

Efecto de las fluctuaciones del vacío sobre el potencial dipolar magnético y sus campos.

por

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

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

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen.

Utilizando la teoría del *zitterbewegung* (temblor) macroscópico (MZ) empleada en los dos documentos inmediatamente precedentes de esta serie, se muestra que el conocido potencial y campo dipolar magnético desarrolla intrincadas estructuras cuando se consideran fluctuaciones del vacío. Se muestra que ya no desaparece el término de contacto promediado isotrópicamente de la densidad de flujo dipolar magnético, y que el potencial magnético promediado isotrópicamente y la densidad de flujo dipolar magnético desarrollan intrincadas propiedades producidas por las fluctuaciones del vacío. Estas se vuelven observables en la estructura hiperfina.

Palabras clave: teoría ECE2, teoría MZ, estructura inducida por el vacío en campos dipolares magnéticos.

1. Introducción.

En los dos documentos inmediatamente precedentes de esta serie [1-41], UFT392 y UFT393, el conocido concepto de *zitterbewegung* (temblor inducido por el vacío) ha sido desarrollado en el nivel macroscópico y para la totalidad de la física. Esto se ha denominado la teoría del *zitterbewegung* macroscópico (MZ). El documento UFT392 consideró el campo coulombico, mientras que el documento UFT393 consideró el campo y el potencial dipolar eléctrico. En este documento, la teoría MZ se extiende en la Sección 2 al conocido potencial y campos dipolares magnéticos utilizados en teoría de RMN, por ejemplo. El efecto de las fluctuaciones del vacío puede observarse en la estructura hiperfina. En la Sección 3 se evalúan los resultados analíticos en forma numérica, utilizando un promediado isotrópico, como en el documento UFT393, y los resultados gráficos muestran intrincadas nuevas estructuras inducidas por el vacío. Se infiere la existencia de estas estructuras en todos los campos de la física, un importante avance en comprensión científica.

Este documento constituye una breve sinópsis de cálculos detallados incluidos en las Notas de Acompañamiento de UFT394, publicadas en el portal www.aias.us. La Nota 394(1) define la densidad de flujo magnético dipolar y el potencial para un rizo de corriente. La Nota 394(2) aplica antisimetría, y la Nota 394(3) es un desarrollo preliminar de antisimetría en la teoría MZ. Se decidió revertirnos a la ley original de Lindstrom de antisimetría de traza, de manera que esta Nota no se utiliza. La Nota 394(4) es un desarrollo preliminar de la teoría MZ para la electrodinámica. La Nota 394(5) muestra que en la teoría MZ se conserva la antisimetría vectorial en forma automática. Las Notas 394(6) y 394(6a) - 394(8) forman la base para la Sección 2.

2. Teoría MZ del potencial y campos dipolares magnéticos.

Se propone que las fluctuaciones del vacío en la física macroscópica introducen fluctuaciones en el marco de referencia. Así, por ejemplo, el vector posición:

$$\underline{r} = X \underline{i} + Y \underline{j} + Z \underline{k} \quad (1)$$

cambia a

$$\underline{r} + \delta \underline{r} = (X + \delta X) \underline{i} + (Y + \delta Y) \underline{j} + (Z + \delta Z) \underline{k} \quad (3)$$

en donde el vacío induce fluctuaciones en las coordenadas cartesianas. Este es el mismo concepto que el utilizado en la exacta teoría de *zitterbewegung* utilizada para explicar el corrimiento de Lamb. En el resultado final de un cálculo que se lleva a cabo con el vector posición \underline{r} , se modifica el resultado por el cambio de marco:

$$\underline{r} \longrightarrow \underline{r} + \delta \underline{r} \quad (4)$$

El conocido potencial dipolar magnético utilizado en teoría de RMN [1-41] es:

$$\underline{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\underline{m} \times \underline{r}}{r^3} \quad (5)$$

donde \underline{m} es el momento dipolar magnético y μ_0 es la permeabilidad en el vacío en unidades del S. I. Por lo tanto, el efecto de las fluctuaciones en el vacío $\delta \underline{r}$ es como sigue:

$$\underline{r} \rightarrow \underline{r} + \delta \underline{r} \quad (6)$$

$$r = |\underline{r}| \rightarrow |\underline{r} + \delta \underline{r}|. \quad (7)$$

Al igual que en trabajo previo:

$$|\underline{r} + \delta \underline{r}| = \left(r^2 + 2\underline{r} \cdot \delta \underline{r} + \delta \underline{r} \cdot \delta \underline{r} \right) \\ \approx r(1+x)^{1/2} \quad (8)$$

donde

$$x = \frac{1}{r^2} \left(2\underline{r} \cdot \delta \underline{r} + \delta \underline{r} \cdot \delta \underline{r} \right) \quad (9)$$

De manera que el potencial dipolar magnético en presencia del vacío es:

$$\underline{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\underline{m} \times (\underline{r} + \delta \underline{r})}{|\underline{r} + \delta \underline{r}|^3} \quad (10) \\ = \frac{\mu_0}{4\pi r^3} \underline{m} \times (\underline{r} + \delta \underline{r}) (1+x)^{-3/2}$$

Utilizando la conocida expansión en serie:

$$(1+x)^{-3/2} = 1 - \frac{3x}{2} + \frac{15}{8}x^2 + \dots \quad (11)$$

el potencial vectorial es:

$$\underline{A} = \frac{\mu_0}{4\pi r^3} \underline{m} \times (\underline{r} + \delta \underline{r}) \left(1 - \frac{3x}{2} + \frac{15}{8}x^2 + \dots \right) \quad (12)$$

y puede promediarse como en el documento UFT393 utilizando suposiciones de isotropía:

$$\langle \delta \underline{r} \rangle = \underline{0} ; \langle \delta \underline{r} \cdot \delta \underline{r} \rangle \neq 0. \quad (13)$$

La densidad de flujo magnético dipolar debido al potencial dipolar (5) es [1-41]:

$$\underline{B} = \underline{\nabla} \times \underline{A} = -\frac{\mu_0}{4\pi} \underline{m} \nabla^2 \frac{1}{r} + \frac{\mu_0}{4\pi r^3} \left(3 \underline{m} \cdot \frac{\underline{r}\underline{r}}{r^2} - \underline{m} \right) \quad (14)$$

La densidad de flujo magnético de contacto es:

$$\underline{B}_c = -\frac{\mu_0}{4\pi} \underline{m} \nabla^2 \left(\frac{1}{r} \right) \quad (15)$$

y la densidad de flujo dipolar magnético es:

$$\underline{B}_D = \frac{\mu_0}{4\pi r^3} \left(3 \underline{m} \cdot \frac{\underline{r}\underline{r}}{r^2} - \underline{m} \right) \quad (16)$$

que posee la misma estructura que la densidad de flujo dipolar eléctrico del documento UFT393. En presencia del vacío la densidad de flujo dipolar magnético deviene:

$$\underline{B} = \frac{\mu_0}{4\pi r^5} (\underline{r} + \delta \underline{r}) (\underline{p} \cdot (\underline{r} + \delta \underline{r})) \left(1 - \frac{5x}{2} + \frac{35}{8} x^2 + \dots \right) - \frac{\mu_0}{4\pi r^3} \underline{p} \left(1 - \frac{3x}{2} + \frac{15x^2}{8} + \dots \right) \quad (17)$$

y puede promediarse en forma isotrópica de la misma manera que en UFT393 para la fuerza de campo dipolar eléctrico.

El efecto de las fluctuaciones del vacío sobre el campo de contacto (15) puede desarrollarse utilizando el resultado:

$$\nabla^2 \left(\frac{1}{r} \right) = -\frac{3}{r^3} + 3 \frac{\underline{r} \cdot \underline{r}}{r^5} = 0. \quad (18)$$

En presencia de las fluctuaciones del vacío, la Ec. (18) deviene:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \left(\frac{1}{r_i} \right) &= -\frac{3}{r^3 (1+x)^{3/2}} + \frac{3 (\underline{r} + \delta \underline{r}) \cdot (\underline{r} + \delta \underline{r})}{r^5 (1+x)^{5/2}} \\ &= -\frac{3}{r^3} \left(1 - \frac{3x}{2} + \frac{15x^2}{8} + \dots \right) + \frac{3}{r^5} (\underline{r} + \delta \underline{r}) \cdot (\underline{r} + \delta \underline{r}) \left(1 - \frac{5x}{2} + \frac{35x^2}{8} + \dots \right) \\ &\neq 0 \end{aligned} \quad (19)$$

y el término de contacto ya no es igual a cero. Su promedio isotrópico se calcula mediante computadora en la Sección 3:

$$\langle \underline{B}(\text{contacto}) \rangle = -\frac{\mu_0}{4\pi} \underline{m} \left\langle \nabla^2 \left(\frac{1}{r_i} \right) \right\rangle \quad (20)$$

donde:

$$\underline{r}_i = \underline{r} + \delta \underline{r} \quad (21)$$

La Ec. (20) puede computarse hasta cualquier orden en x .

Tal como se muestra en la Sección 3, estos procedimientos conducen a intrincadas estructuras inducidas por fluctuaciones del vacío, estructuras que se encuentran completamente ausentes en la física establecida, pero que de todas maneras se obtienen con el mismo tipo de movimiento de temblor considerado en la exacta teoría de *zitterbewegung* utilizada en la teoría del corrimiento de Lamb.

La teoría MZ elimina la contradicción inherente en la física establecida, la cual afirma que:

$$\underline{B}_c = \mu_0 \underline{m} \delta_D(\underline{r}) \quad (22)$$

donde $\delta_D(\underline{r})$ es la función delta de Dirac. Sin embargo, diferenciación directa utilizando álgebra computacional da como resultado:

$$\underline{B}_c = \frac{\mu_0 \underline{m}}{4\pi} \nabla^2 \left(\frac{1}{r} \right) = \underline{0}. \quad (23)$$

Este es el motivo por el cual los matemáticos contemporáneos de Dirac rechazaron la función delta de Dirac como puras tonterías. En la teoría MZ, no se utiliza la función delta de Dirac y no se le necesita.

Finalmente, la conexión de espín para cualquier densidad de flujo magnético \underline{B} en presencia del vacío se define mediante:

$$\underline{B} = \nabla \times \underline{A}_0 - \underline{\omega} \times \underline{A}_0 \quad (24)$$

donde \underline{A}_0 es el potencial vectorial en la hipotética ausencia del vacío. De manera que el vector de conexión de espín, o mapa del vacío, puede calcularse.

3. Análisis numérico y gráfico.

El campo dipolar magnético es formalmente idéntico al campo dipolar eléctrico analizado en el documento UFT 393. Lo mismo sucede cuando se agrega el efecto de *zitterbewegung*, o temblor. El campo dipolar magnético (16) es una aproximación lineal de x , que se define en la Ec. (9):

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{B}_D \rangle^{(2)} &= \frac{\mu_0}{4\pi r^3} \left(\frac{3\mathbf{r}(\mathbf{m} \cdot \mathbf{r})}{r^2} - \mathbf{m} \right) \\ &- \frac{\mu_0}{4\pi r^5} \langle \delta \mathbf{r} \cdot \delta \mathbf{r} \rangle \left(\frac{35\mathbf{r}(\mathbf{p} \cdot \mathbf{r})}{2r^2} - \frac{5}{2}\mathbf{p} \right) - \frac{5\mu_0}{8\pi r^7} \langle (\delta \mathbf{r} \cdot \delta \mathbf{r})^2 \rangle \mathbf{m}. \end{aligned} \quad (25)$$

Esto origina términos δr cuadráticos, es decir en proporción a $\langle \delta \mathbf{r} \cdot \delta \mathbf{r} \rangle$. Además, aparece un término de cuarto orden que no está completo, tal como se comentó en el documento UFT 393. La aproximación cuadrática en x da términos de cuarto orden correctos y un término en sexto orden en δr :

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{B}_D \rangle^{(4)} &= \frac{\mu_0}{4\pi r^3} \left(\frac{3\mathbf{r}(\mathbf{m} \cdot \mathbf{r})}{r^2} - \mathbf{m} \right) \\ &+ \frac{\mu_0}{4\pi r^7} \langle (\delta \mathbf{r} \cdot \delta \mathbf{r})^2 \rangle \left(\frac{1435\mathbf{r}(\mathbf{m} \cdot \mathbf{r})}{24r^2} + \frac{35}{24}\mathbf{m} - \frac{35}{3r^2} \begin{bmatrix} X^2 & 0 & 0 \\ 0 & Y^2 & 0 \\ 0 & 0 & Z^2 \end{bmatrix} \mathbf{m} \right) \\ &+ \frac{\mu_0}{4\pi r^9} \langle (\delta \mathbf{r} \cdot \delta \mathbf{r})^3 \rangle \frac{35}{8}\mathbf{m}. \end{aligned} \quad (26)$$

Para el dipolo magnético desaparece el término de contacto, pero existen contribuciones del efecto de temblores. Utilizando los mismos métodos que para las Ecs. (25, 26) obtenemos el término de contacto dado por la Ec.(15):

$$\langle \mathbf{B}_C \rangle^{(2)} = \frac{\mu_0}{4\pi} \mathbf{m} \left(\frac{10 \langle (\delta \mathbf{r} \cdot \delta \mathbf{r}) \rangle}{r_0^5} + \frac{15 \langle (\delta \mathbf{r} \cdot \delta \mathbf{r})^2 \rangle}{2r_0^7} \right), \quad (27)$$

$$\langle \mathbf{B}_C \rangle^{(4)} = -\frac{\mu_0}{4\pi} \mathbf{m} \left(\frac{105 \langle (\delta \mathbf{r} \cdot \delta \mathbf{r})^2 \rangle}{2r_0^7} + \frac{105 \langle (\delta \mathbf{r} \cdot \delta \mathbf{r})^3 \rangle}{8r_0^9} \right). \quad (28)$$

Las Figs. 1 y 2 muestran los campos dipolares de UFT 393 una vez más con una aproximación en segundo y cuarto orden en δr . Aparecen estructuras centrales adicionales que se analizaron en UFT 393. Las Figs. 3 y 4 muestran los términos de contacto magnético en ambas aproximaciones. Fuera del centro, éstos son constantes en dirección del dipolo magnético m , el

cual se eligió en dirección vertical. Cerca del centro hay una fuerte tensión de desgarre en forma de rotación. Las direcciones de ambas aproximaciones difieren en signo pero son bastante similares en todo lo demás.

Cuando se agregan estos términos de contacto a los campos dipolares de las Figs. 1 y 2, resultan las estructuras de las Figs. 5 y 6. Los términos de contacto rompen la simetría de los dipolos magnéticos. En la Fig. 5 (aproximación cuadrática) aparecen cuatro estructuras de campo en espiral, además de las regiones de divergencia superior e inferior del caso sin distorsión. Las espirales internas no son simétricas respecto del eje vertical de simetría. Cuando el plano de intersección rota alrededor del eje Z, esto da origen a un anillo oblicuo que se encuentra inclinado hacia el anillo exterior, posicionado de manera más simétrica. En la aproximación de cuarto orden (Fig. 6) sólo permanecen dos espirales, pero rotadas contra el plano de simetría, de manera que represente un anillo inclinado en 3D. Los anillos podrían representar corrientes en contra-dirección. Sin duda existen ciertos modelos de partículas elementales que asumen semejante estructura.

La divergencia y rotacional del campo de la Fig. 6 se ha representado en las Figs. 7 y 8 de la misma manera en que se describió en UFT 393. Hay un rotacional significativo en el campo. En este caso, se trata de un campo magnético. Para el caso estático se obtiene a partir de las ecuaciones de campo ECE2:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \neq \mathbf{0}. \quad (29)$$

Esto significa que la corriente eléctrica de vacío se induce a través del *zitterbewegung*, o temblor. Esto constituye una consecuencia del término de contacto, el cual muestra un promedio igual a cero pero no así en cada instante del tiempo. Si tuviésemos un término de contacto en el caso del dipolo eléctrico, esto significaría que existe una corriente de monopolo magnético.

La estructura en espiral que aparece en las Figs. 5 y 6 es una mezcla entre un campo fuente y un campo rotatorio, lo cual nos recuerda del efecto de Lense-Thirring en astronomía. La parte de fuente del campo magnético conduce a muchas percepciones acerca de la naturaleza interior del vacío.

$$\nabla \cdot \mathbf{B} \neq 0. \quad (30)$$

Esto significa que hay cargas magnéticas fluctuantes cuyo promedio se cancela a través del tiempo. El temblor de los dipolos Brinda muchas percepciones acerca de la naturaleza interior del vacío.

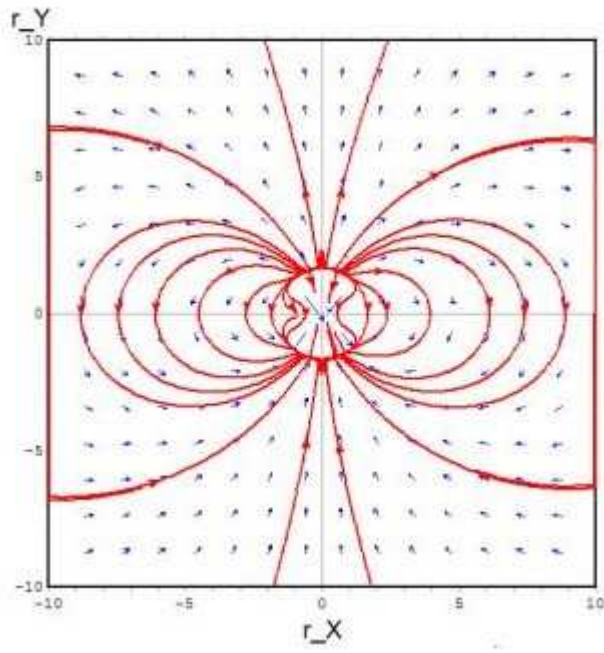


Figura 1: Campo dipolar con radio con temblor variable, términos cuadráticos.

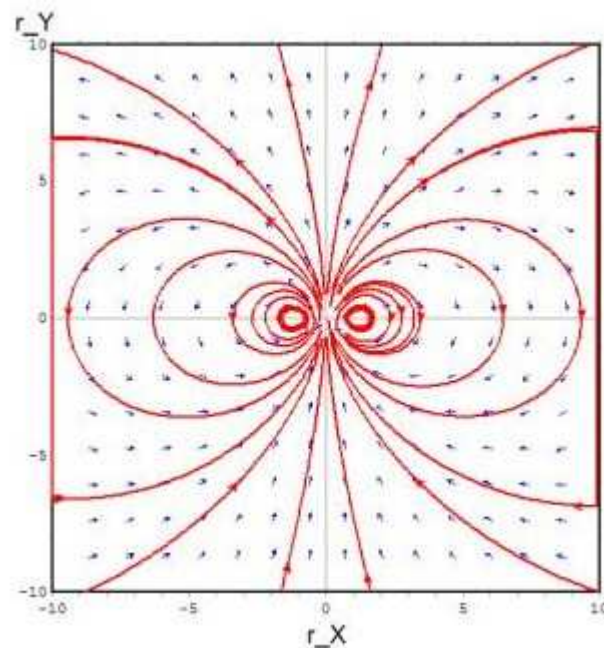


Figura 2: Campo dipolar con radio con temblor variable, términos de cuarto orden.

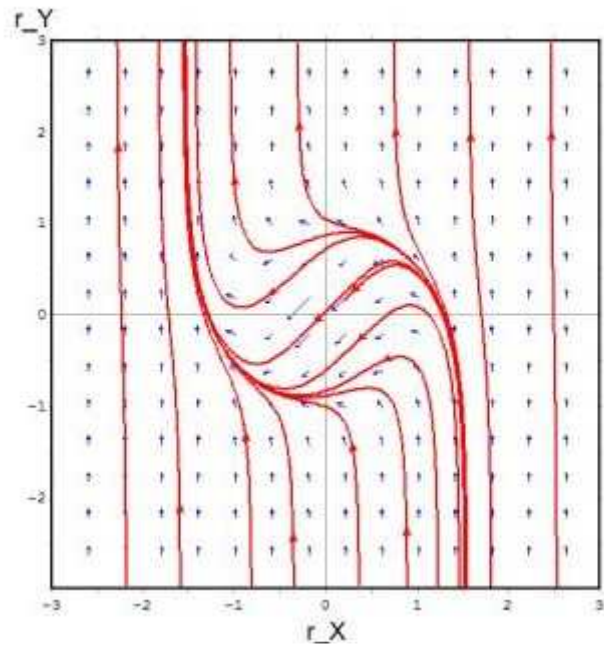


Figura 3: Término de contacto, aproximación cuadrática.

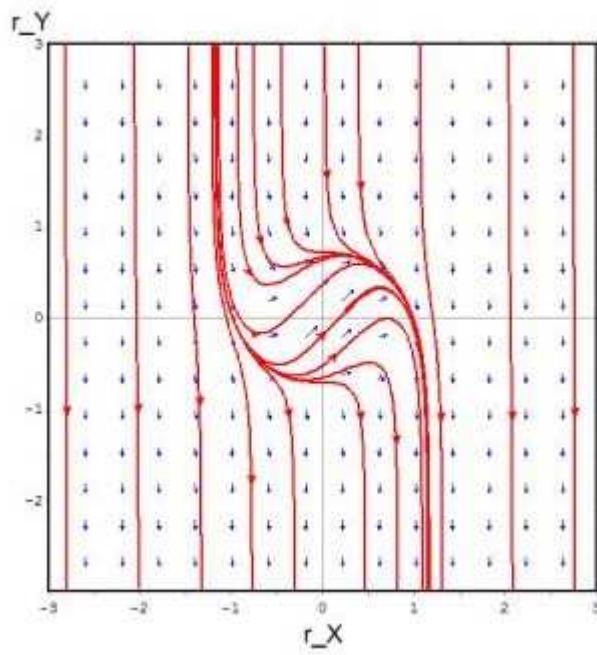


Figura 4: Término de contacto, aproximación de cuarto orden.

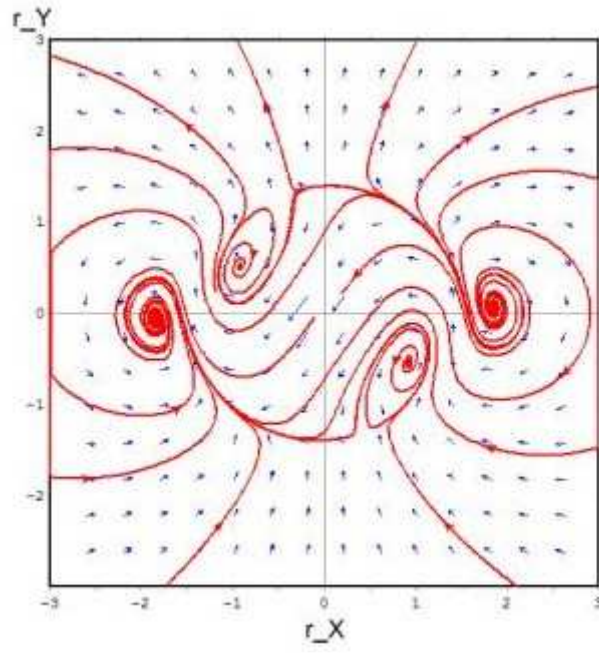


Figura 5: Campo total con término de contacto, aproximación cuadrática.

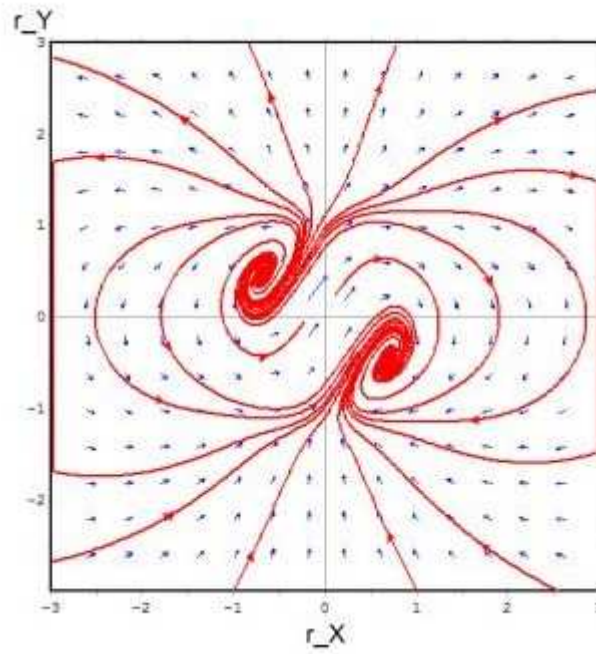


Figura 6: Campo total con término de contacto, aproximación de cuarto orden.

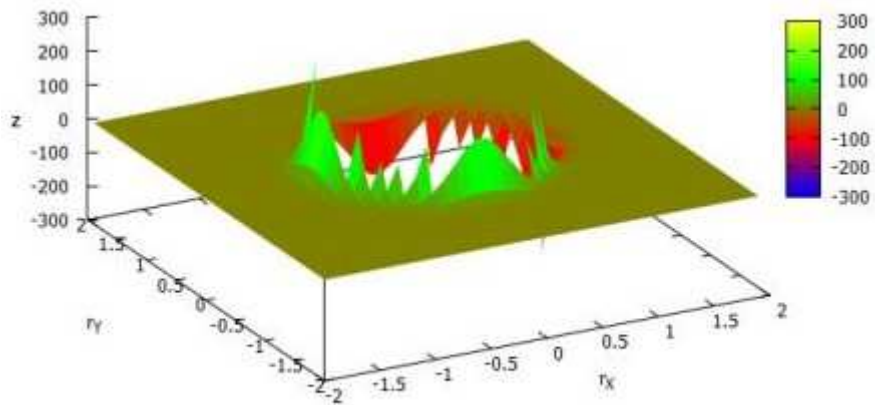


Figura 7: Gráfica de divergencia de la Fig. 6 en el plano (r_x, r_y) .

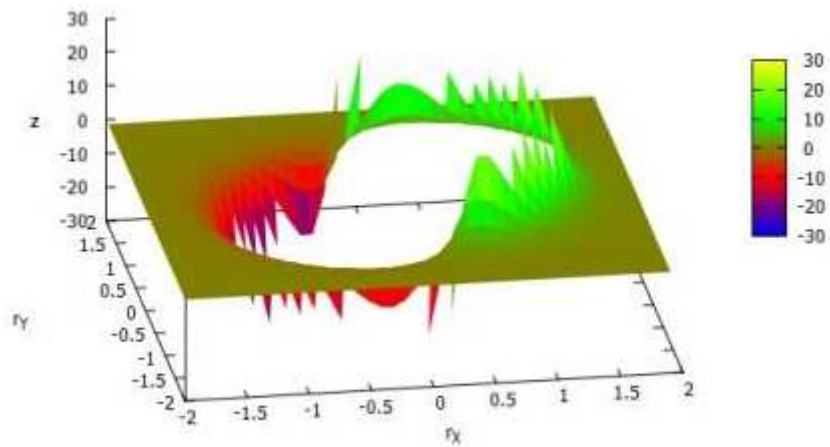


Figura 8: Gráfica del rotacional de \mathbf{B} de la Fig. 6 perpendicular al plano (r_x, r_y) .

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., por la publicación voluntaria, mantenimiento del portal y del programa de retroalimentación de visitas al mismo. Se agradece a Alex Hill por muchas traducciones y lecturas en idioma castellano, y a Robert Cheshire y Michael Jackson por lecturas y preparación de videos en idioma inglés.

Referencias bibliográficas.

- [1] M. W. Evans, H. Eckardt, D. W. Lindstrom, D. J. Crothers y U. E. Bruchholtz, “Principios de la Teoría ECE, Volumen Dos” (ePubli, Berlín 2017).
- [2] M. W. Evans, H. Eckardt, D. W. Lindstrom y S. J. Crothers, “Principios de la Teoría ECE, Volumen Uno” (New Generation, Londres 2016, ePubli Berlín 2017).
- [3] M. W. Evans, S. J. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast, “Criticisms of the Einstein Field Equation” (UFT301 en www.aias.us y 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 encuadernación blanda, de libre acceso en varios docs. UFT, portales combinados www.aias.us y www.upitec.org).
- [5] L. Felker, “Las Ecuaciones de Evans de la Teoría del Campo Unificado” (Abramis 2007, de libre acceso como UFT302, traducción castellana por Alex Hill).
- [6] H. Eckardt, “El Modelo de Ingeniería ECE” (de libre acceso como UFT203, ecuaciones reunidas).
- [7] M. W. Evans, “Collected Scientometrics” (de libre acceso como UFT307, New Generation, Londres, 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 Opera del portal www.aias.us).
- [9] M. W. Evans y S. Kielich, Eds., “Modern Nonlinear Optics” (Wiley Interscience, Nueva York, 1992, 1993, 1997 y 2001) en dos secciones y seis volúmenes, enc. dura y blanda y como libro electrónico.
- [10] M. W. Evans y J. - P. Vigiér, “The Enigmatic Photon” (Kluwer, Dordrecht, 1994 a 1999) en cinco volúmenes, 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 Science Publishing, 2012, de libre acceso en los portales).
- [12] M. W. Evans, Ed., J. Foundations of Physics and Chemistry (Cambridge International Science Publishing).
- [13] M. W. Evans y A. A. Hasanein, “The Photomagnetron in Quantum Field Theory (World Scientific 1974).
- [14] G. W. Robinson, S. Singh, S. B. Zhu y M. W. Evans, “Water in Biology, Chemistry and Physics” (World Scientific 1996).
- [15] W. T. Coffey, M. W. Evans, y P. Grigolini, “Molecular Diffusion and Spectra” (Wiley Interscience 1984).
- [16] M. W. Evans, G. J. Evans, W. T. Coffey y P. Grigolini”, “Molecular Dynamics and the Theory of Broad Band Spectroscopy (Wiley Interscience 1982).
- [17] M. W. Evans, “The Elementary Static Magnetic Field of the Photon”, *Physica B*, 182(3), 227-236 (1992).

- [18] M. W. Evans, "The Photon's Magnetic Field: Optical NMR Spectroscopy" (World Scientific 1993).
- [19] M. W. Evans, "On the Experimental Measurement of the Photon's Fundamental Static Magnetic Field Operator, $B^{(3)}$: the Optical Zeeman Effect in Atoms", *Physica B*, 182(3), 237 - 143 (1982).
- [20] M. W. Evans, "Molecular Dynamics Simulation of Induced Anisotropy: I Equilibrium Properties", *J. Chem. Phys.*, 76, 5473 - 5479 (1982).
- [21] M. W. Evans, "A Generally Covariant Wave Equation for Grand Unified Theory" *Found. Phys. Lett.*, 16, 513 - 547 (2003).
- [22] M. W. Evans, P. Grigolini y P. Pastori-Parravicini, Eds., "Memory Function Approaches to Stochastic Problems in Condensed Matter" (Wiley Interscience, reimpresso 2009).
- [23] M. W. Evans, "New Phenomenon of the Molecular Liquid State: Interaction of Rotation and Translation", *Phys. Rev. Lett.*, 50, 371, (1983).
- [24] M. W. Evans, "Optical Phase Conjugation in Nuclear Magnetic Resonance: Laser NMR Spectroscopy", *J. Phys. Chem.*, 95, 2256-2260 (1991).
- [25] M. W. Evans, "New Field induced Axial and Circular Birefringence Effects" *Phys. Rev. Lett.*, 64, 2909 (1990).
- [26] M. W. Evans, J. - P. Vigiier, S. Roy y S. Jeffers, "Non Abelian Electrodynamics", "Enigmatic Photon Volume 5" (Kluwer, 1999)
- [27] M. W. Evans, replica a L. D. Barron "Charge Conjugation and the Non Existence of the Photon's Static Magnetic Field", *Physica B*, 190, 310-313 (1993).
- [28] M. W. Evans, "A Generally Covariant Field Equation for Gravitation and Electromagnetism" *Found. Phys. Lett.*, 16, 369 - 378 (2003).
- [29] M. W. Evans y D. M. Heyes, "Combined Shear and Elongational Flow by Non Equilibrium Electrodynamics", *Mol. Phys.*, 69, 241 - 263 (1988).
- [30] Ref. (22), impresión de 1985.
- [31] M. W. Evans y D. M. Heyes, "Correlation Functions in Couette Flow from Group Theory and Molecular Dynamics", *Mol. Phys.*, 65, 1441 - 1453 (1988).
- [32] M. W. Evans, M. Davies y I. Larkin, Molecular Motion and Molecular Interaction in the Nematic and Isotropic Phases of a Liquid Crystal Compound", *J. Chem. Soc. Faraday II*, 69, 1011-1022 (1973).
- [33] M. W. Evans y H. Eckardt, "Spin Connection Resonance in Magnetic Motors", *Physica B.*, 400, 175 - 179 (2007).
- [34] M. W. Evans, "Three Principles of Group Theoretical Statistical Mechanics", *Phys. Lett. A*, 134, 409 - 412 (1989).
- [35] M. W. Evans, "On the Symmetry and Molecular Dynamical Origin of Magneto Chiral Dichroism: "Spin Chiral Dichroism in Absolute Asymmetric Synthesis" *Chem. Phys. Lett.*, 152, 33 - 38 (1988).
- [36] M. W. Evans, "Spin Connection Resonance in Gravitational General Relativity", *Acta Physica Polonica*, 38, 2211 (2007).
- [37] M. W. Evans, "Computer Simulation of Liquid Anisotropy, III. Dispersion of the Induced Birefringence with a Strong Alternating Field", *J. Chem. Phys.*, 77, 4632-4635 (1982).
- [38] M. W. Evans, "The Objective Laws of Classical Electrodynamics, the Effect of Gravitation on Electromagnetism" *J. New Energy Special Issue* (2006).
- [39] M. W. Evans, G. C. Lie y E. Clementi, "Molecular Dynamics Simulation of Water from 10 K to 1273 K", *J. Chem. Phys.*, 88, 5157 (1988).
- [40] M. W. Evans, "The Interaction of Three Fields in ECE Theory: the Inverse Faraday Effect" *Physica B*, 403, 517 (2008).
- [41] M. W. Evans, "Principles of Group Theoretical Statistical Mechanics", *Phys. Rev.*, 39, 6041 (1989).