

El temblor (*Zitterbewegung*) inducido por el vacío y el campo del potencial dipolar eléctrico.

por

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

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

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen.

La conocida teoría del *zitterbewegung* (temblor) para el corrimiento de Lamb en mecánica cuántica se adapta para la electrostática clásica dentro de la estructura de la teoría de campo unificado ECE2. Un novedoso y sencillo postulado fundamental sustituye al vector posición \underline{r} , donde sea que aparezca, por $\underline{r} + \delta\underline{r}$, donde $\delta\underline{r}$ es la fluctuación o temblor inducido por el vacío. Utilizando este postulado, el conocido potencial dipolar y fuerza de campo eléctrico de la electrostática se calculan utilizando el tipo de promedio de conjunto empleado en la exacta teoría del temblor para el corrimiento de Lamb.

Palabras clave: teoría ECE2, *zitterbewegung* o temblor inducido por el vacío.

1. Introducción.

En documentos recientes de esta serie [1-41] se ha inferido la ley de conservación de la antisimetría, y se han mapeado varios tipos de efectos de vacío en función de la conexión de espín, y en donde se conserva rigurosamente la anti-simetría. En el documento precedente, UFT392, la conocida teoría de *zitterbewegung* (temblor) acerca de la influencia del vacío, se introdujo en la teoría de campo unificado ECE2. En este documento, se calculan el potencial dipolar promedio de conjunto y la fuerza de campo eléctrico de la electrostática, en presencia de temblor causado por el vacío. Se descubre que el vacío produce una intrincada estructura, completamente desconocida en el modelo establecido de la electrodinámica macroscópica.

Este documento constituye una breve sinopsis de cálculos detallados incluidos en las Notas de Acompañamiento del UFT393 publicadas en los portales www.aias.us y www.upitec.org. La Nota 393(1) es el cálculo de la conexión de espín media debida al vacío, para el campo de Coulomb de un electrón. La Nota 393(2) calcula la fuerza de campo eléctrico coulombico con temblor, y analiza la conservación de la anti-simetría escalar. Se analiza también el cálculo del cuadrado de la fluctuación media utilizando teoría de modos y la mecánica estadística del vacío. La Nota 393(3) es un cálculo preliminar del campo dipolar eléctrico temblante. La Sección 2 de este documento se basa en las Notas 393(4) a 393(6), y da el promedio de conjunto del potencial dipolar eléctrico temblante y la fuerza de campo.

La Sección 3 es un desarrollo numérico y gráfico de la Sección 2.

2. El potencial y fuerza de campo del tembloroso potencial dipolar.

Con referencia a la Nota 393(4), el cálculo de la fuerza de campo eléctrico dipolar \underline{E}_0 , a partir del potencial dipolar ϕ_0 se incluye con todo detalle. Esto constituye un cálculo de línea de base, que se amplía a fin de incluir efectos de vacío. El potencial dipolar en la hipotética ausencia del vacío es la conocida:

$$\phi_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r^3} \underline{r} \cdot \underline{p} \quad (1)$$

donde:

$$\underline{r} = \underline{x} - \underline{x}_0 \quad (2)$$

y

$$|\underline{r}| = |\underline{x} - \underline{x}_0| \quad (3)$$

El momento dipolar \underline{p} constituye una propiedad intrínseca de la distribución de carga en, por ejemplo, una molécula. Aquí, ϵ_0 es la permitividad del vacío. La fuerza de campo eléctrico dipolar \underline{E}_0 , en unidades de voltios por metro, en el punto \underline{x} debida a un momento dipolar \underline{p} en el punto \underline{x}_0 , es:

$$\underline{E}_0 = -\underline{\nabla} \phi_0 \quad (4)$$

Por lo tanto:

$$\underline{E}_0 = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \nabla \left(\frac{\underline{r} \cdot \underline{p}}{r^3} \right) \quad (5)$$

El gradiente se calcula con la mayor claridad utilizando coordenadas cartesianas, tal como se detalla en la Nota 393(4)

$$\underline{E}_0 = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{X p_x + Y p_y + Z p_z}{(X^2 + Y^2 + Z^2)^{3/2}} \right) \underline{i} + \dots \quad (6)$$

de manera que:

$$\underline{E}_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r^3} \left(\frac{3 \underline{r} (\underline{p} \cdot \underline{r})}{r^2} - \underline{p} \right) \quad (7)$$

El efecto del vacío se introduce utilizando un sencillo nuevo axioma:

$$\underline{r} \longrightarrow \underline{r} + \delta \underline{r} \quad (8)$$

De manera que \underline{r} se ve sustituida por $\underline{r} + \delta \underline{r}$ en todos los lugares donde aparece \underline{r} . Aquí, $\delta \underline{r}$ es el término de temblor o *zitterbewegung* debido a la influencia del vacío. Este último siempre está presente, de manera que la teoría completa de la electrodinámica clásica siempre debe de considerar la Ec. (8). Esto se cumple para toda la física. Por ejemplo, el vector posición es:

$$\underline{r} = X \underline{i} + Y \underline{j} + Z \underline{k} \quad (9)$$

de manera que:

$$X \longrightarrow X + \delta X \quad (10)$$

$$Y \longrightarrow Y + \delta Y \quad (11)$$

$$Z \longrightarrow Z + \delta Z \quad (12)$$

El efecto del vacío sobre el operador ∇ viene dado por:

$$\nabla \longrightarrow \frac{\partial}{\partial (X + \delta X)} \underline{i} + \frac{\partial}{\partial (Y + \delta Y)} \underline{j} + \frac{\partial}{\partial (Z + \delta Z)} \underline{k} \quad (13)$$

El momento dipolar \underline{p} no posee una dependencia intrínseca respecto de X , Y , y Z porque, por definición, el momento dipolar constituye una propiedad molecular fundamental, listada para ejemplos en las tablas de los laboratorios de normas. De manera que el momento dipolar no se ve afectado por el vacío, y en el cálculo que conduce a la Ec. (7), el momento dipolar es una constante.

Por lo tanto, el potencial dipolar temblante es:

$$\phi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 |\underline{r} + \delta\underline{r}|^3} (\underline{r} + \delta\underline{r}) \cdot \underline{p} \quad (14)$$

donde:

$$\begin{aligned} |\underline{r} + \delta\underline{r}| &= \left((\underline{r} + \delta\underline{r}) \cdot (\underline{r} + \delta\underline{r}) \right)^{1/2} \\ &= r \left(1 + \frac{2\underline{r} \cdot \delta\underline{r}}{r^2} + \frac{\delta\underline{r} \cdot \delta\underline{r}}{r^2} \right)^{1/2} \end{aligned} \quad (15)$$

De manera que:

$$|\underline{r} + \delta\underline{r}|^3 = r^3 \left(1 + \frac{2\underline{r} \cdot \delta\underline{r}}{r^2} + \frac{\delta\underline{r} \cdot \delta\underline{r}}{r^2} \right)^{3/2} \quad (16)$$

Análogamente, la fuerza de campo eléctrico dipolar temblante es:

$$\underline{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{(\underline{r} + \delta\underline{r})(\underline{p} \cdot (\underline{r} + \delta\underline{r}))}{|\underline{r} + \delta\underline{r}|^5} - \frac{\underline{p}}{|\underline{r} + \delta\underline{r}|^3} \right) \quad (17)$$

Por conservación de la anti-simetría escalar [1-12]:

$$\underline{E} = -\underline{\nabla}\phi = -\underline{\nabla}\phi_0 + \underline{\omega}\phi_0 = -\frac{\partial \underline{A}_0}{\partial t} - \omega_0 \underline{A}_0 \quad (18)$$

en donde \underline{A}_0 es el potencial vectorial eléctrico en la hipotética ausencia del vacío, y donde:

$$\underline{\omega}^\mu = \left(\frac{\omega_0}{c}, \underline{\omega} \right) \quad (19)$$

es el 4-vector de la conexión de espín, o "mapa de vacío" de la teoría de campo unificado ECE2. Por lo tanto:

$$\underline{E} = \underline{E}_0 + \underline{\omega} \phi_0 \quad (20)$$

es la fuerza de campo eléctrico observada experimentalmente en presencia del ubícuo vacío. La conexión de espín, o mapa de vacío, siempre se observa experimentalmente. Análogamente, el corrimiento de Lamb y otras correcciones radiativas siempre se observan y siempre están presentes. La electrodinámica clásica del modelo establecido ignora el efecto del vacío, y por ende ignora la mitad de la física.

Siguiendo la conocida [1-12] teoría del corrimiento de Lamb, las fuerzas del campo y potencial promedio del conjunto deben de calcularse porque $\delta \underline{r}$ es una propiedad fluctuante del vacío. Denotando:

$$\chi := \frac{1}{r^2} \left(2 \underline{r} \cdot \delta \underline{r} + \delta \underline{r} \cdot \delta \underline{r} \right) \quad (21)$$

entonces:

$$\phi = \frac{(\underline{r} + \delta \underline{r}) \cdot \underline{P}}{4\pi \epsilon_0 r^3 (1 + \chi)^{3/2}} \quad (22)$$

y

$$\underline{E} = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \left(\frac{(\underline{r} + \delta \underline{r})(\underline{P} \cdot (\underline{r} + \delta \underline{r}))}{r^5 (1 + \chi)^{5/2}} - \frac{\underline{P}}{r^3 (1 + \chi)^{3/2}} \right) \quad (23)$$

En un vacío isotrópico:

$$\langle \delta \underline{r} \rangle = \underline{0} \quad (24)$$

pero

$$\langle \delta \underline{r} \cdot \delta \underline{r} \rangle \neq 0 \quad (25)$$

Para:

$$\chi \ll 1 \quad (26)$$

la expansión binomial da:

$$(1+x)^n = 1 + nx + \frac{n(n-1)}{2!}x^2 + \dots \quad (27)$$

de manera que:

$$(1+x)^{-\frac{3}{2}} = 1 - \frac{3x}{2} + \frac{15}{8}x^2 + \dots \quad (28)$$

y

$$(1+x)^{-\frac{5}{2}} = 1 - \frac{5x}{2} + \frac{35}{8}x^2 + \dots \quad (29)$$

Se deduce que:

$$\phi \sim \frac{(\underline{r} + \delta \underline{r}) \cdot \underline{P}}{4\pi\epsilon_0 r^3} \left(1 - \frac{3x}{2} + \frac{15x^2}{8} + \dots \right) \quad (30)$$

$$\underline{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{(\underline{r} + \delta \underline{r})(\underline{P} \cdot (\underline{r} + \delta \underline{r}))}{r^5} \left(1 - \frac{5x}{2} + \frac{35x^2}{8} + \dots \right) - \frac{\underline{P}}{r^3} \left(1 - \frac{3x}{2} + \frac{15x^2}{8} + \dots \right) \right) \quad (31)$$

Para un primer orden en x:

$$\langle \phi \rangle = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r^3} \left(\underline{r} \cdot \underline{P} + \langle \delta \underline{r} \cdot \underline{P} \rangle \right) - \frac{3\underline{P}}{8\pi\epsilon_0 r^5} \left\langle (\underline{r} + \delta \underline{r}) (2\underline{r} \cdot \delta \underline{r} + \delta \underline{r} \cdot \delta \underline{r}) \right\rangle \quad (32)$$

Por isotropía del vacío:

$$\langle \delta \underline{r} \cdot \underline{P} \rangle = 0. \quad (33)$$

En la Ec. (32):

$$= \underline{i} \left\langle (x + \delta x) (2(x\delta x + y\delta y + z\delta z) + \delta x^2 + \delta y^2 + \delta z^2) \right\rangle + \dots \quad (34)$$

Por isotropía del vacío:

$$\langle \delta X \delta Y \rangle = \langle \delta X \delta Z \rangle = \langle \delta Y \delta Z \rangle = 0 \quad (35)$$

de manera que

$$\langle (\underline{r} + \delta \underline{r})(2\underline{r} \cdot \delta \underline{r} + \delta \underline{r} \cdot \delta \underline{r}) \rangle = \underline{r} \langle \delta \underline{r} \cdot \delta \underline{r} \rangle \quad (36)$$

Por lo tanto, para un primer orden en x el potencial de dipolo temblante es:

$$\langle \phi \rangle = \frac{\underline{P} \cdot \underline{r}}{4\pi\epsilon_0 r^3} \left(1 - \frac{3}{2r^2} \langle \delta \underline{r} \cdot \delta \underline{r} \rangle \right) \quad (37)$$

El potencial de dipolo del modelo establecido de la física viene dado por la Ec. (1).

La energía potencial del vacío viene dado a partir del término del cuadrado de la media del desplazamiento. Por lo tanto, puede transferirse energía desde el vacío, éter o espacio-tiempo, a un circuito, como se muestra en los documentos UFT311, UFT321, UFT364, UFT382 y UFT383 en los portales www.aias.us y www.upitec.org. El cuadrado de la media de la fluctuación del vacío puede calcularse o computarse como en la Nota 393(2), a partir de la teoría de modos o a partir de mecánica estadística. El resultado para el corrimiento de Lamb da una coincidencia exacta con los datos experimentales. De manera que puede haber una gran confianza en la teoría del temblor de *zitterbewegung* extendida a la totalidad de la física.

Luego de un cálculo extenso pero directo, incluido con todo detalle en la Nota 393(6), se encuentra que la fuerza de campo eléctrico dipolar temblante es:

$$\langle \underline{E} \rangle \sim \underline{E}_0 - \frac{5 \langle \delta \underline{r} \cdot \delta \underline{r} \rangle}{8\pi\epsilon_0 r^5} \left(\frac{\underline{r} \underline{P} \cdot \underline{r}}{r^2} - \underline{P} \right) \quad (38)$$

$$\underline{E}_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r^3} \left(\frac{\underline{r} \underline{P} \cdot \underline{r}}{r^2} - \underline{P} \right) \quad (38a)$$

para un primer grado en x .

Emerge una física de indescriptible riqueza.

En general, estos cálculos deben de efectuarse mediante álgebra computacional, a fin de eliminar o minimizar el error humano, y con el objeto de computar términos de mayor orden en la expansión binomial. Los cálculos de las Notas 393(5) y 393(6) se verifican por álgebra computacional en la Sección 3, y se representan gráficamente algunos ejemplos.

3. Cómputo y gráficas.

El factor de expansión x para el potencial dipolar y de campo se ha utilizado en las Ecs. (22-31). Se ha mostrado que los valores promediados en aproximación lineal de x son:

$$\langle \phi \rangle = \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}}{4\pi\epsilon_0 r^3} \left(1 - \frac{5}{2r^2} \langle \delta \mathbf{r} \cdot \delta \mathbf{r} \rangle \right), \quad (39)$$

$$\langle \mathbf{E} \rangle = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r^3} \left(\frac{3\mathbf{r}(\mathbf{p} \cdot \mathbf{r})}{r^2} - \mathbf{p} \right) - \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r^5} \langle \delta \mathbf{r} \cdot \delta \mathbf{r} \rangle \left(\frac{35\mathbf{r}(\mathbf{p} \cdot \mathbf{r})}{2r^2} - \frac{5}{2}\mathbf{p} \right). \quad (40)$$

Esto da correcciones cuadráticas, es decir en proporción a $\langle \delta \mathbf{r} \cdot \delta \mathbf{r} \rangle$. Además, un término de cuarto orden parece hallarse solamente en proporción con el momento dipolar:

$$\langle \mathbf{E} \rangle \longrightarrow \langle \mathbf{E} \rangle - \frac{5}{8\pi\epsilon_0 r^7} \langle (\delta \mathbf{r} \cdot \delta \mathbf{r})^2 \rangle \mathbf{p}. \quad (41)$$

Sin embargo, esto no es una aproximación de cuarto orden en $\delta \mathbf{r}$. La inclusión de términos en x^2 da origen a varias expresiones más complicadas. El potencial dipolar en esta aproximación es

$$\langle \phi \rangle^{(4)} = \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}}{4\pi\epsilon_0 r^3} \left(1 - \frac{5}{r^2} \langle \delta \mathbf{r} \cdot \delta \mathbf{r} \rangle - \frac{35}{8r^4} \langle \delta \mathbf{r} \cdot \delta \mathbf{r} \rangle^2 \right) \quad (42)$$

Obviamente, el factor del término cuadrático cambia debido a los términos adicionales introducidos por x^2 . El campo eléctrico para este grado de expansión es

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{E} \rangle^{(4)} &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r^3} \left(\frac{3\mathbf{r}(\mathbf{p} \cdot \mathbf{r})}{r^2} - \mathbf{p} \right) \\ &+ \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r^7} \langle (\delta \mathbf{r} \cdot \delta \mathbf{r})^2 \rangle \left(\frac{1435\mathbf{r}(\mathbf{p} \cdot \mathbf{r})}{24r^2} + \frac{35}{24}\mathbf{p} - \frac{35}{3r^2} \begin{bmatrix} X^2 & 0 & 0 \\ 0 & Y^2 & 0 \\ 0 & 0 & Z^2 \end{bmatrix} \mathbf{p} \right) \\ &+ \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r^9} \langle (\delta \mathbf{r} \cdot \delta \mathbf{r})^3 \rangle \frac{35}{8}\mathbf{p}. \end{aligned} \quad (43)$$

Es importante notar que los términos cuadráticos de $\delta \mathbf{r}$ se cancelan por completo, dejando términos de cuarto y sexto orden. No resulta posible expresar el resultado en forma puramente vectorial, se requiere una multiplicación entre una matriz y un vector con \mathbf{p} , o uno debe de listar en forma explícita los componentes de esta expresión.

Se han representado gráficamente los resultados para varios modelos de $\delta \mathbf{r}$. En la Fig. 1, se muestra el campo dipolar sin distorsiones mediante líneas de campo y flechas de vector de campo. En la Fig. 2, utilizamos un dipolo con coordenadas constantemente cambiantes:

$\delta_X = 0.2$, $\delta_Y = -0.2$, de acuerdo con la Ec. (17). Esto da un corrimiento constante del campo, aun cuando las condiciones de isotropía como

$$\langle \delta X \rangle = 0. \quad (44)$$

no se cumplen. Por lo tanto, esto constituye sólo un caso hipotético.

Resulta más interesante el campo dipolar con términos de temblor cuadráticos, de acuerdo con las Ecs. (40, 41) representadas en la Fig. 3. Se observa que hay una partición del centro del dipolo mucho mayor en tamaño que $|\delta r|$. El campo lejano se mantiene aproximadamente intacto. La Fig. 4 es una gráfica magnificada de la región central. Hay dos claras divergencias ahora, además de la divergencia central del campo dipolar tradicional, y hay una constricción de líneas de campo cerca del centro.

El modelo se ha hecho más realista, al permitir una variación espacial de los términos de temblor δr . Utilizamos una aproximación

$$\langle \delta \mathbf{r} \rangle = \frac{a}{r} \quad (45)$$

con $a = 1$. Ahora graficamos los cambios en la región central en la Fig. 5. Permanece la constricción, pero las regiones de divergencia aumentan de escala mientras que son muy similares como en la Fig. 4 para un temblor constante. El escalamiento podría modificarse a través del valor de a . La parte superior de la estructura divergente se representa en la Fig. 6 en una vista ampliada. Ese no es un punto divergente sino una línea en 2D. Extendida a 3D por rotación, esto representa un "casquete" de densidad de carga. El dipolo, que es un punto matemático en el campo original, se parte en el espacio a dos cargas extendidas.

Finalmente, incluimos los términos de cuarto orden de la Ec. (43) en los cálculos, nuevamente con el modelo con temblor (45). Los resultados (Fig. 7) muestran dos claros puntos singulares desplazados en el eje X. El desplazamiento se rota ahora 90° respecto de la Fig. 5. Esto es un anillo cuando la gráfica en 2D se rota para describir el campo completo en 3D. El campo cercano al anillo es un campo en forma toroidal. Junto con el dipolo central que aún está allí, esta estructura recuerda la forma de un orbital d en física nuclear.

Para verificar las propiedades de la estructura del campo dipolar con temblor, hemos computado la divergencia y el rotor del campo dipolar en una gráfica en 2D. La divergencia es: E_X

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\partial E_X}{\partial X} + \frac{\partial E_Y}{\partial Y} \quad , \quad (46)$$

y el rotor posee sólo un componente Z, ya que \mathbf{E} es plano:

$$(\nabla \times \mathbf{E})_Z = \frac{\partial E_Y}{\partial X} - \frac{\partial E_X}{\partial Y} \quad . \quad (47)$$

La divergencia (que corresponde al campo de la Fig. 8) se representa gráficamente en la Fig. 9. Se vuelve efectivo en la región de la estructura toroide y pertenece al centro, tal como se

describe. El rotor de un campo dipolar es igual a cero. El temblor, sin embargo, evoca una vorticidad representada en la Fig. 10. Se restringe a la región toroide y el igual a cero donde domina el campo dipolar original. Los signos del rotor difieren para $X > 0$ y $X < 0$ porque las líneas del campo toroide poseen direcciones inversas en ambos lados, tal como puede observarse en la Fig. 8.

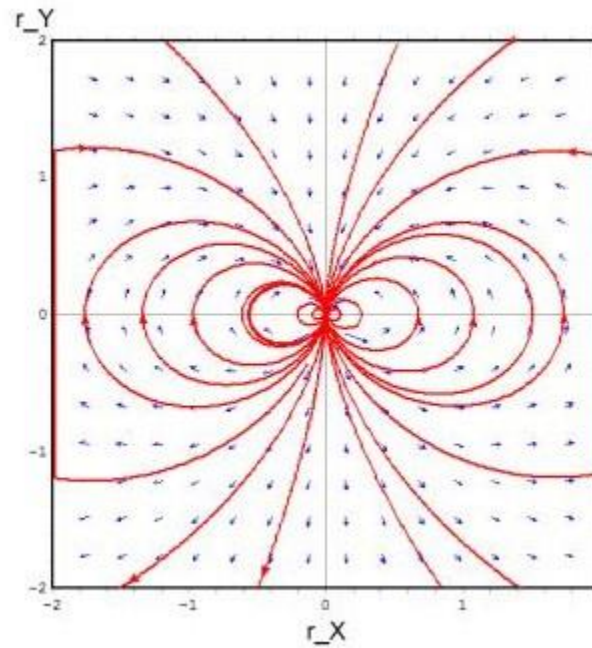


Figura 1: Campo dipolar sin distorsiones.

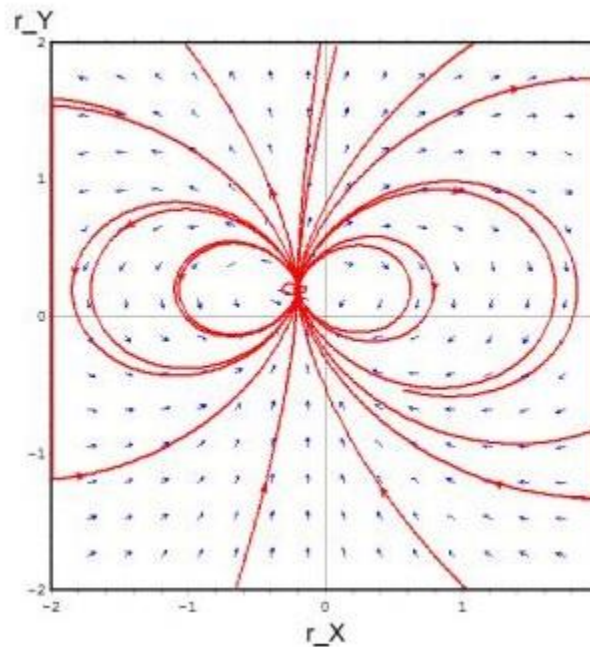


Figura 2: Dipolo con coordenadas modificadas constantemente: $\delta X = 0.2$, $\delta Y = -0.2$.

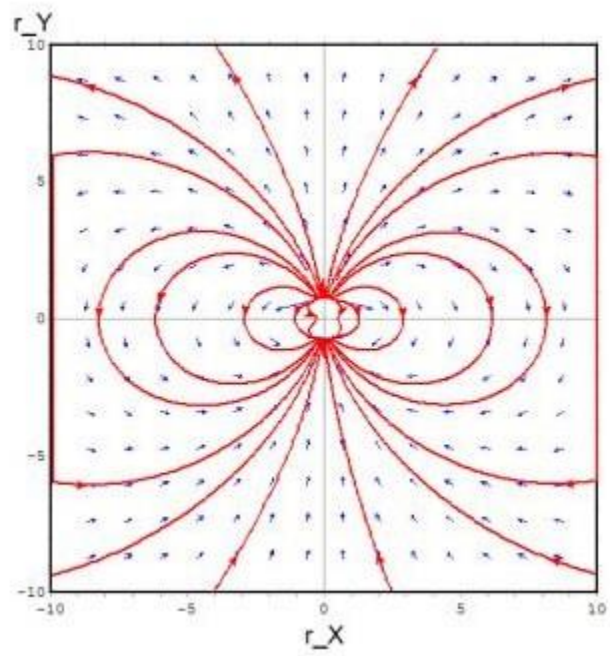


Figura 3: Campo dipolar con términos de temblor constantes.

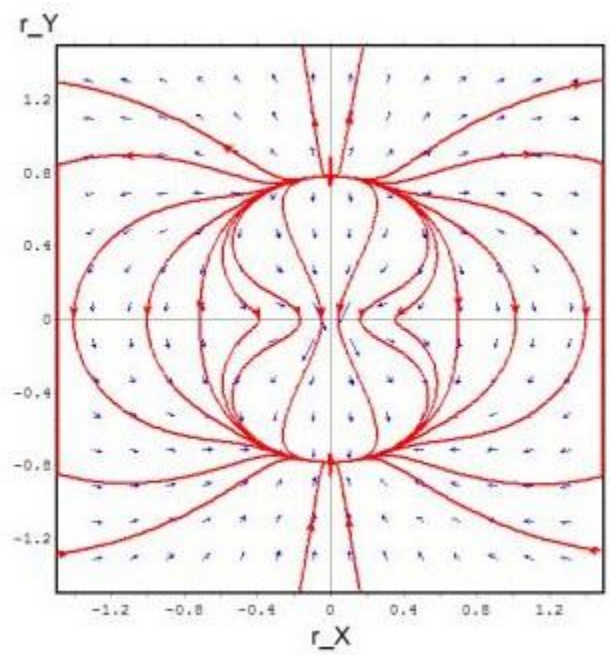


Figura 4: Región central magnificada del campo dipolar con temblor constante.

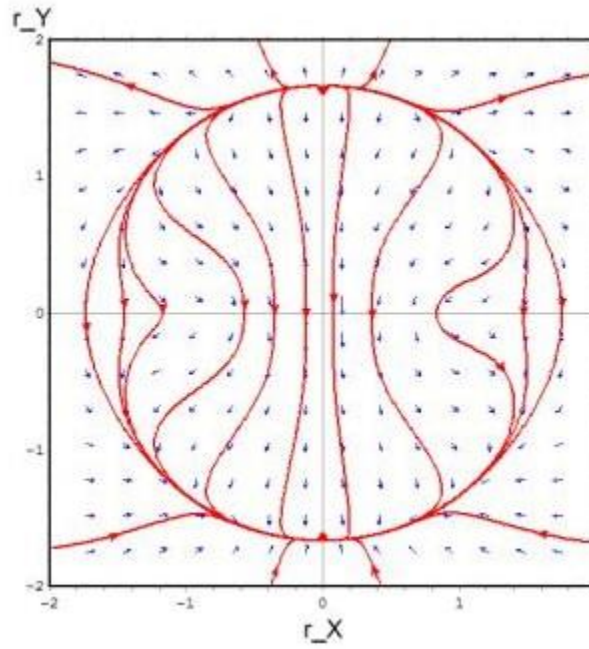


Figura 5: Campo dipolar con radio de temblor variable, $\delta r \propto 1/r$

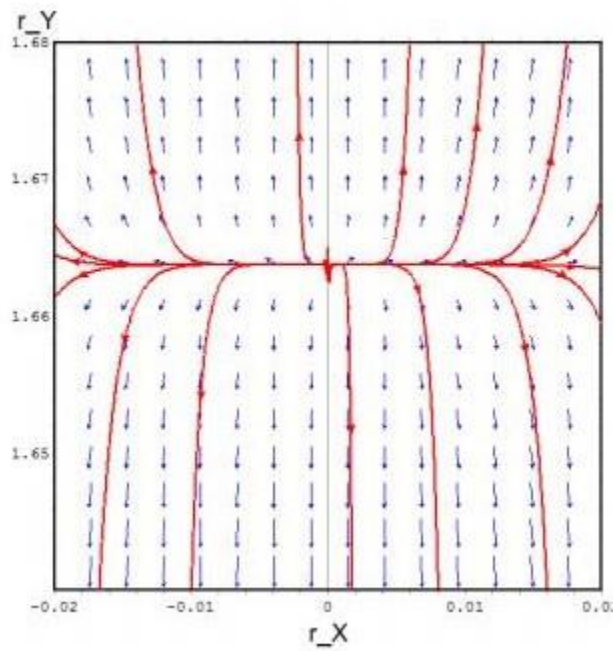


Figura 6: Región divergente magnificada (superior) de la Fig. 5.

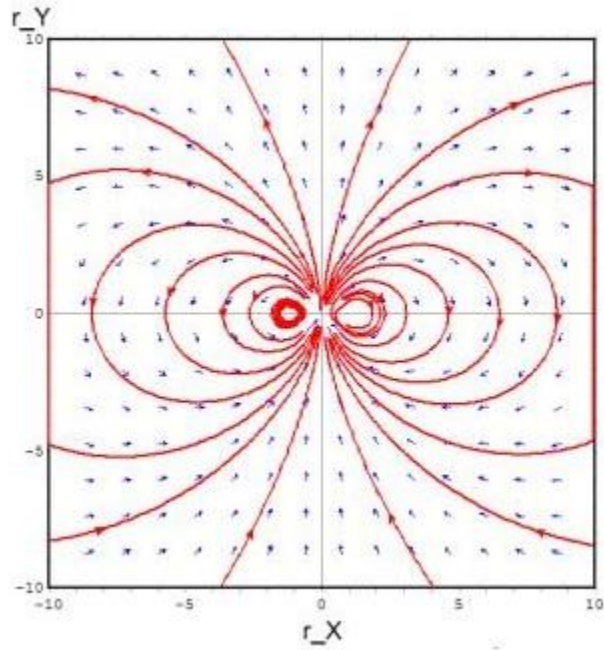


Figura 7: Campo dipolar con términos de cuarto orden, radio de temblor variable.

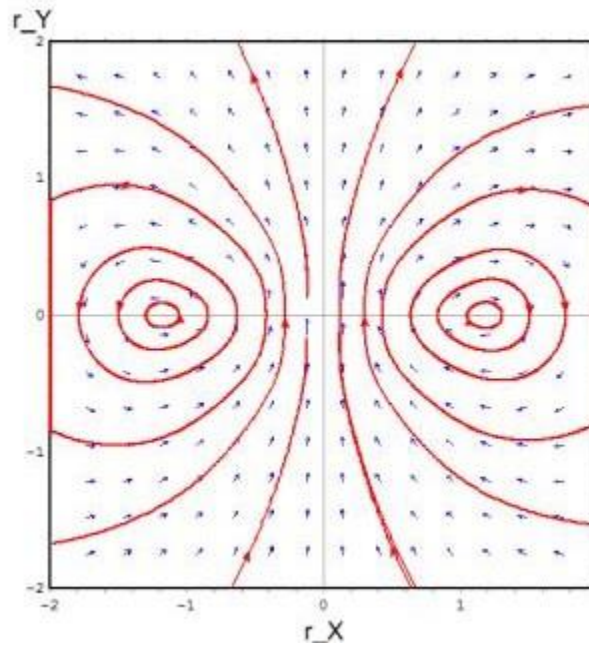


Figura 8: Estructura central magnificada de la Fig. 7.

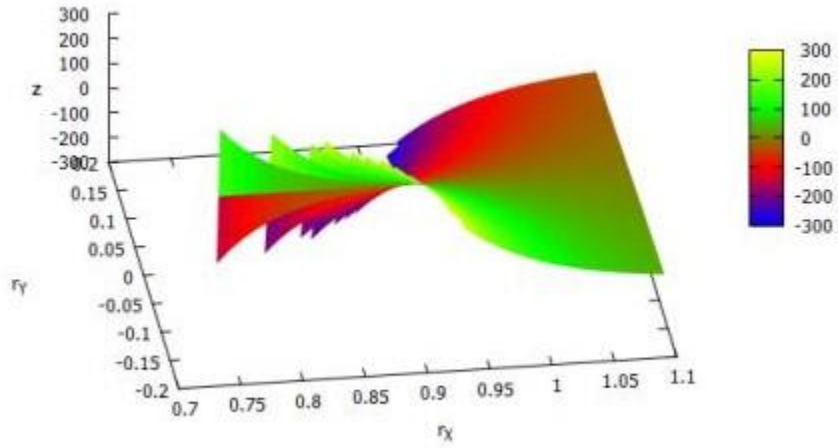


Figura 9: Gráfica de la divergencia de la Fig. 8 en el plano (r_x, r_y) .

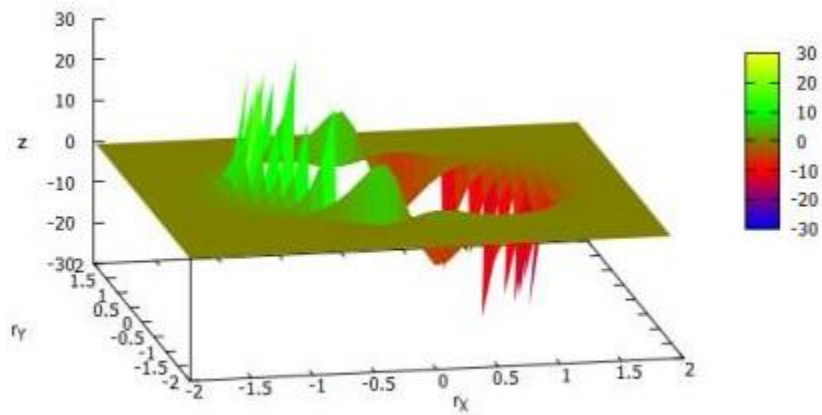


Figura 10: Gráfica del rotor \mathbf{E} de la Fig. 8 perpendicular al plano (r_x, r_y) .

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 Photomagneton 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. Vigié, 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), impression 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).