de Lorentz	Condición de Lorentz
Vector laplaciano	Vector laplaciano
Las 4 ecuaciones de Maxwell, en su forma diferencial y en el vacío	Las 4 ecuaciones de Maxwell, en su forma diferencial y en el vacío
Relación con el campo vectorial: su gradiente negativo da un campo vectorial	Relación con el campo vectorial: su rotación da un campo vectorial
Relación con el campo: $E = - \nabla\varphi - \partial A/\partial t$	Relación con el campo: $B = \nabla x\ A$

Nota. Elaboración propia.

Conclusiones

Se concluye que los campos electromagnéticos, en la cual se analiza teóricamente la extensión de la teoría de campos de Maxwell a los vórtices del campo eléctrico. Estos denominados vórtices potenciales son capaces de formar estructuras y propagarse en el espacio debido a su biósfera corpuscular, similar a una onda de choque longitudinal. El concepto del modelo, se basa en el modelo de vórtice anular de

Hermann Von Helmholtz, de esta manera contrastar con la teoría electromagnética en un análisis de investigación de praxis académica.

En conclusión, se realizó el análisis demostrativo y la explicación teórica como base fundamental de la praxis académica de la unidad curricular teoría electromagnética con el fin de aplicar las ecuaciones Maxwell con las leyes de Ampere, Gauss y Faraday, explicando una visión de la física y un desarrollo matemático en la carrera de ingeniería eléctrica; De tal forma se plantearon las ecuaciones de onda no homogénea para el potencial escalar y el potencial vectorial con el fin de cómo explicar el desplazamiento de la energía en el espacio libre.

Se concluye el análisis comparativo, con la relación aplicada en la condición de Lorentz, el vector laplaciano, las cuatro ecuaciones Maxwell, la cual presenta la rotación de un campo vectorial y un gradiente negativo en la construcción del campo E; De esta manera se encontró la solución de la ecuación de onda no homogénea para el potencial escalar y vectorial.

A pesar de las dificultades del desarrollo de aplicación de la praxis en la teoría de campos, todo físico buscará inicialmente una explicación convencional. Se intentó como ingeniero en electrónica de forma práctica con interpretación mediante circuitos resonantes en la transmisión de energía eléctrica inalámbrica en trasmitir en zona cercana 20 centímetros del transmisor al receptor se logró con éxito tal experimento.

Referencias

Arfken, G. & Weber, H. (1995). *Mathematical Methods for Physicists*, (4th. ed.). Academic Press: San Diego.

Arfken, G. & Weber, H. (2005). *Mathematical Methods for Physicists*, International Edition (6th. ed.). Academic Press: San Diego.

Cheng, D. (1998). *Fundamentos de electromagnetismo para ingeniería*. Addison-Wesley, Longman de México, S.A, de C.V.

Halliday, D., Resnick, R. & Krane, K. (2002). *Physics.* John Wiley & Sons, New York.

Hayt, W. y Buck, J. (2012). *Teoría Electromagnética*. (7ª. Ed.). Editorial. McGraw-Hill/interamericana editores, s.a. De C.V. México.

Meyl, K. (2001). Scalar Waves: Theory and Experiments1. *Journal of Scientific Exploration, 15*(2), 199–205.

Zohuri, B. (2019). *Capítulo retractado: Ondas escalares. En: Libro retractado: Aplicaciones de energía impulsada por ondas escalares*. Springer, Cham. https://doi.org/10.1007/978-3-319-91023-9_6