

Rigurosa conservación de la antisimetría en la electrodinámica ECE2.

por

M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom,
Civil List y AIAS / UPITEC

(www.aias.us, www.upitec.org, www.et3m.net, www.archive.org, www.webarchive.org)

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen.

Se resuelve el conjunto completo de leyes de antisimetría de la electrodinámica ECE2, junto con las ecuaciones de campo. La conservación de la antisimetría constituye una ley fundamental de la física, una ley que viola el modelo establecido de la física. La ecuación de campo de la teoría ECE completa el conjunto de ecuaciones disponibles.

Palabras clave: Teoría ECE2, conservación de la antisimetría, electrodinámica.

1. Introducción.

En documentos recientes de esta serie, [1-12], se ha demostrado rigurosamente la conservación de la antisimetría para la electrostática y magnetostática de la teoría ECE2. En este documento, se demuestra la ley de conservación de la antisimetría para la electrodinámica ECE2. En la Sección 2, se introduce la ley de antisimetría de traza, y se emplea la ecuación de onda de la teoría ECE para completar el conjunto de ecuaciones disponibles, o sea las ecuaciones de antisimetría y las ecuaciones de campo. En la Sección 3 se mapea un poco de la estructura del espacio-tiempo (o vacío o éter) mediante el empleo del 4-vector de la conexión de espín.

Este documento es una breve sinopsis de las Notas de Acompañamiento UFT388, publicadas en los portales www.aias.us y www.upitec.org (sitios combinados). Las Notas 388(1) y 388(2) dan detalles de un método en el cual el material o circuito se supone aproximadamente libre del vacío. La Nota 388(2) da el conjunto completo de ecuaciones. La Nota 388(4) desarrolla la ecuación de antisimetría de traza, o restricción de Lindstrom, mencionada por primera vez en los documentos UFT354 y UFT366 (volumen dos de "Principios de ECE"). La Sección 2 se basa en las Notas 388(4) y 388(6).

2. El conjunto de ecuaciones de antisimetría.

El conjunto completo de ecuaciones disponibles incluye la ecuación de onda ECE [1-12]:

$$(\square + R) A_{\mu}^a = 0 \quad (1)$$

donde R es una curvatura escalar y A_{μ}^a es el potencial vectorial de la teoría ECE:

$$A_{\mu}^a = A^{(0)} q_{\mu}^a \quad (2)$$

donde q_{μ}^a es la tétrada de Cartan y $A^{(0)}$ es la constante de proporcionalidad. Para cada índice a donde [1-12]:

$$\square A_{\mu} = -R A_{\mu} = \mu_0 J_{\mu} \quad (3)$$

Aquí, J_{μ} es la 4-densidad de corriente y μ_0 es la permeabilidad en el vacío. La Ec. (3) implica que:

$$\square \phi = \rho / \epsilon_0 \quad (4)$$

y

$$\square \underline{A} = \mu_0 \underline{J} \quad (5)$$

donde ϕ es el potencial escalar, \underline{A} es el potencial vectorial, ρ es la densidad de carga, \underline{J} es la densidad de corriente y ϵ_0 es la permitividad del vacío.

Nótese cuidadosamente que la ecuación de onda se deduce sin el empleo de la condición de Lorenz, y que R está bien definido geoméricamente [1-12]. También es importante notar que un material o circuito siempre se encuentra influido por el vacío, de manera que todas las cantidades en la electrodinámica ECE2 siempre se ven influidas por el vacío. Esta influencia resulta evidente en las conocidas correcciones radiativas, tales como el factor g del electrón y el corrimiento de Lamb [1-12].

Tal como se describió en documentos inmediatamente precedentes, las ecuaciones de antisimetría eléctrica y magnética son:

$$\underline{E} = -\underline{\nabla} \phi + \underline{\omega} \phi = -\frac{\partial \underline{A}}{\partial t} - \omega_0 \underline{A} \quad (6)$$

$$\underline{B} = \underline{\nabla} \times \underline{A} - \underline{\omega} \times \underline{A} \quad (7)$$

$$\frac{\partial A_z}{\partial y} + \frac{\partial A_y}{\partial z} = \omega_y A_z + \omega_z A_y \quad (8)$$

$$\frac{\partial A_x}{\partial z} + \frac{\partial A_z}{\partial x} = \omega_z A_x + \omega_x A_z \quad (9)$$

$$\frac{\partial A_y}{\partial x} + \frac{\partial A_x}{\partial y} = \omega_x A_y + \omega_y A_x \quad (10)$$

donde \underline{E} es la fuerza de campo eléctrico, \underline{B} es la densidad de flujo magnético y donde:

$$\omega^\mu = \left(\frac{\omega_0}{c}, \underline{\omega} \right) \quad (11)$$

es el 4-vector de la conexión de espín. La conexión de espín mapea la estructura del vacío y no está definida en el modelo tradicional de la física (la teoría de Maxwell Heaviside (MH)). La ecuación de antisimetría de traza, o restricción de Lindstrom, es:

$$\frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \omega_0 \right) \phi = \left(\underline{\nabla} - \underline{\omega} \right) \cdot \underline{A} \quad (12)$$

y muestra que las derivadas covariantes de los potenciales escalar y vectorial son iguales.

Tal como se muestra en la Nota 388(4), la restricción de Lindstrom se deduce a partir del postulado de la tetrada [1-12]:

$$\Gamma_{\mu\nu}^a = \partial_{\mu} q_{\nu}^a + \omega_{\mu b}^a q_{\nu}^b \quad (13)$$

donde Γ es la conexión gamma con índice mixto, relacionada con la conexión de Christoffel, donde $\omega_{\mu b}^a$ es la conexión de spin de Cartan y q_{ν}^b es la tetrada de Cartan. Por antisimetría:

$$\Gamma_{\mu\nu}^a = -\Gamma_{\nu\mu}^a \quad (14)$$

A partir de la Nota 379(5) publicada en www.aias.us:

$$\omega_{\mu b}^a q_{\nu}^b = \omega_{\mu}^a q_{\nu} \quad (15)$$

Para cada índice a se deduce que:

$$\Gamma_{\mu\nu}^a = \partial_{\mu} q_{\nu}^a + \omega_{\mu}^a q_{\nu} \quad (16)$$

Dado que $\Gamma_{\mu\nu}^a$ es antisimétrica por definición, su traza desaparece:

$$\Gamma_{00}^a + \Gamma_{11}^a + \Gamma_{22}^a + \Gamma_{33}^a = 0 \quad (17)$$

utilizando el postulado ECE (2):

$$\partial_0 A_0 + \omega_0 A_0 + \sum_{i=1}^3 \partial_i A_i + \omega_i A_i = 0 \quad (18)$$

donde:

$$\partial_{\mu} = \left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t}, \nabla \right) \quad (19)$$

$$A_{\mu} = \left(\frac{\phi}{c}, -\underline{A} \right) \quad (20)$$

$$\omega_{\mu} = \left(\frac{\omega_0}{c}, -\underline{\omega} \right) \quad (21)$$

se obtiene la Ec. (12), Q. E. D.

Nótese cuidadosamente que la condición empírica de Lorenz no se utiliza en la deducción de la Ec. (12). Esto constituye un avance, porque la condición de Lorenz es una construcción arbitraria o empírica del modelo tradicional de la física, utilizada sin demostración.

Las conocidas ecuaciones de campo de la teoría ECE2:

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{B} = 0 \quad (22)$$

$$\underline{\nabla} \times \underline{E} + \frac{\partial \underline{B}}{\partial t} = \underline{0} \quad (23)$$

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{E} = \rho / \epsilon_0 \quad (24)$$

$$\underline{\nabla} \times \underline{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial \underline{E}}{\partial t} = \mu_0 \underline{J} \quad (25)$$

deben de utilizarse junto con las restricciones de antisimetría y la ecuación de campo ECE. Nótese cuidadosamente que la teoría MH no conserva la antisimetría [1-12], y por ende queda refutada y vuelta obsoleta, y que hay varias nuevas leyes fundamentales de la física en la electrodinámica ECE2. Esto constituye un avance significativo en la comprensión de la naturaleza.

A partir de la Ecs. (4) y (24):

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{E} = \square \phi = \rho / \epsilon_0 \quad (26)$$

y a partir de las Ecs. (5) y (25):

$$\underline{\nabla} \times \underline{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial \underline{E}}{\partial t} = \square \underline{A} = \mu_0 \underline{J} \quad (27)$$

Las Ecs. (26) y (27) parecen, superficialmente, poseer el mismo formato que la teoría MH, pero \underline{E} y \underline{B} se definen de una manera completamente diferente en el nivel de ECE2. Ésta última se desarrolla en un espacio con torsión y curvatura distintas de cero, mientras que la teoría MH se desarrolla en un espacio de Minkowski, en donde la torsión y la curvatura no están definidas.

Se recomienda el empleo de los siguientes procedimientos computacionales y gráficos. Sin embargo, también muchos otros procedimientos son factibles de emplearse.

1) Medir ρ y \underline{J} en forma experimental, en un material o circuito. Hallar ϕ y \underline{A} a partir de las Ecs. (26) y (27) mediante integración numérica.

2) Conociendo el valor de \underline{A} , se obtiene el vector de conexión de espín $\underline{\omega}$ resolviendo las Ecs. (8) a (10), tal como se ha llevado a cabo en documentos inmediatamente precedentes.

3) Conociendo \underline{A} , $\underline{\omega}$ y ϕ , se calcula \underline{E} a partir de la Ec. (6), y se obtiene \underline{B} a partir de la Ec.(7).

Otro procedimiento es como sigue:

- 1) Medir en forma experimental \underline{E} y \underline{B} en un material o circuito.
- 2) Hallar ρ y ϕ a partir de la Ec. (26).
- 3) Hallar \underline{A} y \underline{J} a partir de la Ec. (27).
- 4) Hallar $\underline{\omega}$ a partir de las Ecs. (8) a (10).

Deben de satisfacerse las ecuaciones de campo homogéneas (22) y (23). A partir de las Ecs. (7) y (22) esto implica que:

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{\omega} \times \underline{A} = 0 \quad (28)$$

Definiendo:

$$\underline{\nabla} \times \underline{A}_i := -\underline{\omega} \times \underline{A} \quad (29)$$

entonces se satisface la Ec. (28) mediante álgebra vectorial:

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{\nabla} \times \underline{A}_i = 0 \quad (30)$$

y se deduce que:

$$\underline{B} = \underline{\nabla} \cdot \underline{A}(\text{total}) \quad (31)$$

donde el potencial vectorial completo es:

$$\underline{A}(\text{total}) = \underline{A}_i + \underline{A} \quad (32)$$

Más aun, definimos:

$$\underline{E} = -\underline{\nabla}\phi + \underline{\omega}\phi = -\underline{\nabla}\phi - \frac{\partial \underline{A}(\text{total})}{\partial t} \quad (33)$$

es decir

$$\underline{\omega} \phi := - \frac{\partial \underline{A}(\text{total})}{\partial t} \quad (34)$$

A partir de las Ecs. (31) y (33) se deduce que:

$$\underline{\nabla} \times \underline{E} + \frac{\partial \underline{B}}{\partial t} = \underline{0} \quad (35)$$

Q. E. D.

Finalmente, la conexión de espín escalar ω_0 debe de satisfacer dos ecuaciones:

$$\underline{E} = - \frac{\partial \underline{A}}{\partial t} - \omega_0 \underline{A} \quad (36)$$

y

$$\frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} + \omega_0 \phi \right) = \left(\underline{\nabla} - \underline{\omega} \right) \cdot \underline{A} \quad (37)$$

A partir de la Ec. (37):

$$\omega_0 = \frac{1}{\phi} \left(c^2 \left(\underline{\nabla} - \underline{\omega} \right) \cdot \underline{A} - \frac{\partial \phi}{\partial t} \right) \quad (38)$$

A partir de las Ecs. (33) y (36):

$$- \frac{\partial \underline{A}(\text{total})}{\partial t} = \omega_0 \underline{A} \quad (39)$$

de manera que puede hallarse $\underline{A}(\text{total})$ utilizando ω_0 de la Ec. (38).

A partir de la Ec. (39):

$$\underline{A}(\text{total}) = - \int \underline{\omega} \phi dt + \underline{A}_2 \quad (40)$$

donde \underline{A}_2 es una constante de integración, otro potencial vectorial:

$$\underline{A}_2 = \underline{A}_0(\text{total}) + \int \underline{\omega} \phi dt \quad (41)$$

De manera que puede resolverse el conjunto completo de ecuaciones, Q. E. D. Todas ellas son leyes fundamentales de la física, y conservan rigurosamente la antisimetría. Las ecuaciones de campo de Maxwell Heaviside no conservan la antisimetría, de manera que queda refutado el modelo establecido de la física, y sustituido por la electrodinámica ECE2.

3. Mapeado del vacío.

Investigamos dos clases de ondas electromagnéticas, como ejemplos de problemas electrodinámicos dependientes del tiempo. Se investiga la estructura del vacío asociada.

3.1 Onda plana polarizada en forma circular.

Comenzamos con ondas planas con polarización circular con tres direcciones de polarización, que inducen el campo $\mathbf{B}^{(3)}$, el cual es un campo de vacío en la dirección de propagación. El campo $\mathbf{B}^{(3)}$ se define mediante

$$\mathbf{B}^{(3)*} = -\frac{i\kappa}{A^{(0)}} \mathbf{A} \times \mathbf{A}^* \quad (42)$$

con potencial vectorial complejo \mathbf{A} y las constantes κ y $A^{(0)}$. Hay tres direcciones de polarización de \mathbf{A} con

$$\mathbf{A} \times \mathbf{A}^* = \mathbf{A}^{(1)} \times \mathbf{A}^{(2)} \quad (43)$$

y

$$\mathbf{A}^{(3)} = 0. \quad (44)$$

A partir de esta definición se deduce el teorema cíclico B :

$$\mathbf{B}^{(1)} \times \mathbf{B}^{(2)} = i \mathbf{B}^{(0)} \times \mathbf{B}^{(3)*}, \quad (45)$$

$$\mathbf{B}^{(3)} \times \mathbf{B}^{(1)} = i \mathbf{B}^{(0)} \times \mathbf{B}^{(2)*}, \quad (46)$$

$$\mathbf{B}^{(2)} \times \mathbf{B}^{(3)} = i \mathbf{B}^{(0)} \times \mathbf{B}^{(1)*}. \quad (47)$$

El potencial vectorial se define mediante

$$\mathbf{A}^{(1)} = \frac{A^{(0)}}{\sqrt{2}} \exp(i(\omega_t t - \kappa_Z)) \begin{bmatrix} 1 \\ -i \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (48)$$

$$\mathbf{A}^{(2)} = \frac{A^{(0)}}{\sqrt{2}} \exp(-i(\omega_t t - \kappa_Z)) \begin{bmatrix} 1 \\ i \\ 0 \end{bmatrix} \quad (49)$$

con frecuencia temporal ω_t y número de onda κ_Z . A partir de la Ec. (42) se deduce:

$$\mathbf{B}^{(3)*} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \kappa A^{(0)} \end{bmatrix}. \quad (50)$$

Debido a la Ec. (43) podemos proceder con un potencial \mathbf{A} con valor complejo. La conexión de espín que cumple con las ecuaciones de anti-simetría magnética (8-10) resulta entonces

$$\boldsymbol{\omega} = \begin{bmatrix} \frac{\kappa Z}{\sqrt{2}} \exp(i(\omega_t t - \kappa_Z Z)) \\ -i \frac{\kappa_Z}{\sqrt{2}} \exp(i(\omega_t t - \kappa_Z Z)) \\ i \kappa_Z \end{bmatrix}. \quad (51)$$

Esto significa que el vacío posee una estructura similar al potencial vectorial, en forma de onda planas. A continuación, discernimos los campos que actúan físicamente

$$\mathbf{E}_1 = - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}, \quad (52)$$

$$\mathbf{B}_1 = \nabla \times \mathbf{A} \quad (53)$$

y los campos de vacío

$$\mathbf{E}_2 = \omega_0 \mathbf{A}, \quad (54)$$

$$\mathbf{B}_2 = - \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{A}. \quad (55)$$

Los campos totales son, entonces, de acuerdo con la teoría ECE2,

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2, \quad (56)$$

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_1 + \mathbf{B}_2. \quad (57)$$

A partir de las Ecs. (48), (49) y (51) se deduce que los campos correspondientes son

$$\mathbf{E}_1 = \frac{A^{(0)}}{\sqrt{2}} \omega_t \exp(-i(\omega_t t - \kappa_Z Z)) \begin{bmatrix} i \\ -1 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (58)$$

$$\mathbf{E}_2 = \frac{A^{(0)}}{\sqrt{2}} \omega_0 \exp(-i(\omega_t t - \kappa_Z Z)) \begin{bmatrix} -1 \\ -i \\ 0 \end{bmatrix} \quad (59)$$

$$\mathbf{B}_1 = \frac{A^{(0)}}{\sqrt{2}} \kappa_Z \exp(-i(\omega_t t - \kappa_Z Z)) \begin{bmatrix} 1 \\ i \\ 0 \end{bmatrix} \quad (60)$$

$$\mathbf{B}_2 = A^{(0)} \kappa_Z \begin{bmatrix} -\frac{1}{\sqrt{2}} \exp(-i(\omega_t t - \kappa_Z Z)) \\ -i \frac{1}{\sqrt{2}} \exp(-i(\omega_t t - \kappa_Z Z)) \\ -i \end{bmatrix} \quad (61)$$

El campo magnético total

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} - \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{A} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ -iA^{(0)}\kappa_Z \end{bmatrix} \quad (62)$$

sólo tiene una componente Z imaginaria. Las componentes X e Y de $\nabla \times \mathbf{A}$ y $\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{A}$ son distintas de cero, pero se cancelan entre sí. Ésta podría ser la razón por la que Nicola Tesla se respaldaba principalmente en campos eléctricos en sus experimentos de transmisión. El campo eléctrico total no se cancela, e incluye interacción con el vacío, mientras que el campo magnético total es un campo nulo.

El campo eléctrico total de las ondas planas es

$$\mathbf{E} = \frac{A^{(0)}}{\sqrt{2}} \exp(-i(\omega_t t - \kappa_Z Z)) \begin{bmatrix} i\omega_t - \omega_0 \\ -(\omega_t + i\omega_0) \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (63)$$

Tiene sentido identificar ω_0 con la frecuencia de tiempo ω_t , de manera que

$$\mathbf{E} = \frac{A^{(0)}}{\sqrt{2}} \omega_t \exp(-i(\omega_t t - \kappa_Z Z)) \begin{bmatrix} i - 1 \\ -(i + 1) \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (64)$$

Con el objeto de inspeccionar los efectos de vacío, evaluamos las ecuaciones de campo en forma separada, por un lado para aquellas con efectividad física y para los campos de vacío por el otro. Para aquellos con efectividad física obtenemos

$$\nabla \cdot \mathbf{B}_1 = 0 \quad (65)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}_1 + \frac{\partial \mathbf{B}_1}{\partial t} = \mathbf{0} \quad (66)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E}_1 = 0 \quad (67)$$

$$\nabla \times \mathbf{B}_1 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}_1}{\partial t} = \mathbf{0} \quad (68)$$

es decir, no hay densidades de carga y de corriente para las ondas electromagnéticas, como se esperaría. Para obtener este resultado, debimos suponer la relación de vacío ordinaria entre la frecuencia temporal, el número de onda y la velocidad c de propagación:

$$\omega_t = c \kappa_Z \quad (69)$$

Sin embargo, para los campos de vacío, obtenemos

$$\nabla \cdot \mathbf{B}_2 = 0 \quad (70)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}_2 + \frac{\partial \mathbf{B}_2}{\partial t} = \mu_0 \mathbf{J}_{m2} \quad (71)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E}_2 = 0 \quad (72)$$

$$\nabla \times \mathbf{B}_2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}_2}{\partial t} = \mu_0 \mathbf{J}_2 \quad (73)$$

con

$$\mu_0 \mathbf{J}_{m2} = \frac{A^{(0)}}{\sqrt{2}} \omega_t \kappa_Z \exp(-i(\omega_t t - \kappa_Z Z)) \begin{bmatrix} i-1 \\ -(i+1) \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (74)$$

$$\mu_0 \mathbf{J}_2 = \frac{A^{(0)}}{c^2 \sqrt{2}} \exp(-i(\omega_t t - \kappa_Z Z)) \begin{bmatrix} -(i\omega_t^2 + c^2 \kappa_Z^2) \\ \omega_t^2 - i c^2 \kappa_Z^2 \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (75)$$

Hay una corriente de vacío J_2 e incluso una corriente de vacío magnética J_{m2} . Éstas no están actuando en forma visible en las ondas electromagnéticas.

A partir de la ecuación de anti-simetría de traza (12) se obtiene

$$(\nabla - \boldsymbol{\omega}) \cdot \mathbf{A} = -A^{(0)} \kappa_Z \quad (76)$$

significando que hay presente un tipo de potencial escalar. Un potencial constante $\phi = \phi_0$ es una posible solución, dando

$$\phi_0 = \frac{A^{(0)} c^2 \kappa_Z}{\omega_t}. \quad (77)$$

Las partes reales de todos los vectores de campo se representan gráficamente en las Figs. 1-3 para parámetros unitarios (excepto $c = 5$) y $t = 0$. En la Fig. 1 se representan gráficamente los campos con acción física.

\mathbf{E}_1 y \mathbf{B}_1 rotan con un desfase de 90° , como es bien sabido para ondas con polarización circular. \mathbf{A} y $\boldsymbol{\omega}$ son ambas paralelas a \mathbf{B}_1 . Los campos de vacío \mathbf{E}_2 y \mathbf{B}_2 son paralelo y anti-paralelo a \mathbf{A} , tal como puede observarse a partir de la Fig. 2. En la Fig. 3 hemos representado gráficamente las corrientes de vacío. Éstas son casi perpendiculares entre sí pero desfasadas ambas a un eje de 45° en comparación con \mathbf{E} y \mathbf{B} . Esta estructura de vacío de ondas electromagnéticas era completamente desconocido anteriormente.

3.2 Onda con polarización circular con localización radial.

Un segundo ejemplo es una onda plana modificada (con valor real), con un amortiguamiento radial inverso al radio $r = \sqrt{X^2 + Y^2}$:

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} \frac{A_0 r_0 \cos(\omega_1 t - k_z Z)}{\sqrt{X^2 + Y^2}} \\ \frac{A_0 r_0 \sin(\omega_1 t - k_z Z)}{\sqrt{X^2 + Y^2}} \\ A_3 \end{bmatrix} \quad (78)$$

donde r_0 es una constante de escala. \mathbf{A} posee una constante que no desaparece del componente Z , A_3 . Esto constituye un requisito a fin de garantizar soluciones de las ecuaciones de anti-simetría magnética (8-10). A partir de los resultados, puede observarse que el establecer $A_3 = 0$ conduciría a denominadores iguales a cero, por ejemplo, en ω . Por lo tanto, se requiere de este componente. Las expresiones para $\mathbf{E}_{1,2}$, $\mathbf{B}_{1,2}$ y ω se computan como en el caso del primer ejemplo. Son expresiones complicadas y no se incluyen aquí. Se han representado gráficamente algunos de sus componentes. Es plausible que la dependencia respecto de $1/r$ conduzca a términos de fuente $\nabla \cdot \mathbf{A}$, etc. La restricción de Lindstrom requiere de un potencial escalar complicado ϕ . Hay corrientes de vacío, al igual que corrientes con efectividad física. Los campos \mathbf{E} y \mathbf{B} también decaen en forma radial en la dirección Z , aun cuando este comportamiento no está presente en \mathbf{A} , recordándonos de un paquete de ondas en tres dimensiones.

La Fig. 4 muestra un mapa vectorial del campo \mathbf{A} en el plano XY , tomado a $Z = 1$ (todas las constantes establecidas como iguales a la unidad). La naturaleza de una onda plana revelaría vectores paralelos por todo el plano, pero debido al decaimiento espacial según $1/r$, el módulo de los vectores disminuye con la distancia respecto del origen de coordenadas. Los campos \mathbf{E}_1 , \mathbf{E}_2 y \mathbf{B}_1 tienen un aspecto similar, con una orientación vectorial rotada. \mathbf{E}_1 y \mathbf{B}_1 son perpendiculares, como para ondas planas puras. Sin embargo, la conexión de espín muestra una asimetría (Fig. 5), cuyos detalles dependen de la altura Z . De manera que aquí no resulta simétrico para los campos con efectividad física. Esta estructura persiste en \mathbf{B}_2 porque depende de ω . El campo \mathbf{B}_2 se representa gráficamente en la Fig. 6, revelando una especie de estructura rotatoria. El componente Z de ω se ha mapeado en la Fig. 7. Se observa una doble simetría.

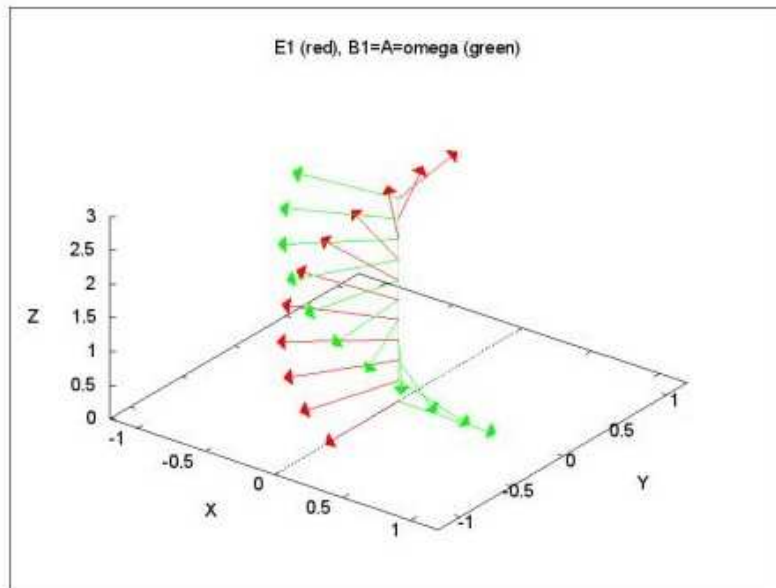


Figura 1: Onda plana, roja: campo E_1 , verde: campos A , B_1 y ω .

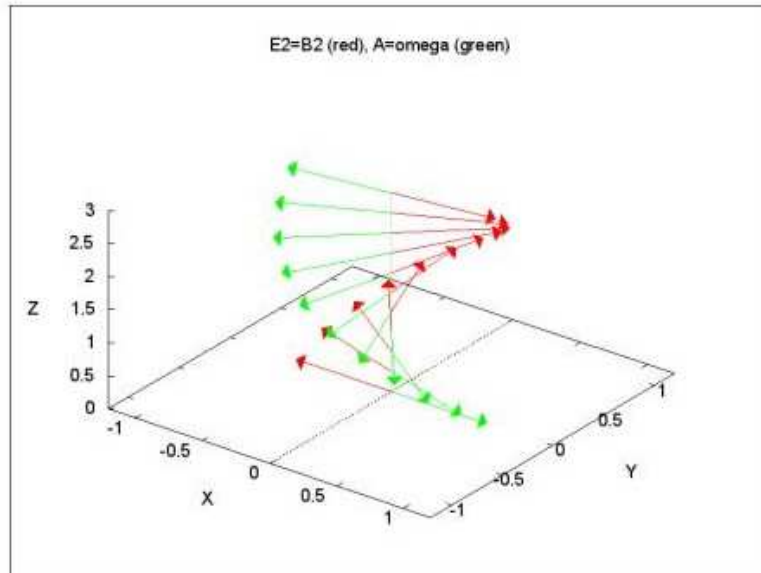


Figura 2: Onda plana, roja: campos E_2 y B_2 , verde: campo A .

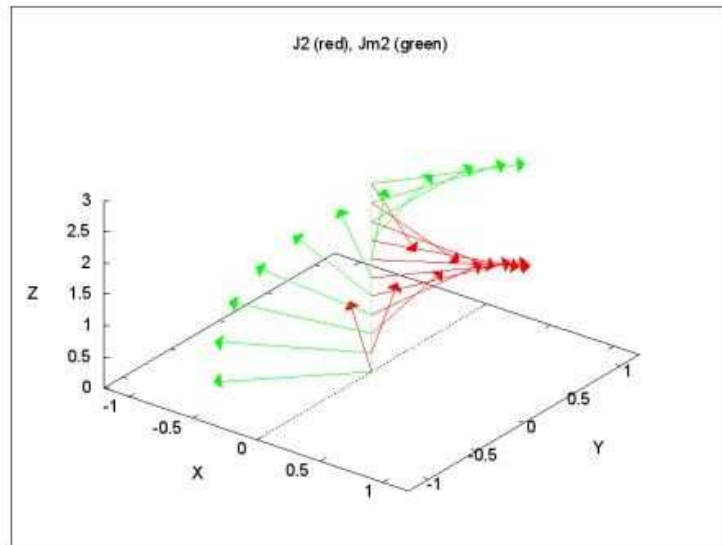


Figura 3: Onda plana, roja: corriente de vacío eléctrica \mathbf{J}_2 , verde: corriente de vacío magnética \mathbf{J}_{m2} .

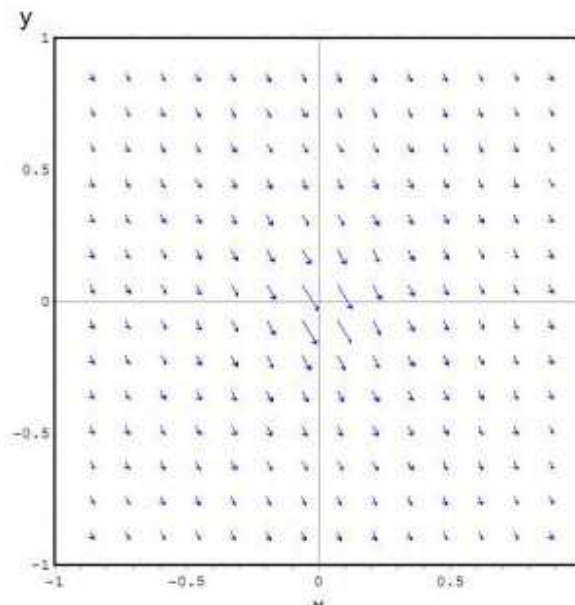


Figura 4: Onda plana localizada, campo \mathbf{A} en $Z = 1$.

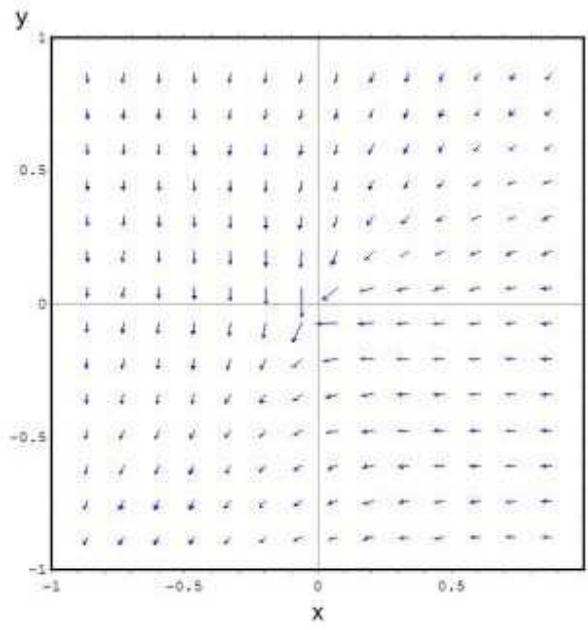


Figura 5: Onda plana localizada, campo ω en $Z = 1$.

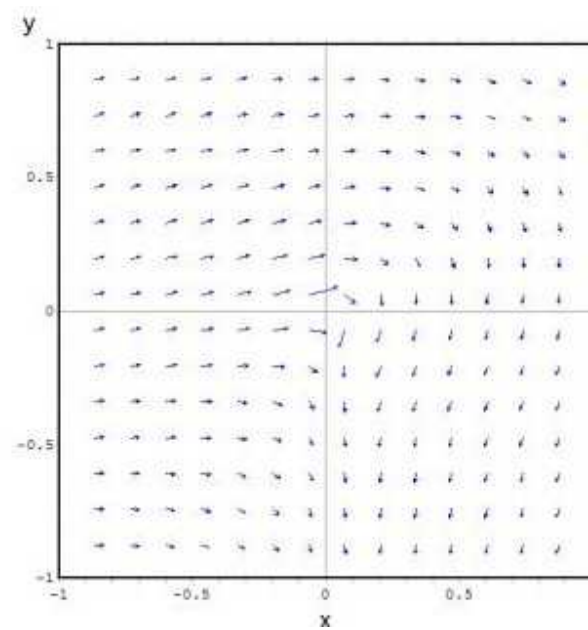


Figura 6: Onda plana localizada, campo B_2 en $Z = 1$.

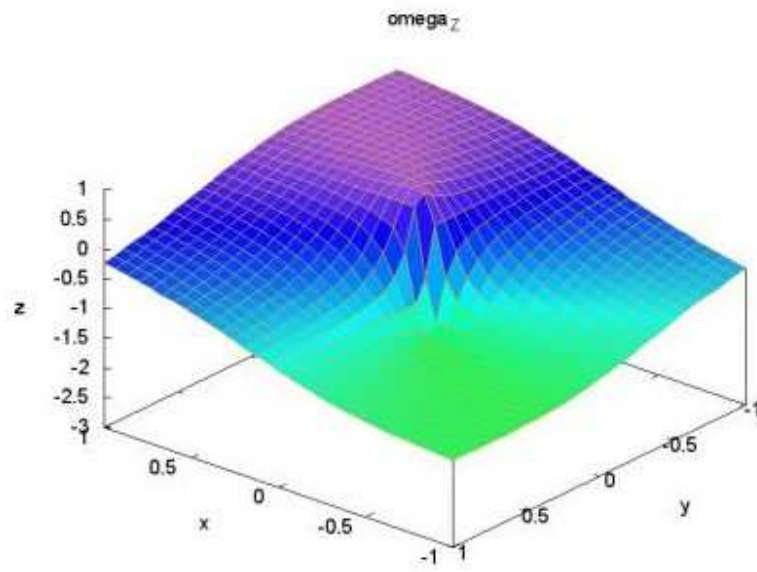


Figura 7: Onda plana localizada, mapa de la componente de la conexión de espín ω_z en $Z = 1$.

Agradecimientos.

Se agradece al Gobierno Británico por la Pensión Civil Vitalicia y al equipo técnico de AIAS y otros por muchas discusiones interesantes. Se agradece a Dave Burleigh, CEO de Annexa Inc. como anfitrión del portal www.aias.us, el mantenimiento al mismo y la programación de retroalimentación. Se agradece a Alex Hill por las traducciones y lecturas en idioma castellano y a Robert Cheshire por las lecturas en idioma inglés.

Referencias bibliográficas.

- [1] M. W. Evans, H. Eckardt, D. W. Lindstrom y S. J. Crothers. "ECE2: El Segundo Cambio Paradigmático" (de libre acceso en los portales combinados www.aias.us y www.upitec.org como UFT366 y ePubli en prep., traducción al castellano por Alex Hill).
- [2] M. W. Evans, H. Eckardt, D. W. Lindstrom y S. J. Crothers. "Principios de ECE" (de libre acceso como UFT350 y en la Sección en Español. ePubli. Berlín 2016. Enc. dura. New Generation. Londres. Enc. blanda. Traducción al castellano por Alex Hill, Sección en Español del portal www.aias.us).
- [3] M. W. Evans, S. J. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast. "Criticisms of the Einstein Field Equation" (de libre acceso como UFT301. Cambridge International. 2010).
- [4] M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom. "Generally Covariant Unified Field Theory" (Abramis 2005 - 2011. En siete volúmenes con enc. blanda. De libre acceso en docs relevantes de la serie UFT, en ambos portales).
- [5] L. Felker. "Las Ecuaciones de Evans de la Teoría de Campo Unificado" (Abramis 2007. De libre acceso como UFT302, traducción al castellano por Alex Hill).
- [6] H. Eckardt. "The ECE Engineering Model" (de libre acceso como UFT303. Ecuaciones reunidas).
- [7] M. W. Evans. "Collected Scientometrics" (de libre acceso como UFT307. New Generation 2015).
- [8] M. W. Evans y L. B. Crowell, "Classical and Quantum Electrodynamics and the $B_{(3)}$ Field" (World Scientific 2001. De libre acceso en la Sección Omnia del portal www.aias.us).
- [9] M. W. Evans y S. Kielich (eds.), "Modern Nonlinear Optics" (Wiley Interscience, Nueva York. 1992. 1993. 1997. 2001) en dos ediciones y seis volúmenes.
- [10] M. W. Evans y J.-P. Vigié. "The Enigmatic Photon". (Kluwer. 1994 a 2002, en cinco volúmenes con enc. dura y blanda. De libre acceso en la Sección Omnia Opera del portal www.aias.us).
- [11] M. W. Evans. Ed. "Definitive Refutations of the Einsteinian General Relativity" (Cambridge International, 2012. De libre acceso en los portales mencionados).
- [12] M.W. Evans y A. A. Hasanein, "The Photomagnetron in Quantum Field Theory" (World Scientific, 1994).