

La corriente de vacío implícita a través de la conservación de la antisimetría.

por

M. W. Evans y H. Eckardt

Civil List y AIAS / UPITEC

www.archive.org, www.webarchive.org.uk, www.aias.us, www.upitec.org, www.et3m.net

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen.

Se muestra que la conservación de la antisimetría en la física de la teoría ECE2, específicamente en la electrodinámica, conduce a la inferencia de una densidad de corriente del espacio-tiempo, éter o vacío. Se calcula la conexión de espín para cualquier potencial vectorial material \underline{A} mediante el empleo de las ecuaciones de antisimetría, para dar soluciones únicas de un conjunto de ecuaciones definido con exactitud. Se define la corriente de vacío mediante las leyes de Ampere y de Gauss de la magnetostática de la teoría ECE2. Se computan y grafican ejemplos de resultados.

- * *Palabras clave:* física de la teoría ECE2, electrodinámica, conservación de la antisimetría, corriente de vacío.

1. Introducción.

En documentos inmediatamente precedentes de esta serie [1-12] se han resuelto las ecuaciones de campo de la teoría ECE2 con conservación de la antisimetría, una ley fundamental de la física inferida por primera vez en el documento UFT131. Se demostró en los documentos UFT131 y sigs. que el modelo establecido de la electrodinámica (la teoría de Maxwell Heaviside (MH)) viola la antisimetría. La totalidad del modelo establecido de la electrodinámica, por ejemplo el campo electro-débil y del bosón de Higgs, queda refutado por su violación de la antisimetría. A estas alturas, la obsolescencia del modelo establecido de la física es bien conocida y aceptada. En un plano filosófico, la violación de la antisimetría constituye un desastre equivalente a la violación de cualquier otra ley de conservación. A nivel de la teoría ECE2, la antisimetría se conserva.

Este documento constituye una breve sinópsis de extensos cálculos, publicados en las Notas de Acompañamiento del UFT386 en el portal www.aias.us. Las Notas 381(1), 386(2), 386(4) y 386(5) son cálculos preliminares, cuya versión final se incluye en la Nota 386(9) y se utiliza en la Sección 2 de este documento. La Nota 386(3) proporciona un ejemplo de un potencial material magnético \underline{A} , el cual se traduce en dicha nota desde coordenadas polares esféricas a coordenadas cartesianas. Las Notas 386(6) y 386(7) proporcionan una conveniente revisión, a partir del UFT131, de la prueba de la violación de la antisimetría por parte de la física establecida.

La Sección 2 se basa en la Nota 386(9), y resuelve las ecuaciones de antisimetría de la electrodinámica ECE2 para los tres componentes de la conexión de espín. Por lo tanto, se conserva la antisimetría mediante este procedimiento para cualquier potencial vectorial material \underline{A} . Se utilizan las leyes ECE2 de Gauss y de Ampere para el cálculo de una novedosa densidad de corriente $\underline{J}(\text{vac})$ del espacio-tiempo, también conocido como vacío o éter. Se demuestra que la conexión de espín es el intermediario entre \underline{A} y $\underline{J}(\text{vac})$. Ésta última proporciona energía desde el espacio-tiempo y no existe en la teoría MH.

La Sección 3 utiliza álgebra computacional para proveer soluciones que se discuten y representan gráficamente.

2. Deducción de la corriente del espacio-tiempo.

Consideremos las ecuaciones de antisimetría de la teoría ECE2 [1-12]:

$$\frac{\partial A_z}{\partial y} + \frac{\partial A_y}{\partial z} = \omega_y A_z + \omega_z A_y \quad (1)$$

$$\frac{\partial A_x}{\partial z} + \frac{\partial A_z}{\partial x} = \omega_z A_x + \omega_x A_z \quad (2)$$

$$\frac{\partial A_y}{\partial x} + \frac{\partial A_x}{\partial y} = \omega_x A_y + \omega_y A_x \quad (3)$$

donde \underline{A} es el potencial vectorial material habitual. Las Ecs. (1) a (3) se determinan exactamente y ofrecen soluciones únicas para los tres componentes cartesianos del vector de conexión de espín:

$$\underline{\omega} = \omega_x \underline{i} + \omega_y \underline{j} + \omega_z \underline{k} \quad (4)$$

Utilizando álgebra computacional, estas soluciones son:

$$\omega_x = -\frac{1}{2A_y A_z} \left[A_x \left(\frac{\partial A_z}{\partial y} + \frac{\partial A_y}{\partial z} \right) - A_y \left(\frac{\partial A_z}{\partial x} + \frac{\partial A_x}{\partial z} \right) - A_z \left(\frac{\partial A_y}{\partial x} + \frac{\partial A_x}{\partial y} \right) \right] \quad (5)$$

$$\omega_y = \frac{1}{2A_x A_y} \left[A_x \left(\frac{\partial A_z}{\partial y} + \frac{\partial A_x}{\partial z} \right) - A_y \left(\frac{\partial A_z}{\partial x} + \frac{\partial A_x}{\partial z} \right) + A_z \left(\frac{\partial A_y}{\partial x} + \frac{\partial A_x}{\partial y} \right) \right] \quad (6)$$

$$\omega_z = \frac{1}{2A_x A_y} \left[A_x \left(\frac{\partial A_z}{\partial y} + \frac{\partial A_x}{\partial z} \right) + A_y \left(\frac{\partial A_z}{\partial x} + \frac{\partial A_x}{\partial z} \right) - A_z \left(\frac{\partial A_y}{\partial x} + \frac{\partial A_x}{\partial y} \right) \right] \quad (7)$$

Por lo tanto, el vector de conexión de espín $\underline{\omega}$ puede calcularse en forma única para cualquier valor de \underline{A} , Q. E. D.

Nótese cuidadosamente que si se agrega cualquier ecuación adicional a las Ecs. (1) a (3) el sistema se torna sobredeterminado y no hay solución. Las Ecs. (1) a (7) pueden traducirse a cualquier sistema de coordenadas mediante álgebra computacional.

Por lo tanto, en cualquier problema de electrodinámica ECE2, gravitación y dinámica de fluidos, las conexiones de espín siempre quedan definidas por las Ecs. (5) a (7). Este procedimiento conserva la antisimetría, Q. E. D.. Por ejemplo, las ecuaciones de campo ECE2 de la magnetostática son:

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{B} = 0 \quad (8)$$

$$\underline{\nabla} \times \underline{B} = \mu_0 \underline{J} \quad (9)$$

$$\underline{B} = \underline{\nabla} \times \underline{A} - \underline{\omega} \times \underline{A} \quad (10)$$

donde \underline{B} es la densidad de flujo magnético, μ_0 es la permeabilidad del vacío en unidades del S.I., y \underline{J} es la densidad de corriente material. Aquí, \underline{A} es el potencial vectorial material. A partir de la Ec. (9):

$$\underline{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\underline{J}(\underline{x}')}{|\underline{x} - \underline{x}'|} d^3x' \quad (11)$$

Por lo tanto, puede calcularse o computarse \underline{A} a partir de cualquier densidad de corriente $\underline{J}(\underline{x}')$ utilizando la Ec. (11). Hay soluciones analíticas bien conocidas, por ejemplo un rizo circular de corriente y una esfera magnetizada, pero utilizando un equipo de cómputo portátil, o fijo o una súpercomputadora es posible calcular \underline{A} para cualquier densidad de corriente \underline{J} .

Habiendo hallado el valor de \underline{A} para cualquier \underline{J} , puede calcularse cualquier valor del vector de conexión de espín $\underline{\omega}$ a partir de las Ecs. (5) a (7).

Por ejemplo, en una aproximación bien definida [1-12] un rizo de corriente magnética da un componente del potencial vectorial material en coordenadas polares esféricas:

$$\underline{A} = \frac{\mu_0 I a^2 \sin\theta}{4r^2} \underline{e}_\phi \quad (12)$$

Esto se traduce a coordenadas cartesianas en la Nota 386(3)

$$\underline{A} = \frac{\mu_0 I a^2}{4} \left(\frac{-Y \underline{i}}{(X^2 + Y^2 + Z^2)^{3/2}} + \frac{X \underline{j}}{(X^2 + Y^2 + Z^2)^{3/2}} \right) \quad (13)$$

Aquí, I es la corriente en un rizo de radio a . Puede utilizarse álgebra computacional para computar la conexión de espín a partir de las Ecs. (5), (6), (7) y (13). Este procedimiento conserva rigurosamente la antisimetría. Análogamente, puede computarse $\underline{\omega}$ a partir de cualquier valor de \underline{A} , de lo cual se incluyen ejemplos en la Sección 3. En general, las soluciones para \underline{A} de un rizo de corriente circular se incluyen en la Nota 386(5).

A partir de la ley de Gauss (8), se deduce que:

$$\underline{\nabla} \cdot (\underline{\omega} \times \underline{A}) = 0 \quad (14)$$

porque:

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{\nabla} \times \underline{A} = 0 \quad (15)$$

- Se deduce a partir de la Ec. (14) que siempre puede definirse un potencial vectorial $\underline{\alpha}$ del espacio-tiempo, vacío o éter:

$$\underline{\nabla} \times \underline{\alpha} := \underline{\omega} \times \underline{A} \quad (16)$$

Se deduce que:

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{B} = \underline{\nabla} \cdot (\underline{\nabla} \times \underline{A} - \underline{\nabla} \times \underline{\alpha}) = 0 \quad (17)$$

De manera que se cumple la ley de Gauss ECE2 (8), Q. E. D.

El concepto de $\underline{\alpha}$ no existe en la teoría MH.

La densidad de corriente del espacio-tiempo, vacío o éter $\underline{J}(\text{vac})$ se define mediante

$$\underline{\alpha} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\underline{J}(\text{vac})(\underline{x}')}{|\underline{x} - \underline{x}'|} d^3x \quad (18)$$

y por la ley de Ampere del vacío de la electrodinámica ECE2:

$$\underline{\nabla} \times \underline{B}(\text{vac}) = \mu_0 \underline{J}(\text{vac}) \quad (19)$$

donde $\underline{B}(\text{vac})$ es la densidad de flujo magnético del vacío, éter o espacio-tiempo. Una vez más, este concepto no existe en la teoría MH. Se deduce que:

$$\underline{J}(\text{vac}) = \frac{1}{\mu_0} \underline{\nabla} \times (\underline{\nabla} \times \underline{\alpha}) = \frac{1}{\mu_0} \underline{\nabla} \times (\underline{\omega} \times \underline{A}) \quad (20)$$

Q. E. D. De manera que $\underline{J}(\text{vac})$ puede computarse a partir de cualquier valor de \underline{A} material. Resulta claro que el vector de conexión de espín $\underline{\omega}$ es el intermediario entre el \underline{A} material y la corriente de vacío $\underline{J}(\text{vac})$. La conservación de la antisimetría ECE2 implica la existencia de una corriente de vacío $\underline{J}(\text{vac})$.

3. Cómputo y gráficas.

Investigamos tres ejemplos de magnetostática y analizamos las propiedades de espacio-tiempo que resultan a partir de las leyes de antisimetría.

3.1 Campo de dipolo (campo lejano de rizo de corriente magnética).

En electrodinámica clásica, el campo dipolar magnético se basa en un potencial vectorial que posee solamente un componente φ en coordenadas esféricas, ver la Ec. (12). Por motivos de orden práctico, transformamos todos los campos a coordenadas cartesianas, de manera que las ecuaciones de antisimetría (1-3) puedan aplicarse directamente. Entonces el potencial vectorial de un dipolo magnético asume la forma

$$\mathbf{A} = \frac{I a^2 \mu_0}{4(X^2 + Y^2 + Z^2)^{\frac{3}{2}}} \begin{bmatrix} -Y \\ X \\ 0 \end{bmatrix} \quad (21)$$

tal como lo expresa la Ec. (13). La conexión de espín debiera de ser computable a partir de las Ecs.(5-7), sin embargo surge el problema de que un componente de \underline{A} , que aparece en el denominador, es igual a cero. Por lo tanto, se vuelve necesario resolver directamente las Ecs. (1-3) para este caso especial. Como resultado, el sistema de ecuaciones posee una ecuación dependiente, de manera que deja de ser resoluble en forma única. Tales situaciones pueden aparecer para simples casos de aplicación, donde algunos componentes del potencial vectorial desaparecen (ver también el siguiente párrafo). Por lo tanto, efectuamos una selección especial de $\underline{\omega}$, requiriendo que

$$\nabla \times \mathbf{A} = - \underline{\omega} \times \mathbf{A} . \quad (22)$$

Cuando tomamos dos ecuaciones independientes de (1-3) y una ecuación de (22), el conjunto de ecuaciones es de rango 3. Obtenemos:

$$\underline{\omega} = \begin{bmatrix} -\frac{Z^2 - 2Y^2 + X^2}{X(X^2 + Y^2 + Z^2)} \\ -\frac{Z^2 + Y^2 - 2X^2}{Y(X^2 + Y^2 + Z^2)} \\ \frac{3Z}{X^2 + Y^2 + Z^2} \end{bmatrix} . \quad (23)$$

Esta es la conexión de espín del dipolo magnético. Insertando (23) y (21) en (22), hemos verificado que (22) resulta válida. Debiera de observarse que las ecuaciones componentes de (22) no son en general de rango 3. Por lo tanto, utilizando sólo (22) como aproximación general sin restricciones de antisimetría no conduce a una solución única para $\underline{\omega}$.

Entonces el potencial del dipolo magnético es

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} - \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{A} = 2 \nabla \times \mathbf{A} \quad (24)$$

$$= \frac{I a^2 \mu_0}{4(X^2 + Y^2 + Z^2)^{\frac{5}{2}}} \begin{bmatrix} 3XZ \\ 3YZ \\ 2Z^2 - X^2 - Y^2 \end{bmatrix}.$$

Se deduce entonces que

$$\nabla \times \mathbf{B} = 0. \quad (25)$$

es decir que no hay corriente conectada con \underline{B} , ni tampoco una corriente material (basada en $\underline{\nabla} \times \underline{A}$ ni una corriente de vacío (basada en $\underline{\omega} \times \underline{A}$).

Los campos se han representado gráficamente en las Figs. 1-3. En la Fig. 1, se muestra el potencial vectorial en el plano XY , que es un campo puramente rotacional. Algunas de las líneas de campo seleccionadas aparecen como líneas rojas. La conexión de espín se representa en la Fig. 2, mediante un corte a través del plano XZ . Puede observarse a partir de las líneas de campo que el espacio-tiempo se dobla alrededor del centro del dipolo. Se representa la estructura tridimensional en la Fig. 3. A partir del plano base ($Z=0$) puede observarse que hay una simetría cuádruple, que se origina a partir de los factores individuales X e Y que aparecen en la Ec. (23). Los vectores se doblan hacia la dirección Z cuando se mueven a partir del plano $Z=0$. La conexión de espín no se encuentra libre de divergencia, pero sí lo está $\underline{\omega} \times \underline{A}$.

El campo magnético resultante (24), representado en la Fig. 4, es el conocido campo dipolar que es rotacionalmente simétrico alrededor de Z . Debido a la Ec. (25), no hay densidad material y de corriente de vacío. No puede excluirse que esto constituya una consecuencia de la selección especial (22).

3.2 Campo de un rizo de corriente magnética.

Un rizo de corriente individual es otro ejemplo establecido, y posee el componente ϕ del potencial vectorial

$$A_\phi = \frac{I a^2 \mu_0}{4(r^2 + a^2)^{\frac{3}{2}}} \left(\frac{15a^2 r^2 \sin^2(\theta)}{8(r^2 + a^2)^2} + 1 \right). \quad (26)$$

Aquí, a es el radio del rizo. La transformación de este potencial vectorial a su forma cartesiana da lugar a expresiones sumamente complicadas, de manera que sólo presentamos los resultados en forma gráfica.

De una manera similar al campo dipolar, el potencial vectorial en coordenadas cartesianas no posee componente Z . Por lo tanto, procedemos según lo descrito en la sección precedente, utilizando la condición auxiliar $\underline{\nabla} \times \underline{A} = -\underline{\omega} \times \underline{A}$. El potencial vectorial se representa en la Fig. 5 y asume un aspecto muy similar a aquel del campo dipolar (Fig. 1). Lo mismo se cumple para la conexión de espín (Fig. 6). El campo magnético (Fig. 7), sin embargo, muestra las líneas de campo del rizo de corriente que está en el plano XY , es decir perpendicular al plano XZ representado. Este es el resultado conocido de la electrodinámica establecida.

En contraste con el dipolo sencillo, el campo magnético del rizo de corriente produce una densidad de corriente

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}. \quad (27)$$

Tal como puede observarse de la Fig. 8, es circular en el plano XY , aun cuando cambia de dirección en el radio donde se ubica físicamente el rizo. Hay un vórtice interno y uno externo, ambos con direcciones contrarias. El rizo físico separa ambos vórtices. Debido a la selección (22), \underline{J} corresponde a una densidad de corriente tanto material como del espacio-tiempo o del éter o del vacío.

3.3 Campo magnético constante a partir de un potencial no constante.

En un tercer ejemplo, mostramos que puede producirse un campo magnético constante a partir de un potencial vectorial no trivial. Consideremos el potencial

$$\mathbf{A} = \frac{B_0}{4} \begin{bmatrix} -Y \\ X \\ \frac{Z^3}{XY} \end{bmatrix} \quad (28)$$

que ahora posee tres componentes diferentes de cero. Por lo tanto, las Ecs. (1-3) son únicas y pueden emplearse las soluciones generales sin el requisito de suposiciones adicionales. Se obtiene la sencilla conexión de espín

$$\boldsymbol{\omega} = \begin{bmatrix} -\frac{1}{Y} \\ -\frac{1}{Y} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (29)$$

lo cual conduce a

$$\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{A} = \frac{B_0}{2} \begin{bmatrix} -\frac{Z^3}{2XY^2} \\ \frac{Z^3}{2X^2Y} \\ -1 \end{bmatrix}. \quad (30)$$

A partir de la Ec.(28), se deduce

$$\nabla \times \mathbf{A} = \frac{B_0}{2} \begin{bmatrix} -\frac{Z^3}{2XY^2} \\ \frac{Z^3}{2X^2Y} \\ 1 \end{bmatrix} \quad (31)$$

de manera que ambos términos, $\nabla \times \underline{A}$ y $\boldsymbol{\omega} \times \underline{A}$ no son idénticos debido a los diferentes signos en los componentes. Se deduce entonces que

$$\mathbf{B} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ B_0 \end{bmatrix}, \quad (32)$$

o sea que el campo magnético es constante a pesar de un potencial vectorial y una conexión de espín no constantes e incluso no lineales. Resulta trivialmente válido que

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (33)$$

y

$$\nabla \times \mathbf{B} = 0 \quad (34)$$

de manera que se cumplen las condiciones de la magnetostática (8, 9). Aún cuando desaparece la densidad de corriente total, sus constituyentes, la densidades de corriente material y del espacio-tiempo, no desaparecen:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}) = \nabla \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{A}) = -\frac{B_0}{2} \begin{bmatrix} \frac{3Z^2}{2X^2Y} \\ \frac{3Z^2}{2XY^2} \\ \frac{Z^3(X^2+Y^2)}{X^3Y^3} \end{bmatrix}. \quad (35)$$

El potencial (28) se representa en la Fig. 9 para un plano $Z = 1$. En contraste con los casos considerados previamente, el potencial crece con el radio. En la dirección Z hay un cambio direccional en $Z = 0$ (Fig. 10), y algo similar sucede en la dirección X e Y (ésta última no se muestra). El crecimiento direccional se restringe a la dirección Z . La conexión de espín presenta líneas de campo hiperbólicas (Fig. 11). Resulta una imagen similar para el componente de campo magnético $\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{A}$, presentado en la Fig. 12. Las líneas de campo hiperbólicas rotan 45 grados, en comparación con la Fig. 11, y no hay divergencias. El campo total \mathbf{B} es constante.

Finalmente, se ha representado la parte de espacio-tiempo de la densidad de corriente. En el plano XY (Fig. 13) tiene un aspecto similar a la conexión de espín, pero sin divergencias en las líneas de las coordenadas. En el plano XZ la densidad de corriente es vertical, similar al campo \mathbf{A} en este plano (cf. Fig. 10) pero sin plano divergente en $Z = 0$. Esto se debe a que, en general, resulta válida la relación

$$\nabla \cdot (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{A}) = 0 \quad (36)$$

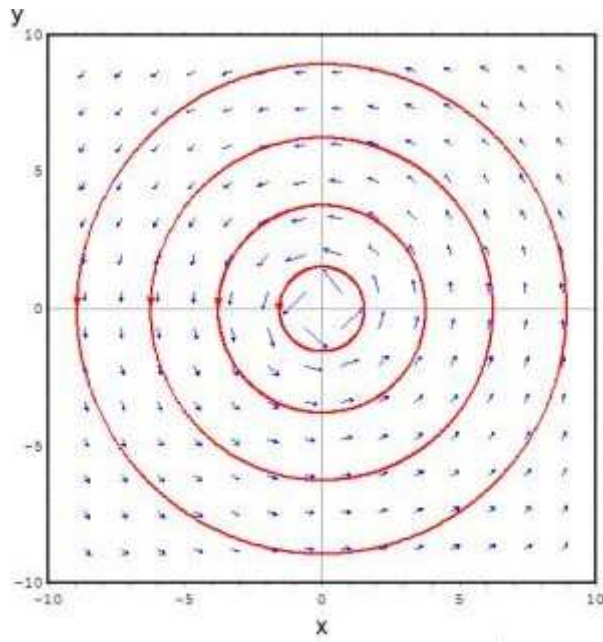


Figura 1: Campo de A del dipolo de campo lejano, plano XY .

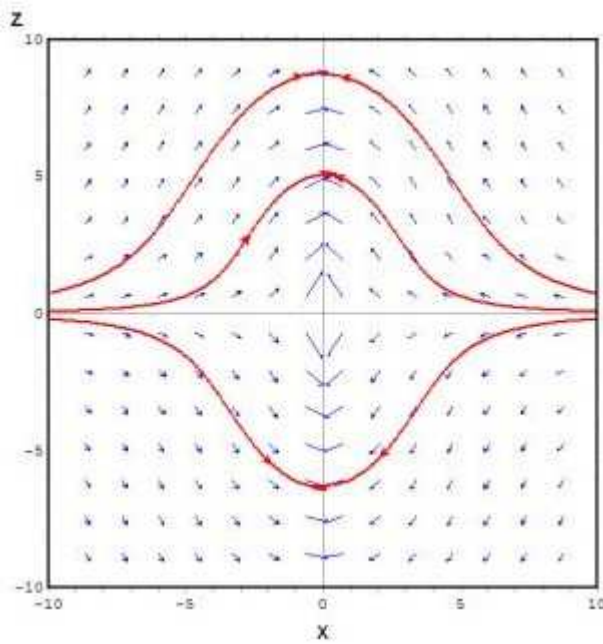


Figura 2: Campo ω fde dipole de campo lejano, plano XZ .

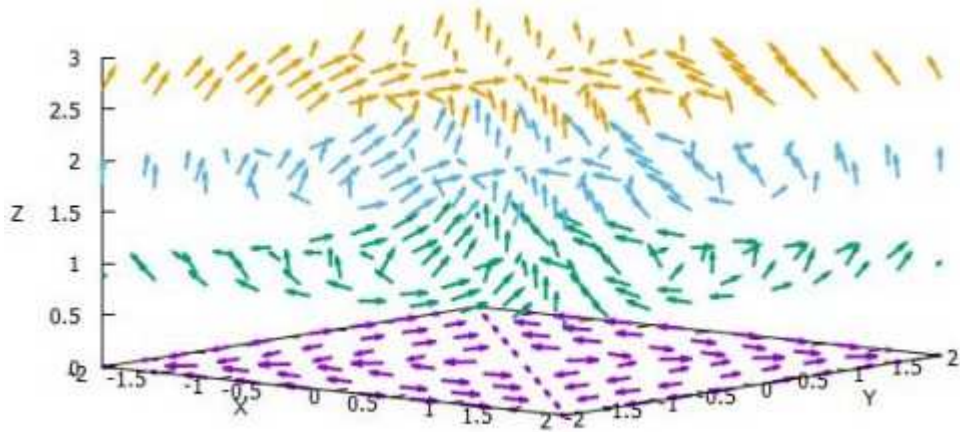


Figura 3: Gráfica en 3D (vectores de dirección) para ω de dipolo de campo lejano.

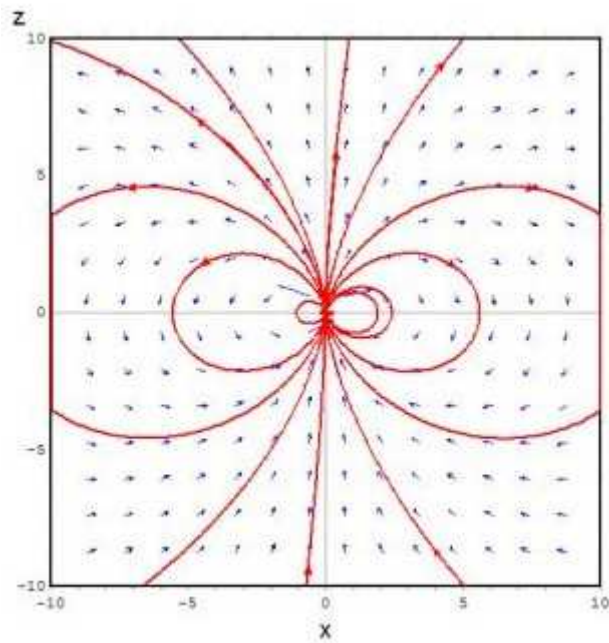


Figura 4: Campo de \mathbf{B} del dipolo de campo lejano, plano XZ .

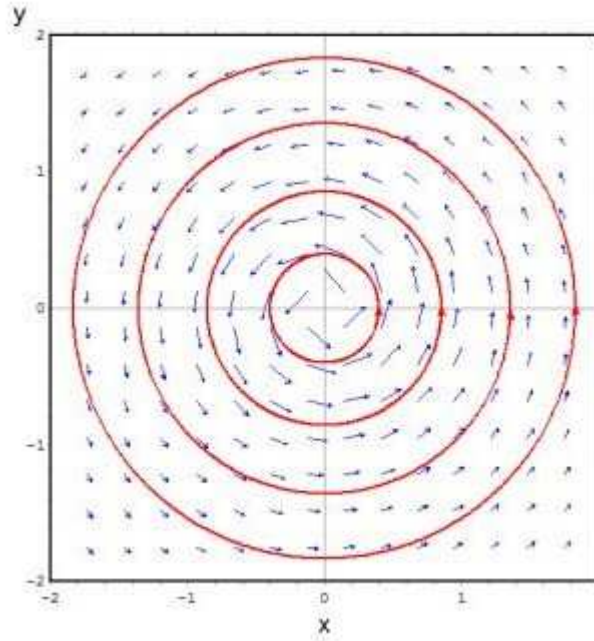


Figura 5: Campo de \mathbf{A} de rizo de corriente magnética, plano XY .

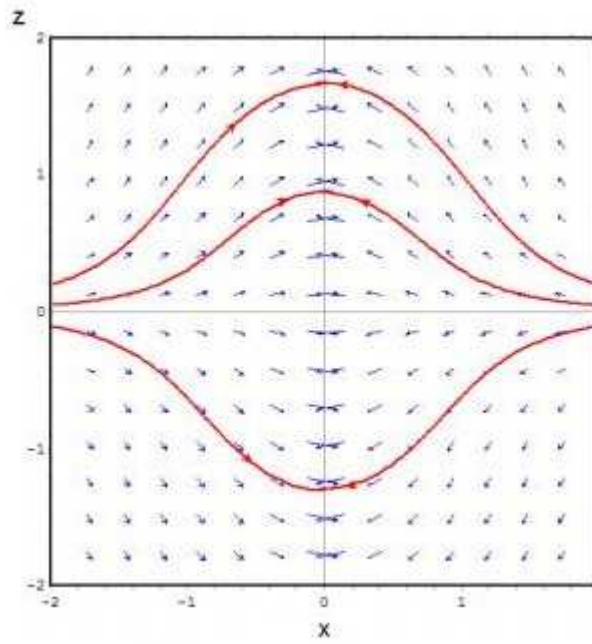


Figura 6: Campo de $\boldsymbol{\omega}$ de rizo de campo magnético, plano XZ .

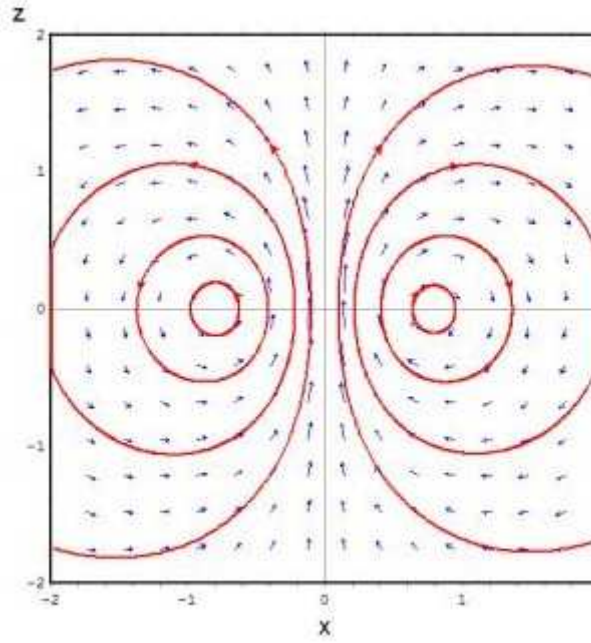


Figura 7: Campo de \mathbf{B} de rizo de campo magnético, plano XZ .

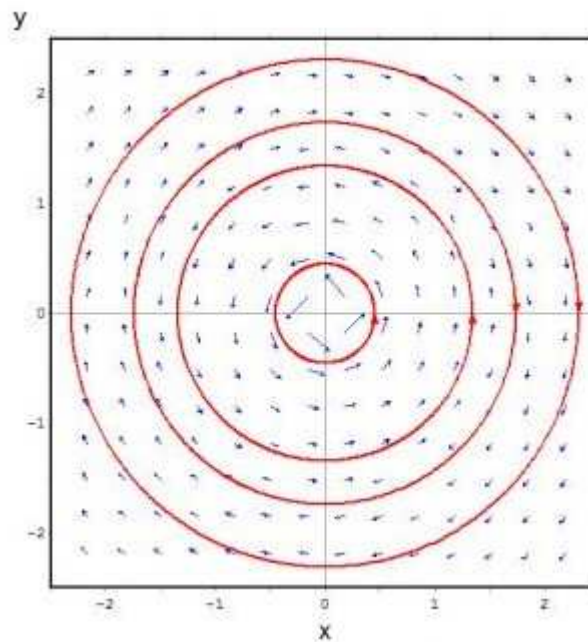


Figura 8: Densidad de corriente \mathbf{J} de rizo de corriente magnética, material y del espacio-tiempo, plano XY (notar direcciones alternantes).

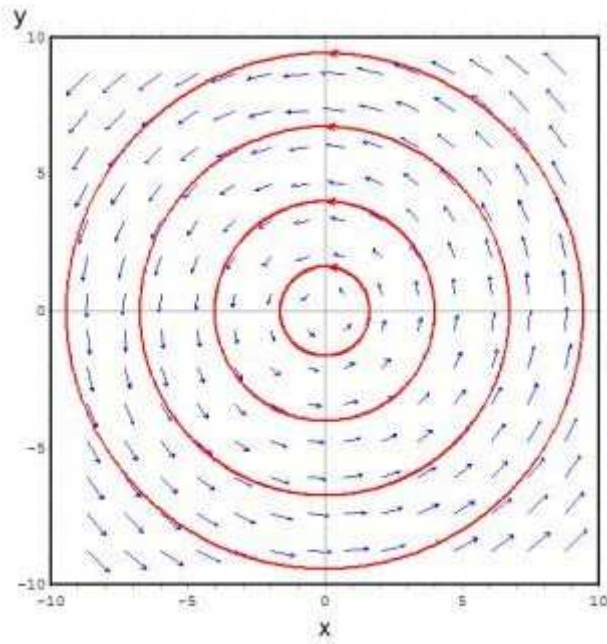


Figura 9: Campo de A de ejemplo especial, plano XY con $Z = 1$.

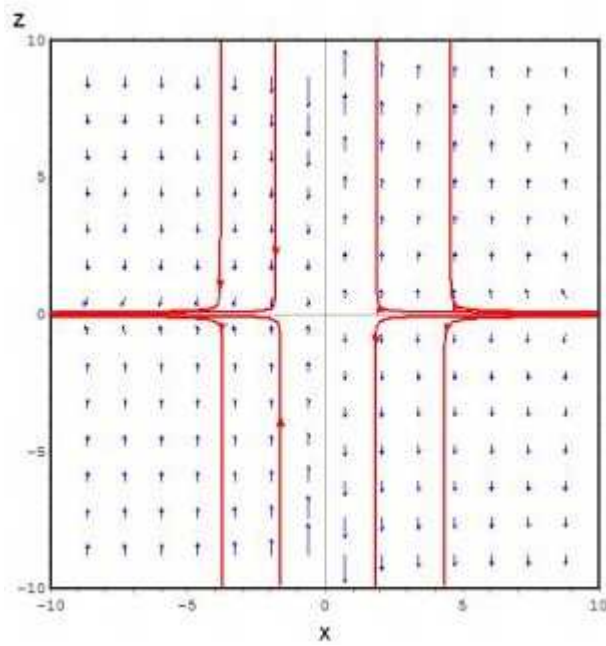


Figura 10: Campo de A de ejemplo especial, plano XZ con $Y = 0.1$.

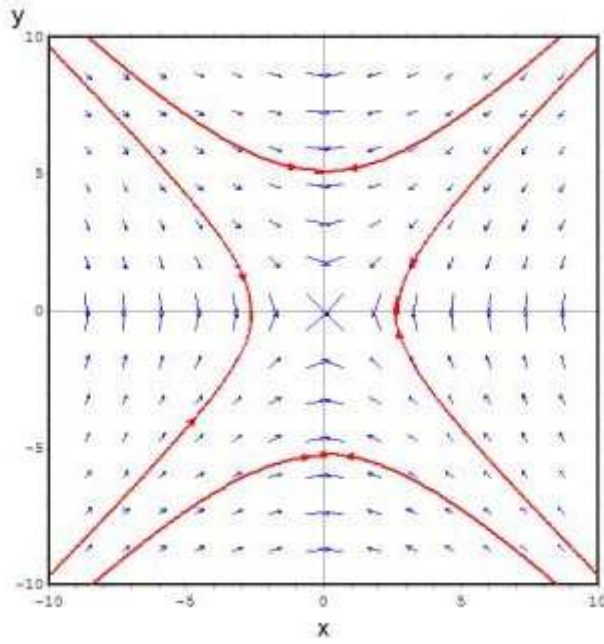


Figura 11: Campo de ω de ejemplo especial, plano XY .

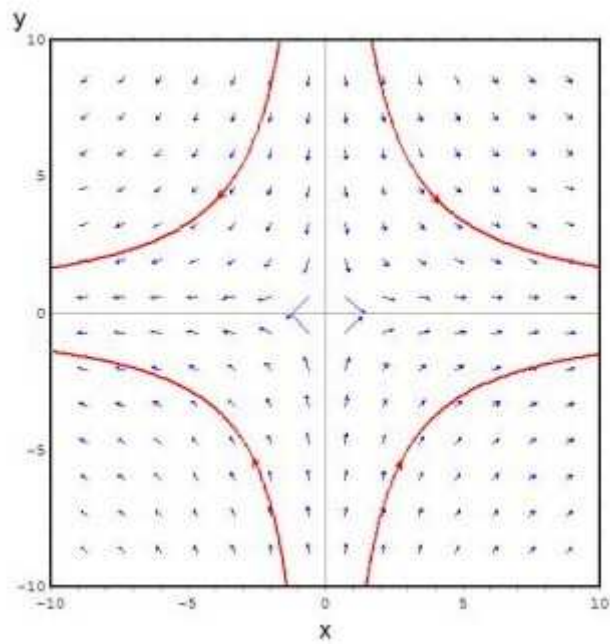


Figura 12: Componente de campo magnético $\omega \times \mathbf{A}$, ejemplo especial, plano XY con $Z = -1$.

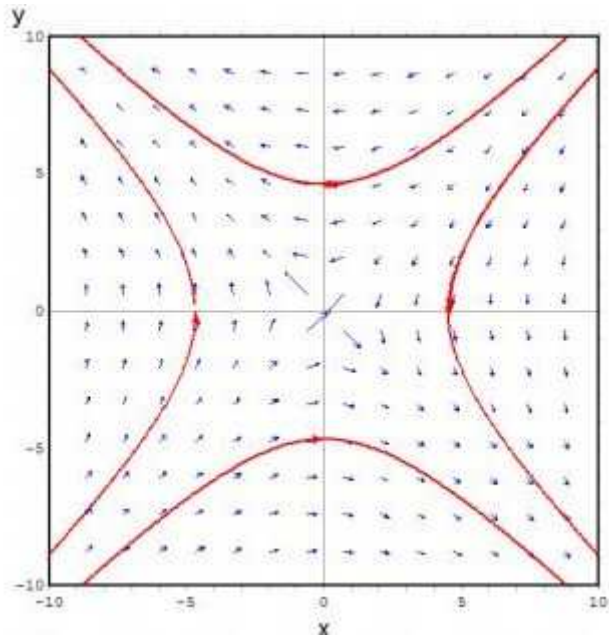


Figura 13: Componente de corriente J_{vac} , ejemplo especial, plano XY con $Z = 0.1$.

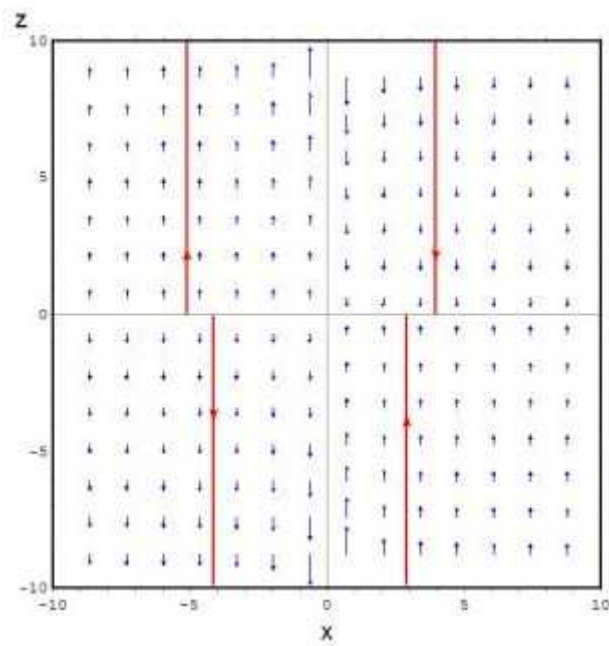


Figura 14: Componente de corriente J_{vac} , ejemplo especial, plano XZ con $Y = 0.1$.

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. Vigiér. "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 Photomagneton in Quantum Field Theory" (World Scientific, 1994).