

## Correcciones de orden superior y conexiones de espín en el Corrimiento de Lamb.

por

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

([www.aias.us](http://www.aias.us), [www.upitec.org](http://www.upitec.org), [www.et3m.net](http://www.et3m.net), [www.archive.org](http://www.archive.org), [www.webarchive.org.uk](http://www.webarchive.org.uk) )

Traducción: Alex Hill ([www.et3m.net](http://www.et3m.net) )

### Resumen.

Se calculan correcciones de orden superior para el corrimiento de Lamb, utilizando una teoría exacta que no depende de la electrodinámica cuántica, y que se basa en la expansión en serie de Taylor tensorial descrita en documentos inmediatamente precedentes de esta serie. Las correcciones de orden superior son inversamente proporcionales a las potencias del volumen de radiación, y podrían volverse los términos dominantes si el volumen de radiación es pequeño, por ejemplo en física nuclear. Se computaron las conexiones de espín ECE2 para el corrimiento de Lamb.

*Palabras clave:* teoría ECE2, correcciones de orden superior y conexiones de espín, corrimiento de Lamb.

## 1. Introducción.

En documentos inmediatamente precedentes de esta serie [1-41] se ha desarrollado la expansión en serie de Taylor tensorial y aplicado a la teoría ECE2. En la Sección 2, se aplica el método para calcular correcciones de orden superior y conexiones de espín del corrimiento de Lamb, empleando una teoría que no se basa en la electrodinámica cuántica. Se muestra que las correcciones de orden superior son inversamente proporcionales a las potencias del volumen de radiación  $V$ . Este último no aparece en la expresión habitual para el corrimiento de Lamb, el cual se produce mediante la misma teoría que se utiliza aquí para correcciones de orden superior, y que es muy exacto.

Este documento constituye una breve sinopsis de cálculos detallados que pueden encontrarse en las Notas de Acompañamiento UFT398 publicadas en el portal [www.ajias.us](http://www.ajias.us). La Nota 398(1) describe el cálculo de la conexión de espín vectorial en la teoría ECE2, las Notas 398(2) y 398(3) describen el cálculo de las correcciones de orden superior del corrimiento de Lamb utilizando términos de orden superior de la serie de Taylor tensorial. La Nota 398(4) proporciona componentes del vector de conexión de espín para el corrimiento de Lamb, y la Nota 398(5) calcula los términos de fluctuación de orden superior.

## 2. Términos de orden superior.

En general, se demostró en el documento precedente UFT397 de esta serie [1-41] que el cambio promediado isotrópicamente en cualquier función escalar  $f$  debido a la fluctuación del vacío  $\delta r$  es:

$$\langle \Delta f \rangle = \langle \Delta f^{(2)} \rangle + \langle \Delta f^{(4)} \rangle + \langle \Delta f^{(6)} \rangle + \dots \quad (1)$$

donde, en coordenadas cartesianas:

$$\langle \Delta f \rangle^{(2)} = \frac{1}{6} \langle (\delta r_x, \delta r_x) \rangle \nabla^2 f, \quad (2)$$

$$\langle \Delta f \rangle^{(4)} = \frac{1}{216} \langle (\delta r_x, \delta r_x)^2 \rangle \left( \frac{\partial^4 f}{\partial x^4} + \frac{\partial^4 f}{\partial y^4} + \frac{\partial^4 f}{\partial z^4} \right) + 6 \left( \frac{\partial^4 f}{\partial y^2 \partial z^2} + \frac{\partial^4 f}{\partial x^2 \partial z^2} + \frac{\partial^4 f}{\partial x^2 \partial y^2} \right) \quad (3)$$

$$\langle \Delta f \rangle^{(6)} = \frac{1}{19440} \langle (\delta r_x, \delta r_x)^3 \rangle \left( \frac{\partial^6 f}{\partial x^6} + \frac{\partial^6 f}{\partial y^6} + \frac{\partial^6 f}{\partial z^6} \right) + 15 \left( \frac{\partial^6 f}{\partial y^4 \partial z^2} + \frac{\partial^6 f}{\partial x^4 \partial z^2} + \frac{\partial^6 f}{\partial x^4 \partial y^2} + \frac{\partial^6 f}{\partial x^2 \partial y^4} + \frac{\partial^6 f}{\partial x^2 \partial z^4} + \frac{\partial^6 f}{\partial y^2 \partial z^4} \right) + 90 \left( \frac{\partial^6 f}{\partial x^2 \partial y^2 \partial z^2} \right) \quad (4)$$

Cuando  $f$  es el potencial de Coulomb entre el electrón y el protón de un átomo de H:

$$f = \phi_0 = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (5)$$

la Ec. (1) produce correcciones de orden superior al conocido corrimiento de Lamb. Aquí,  $e$  es la carga en el protón,  $\epsilon_0$  es la permitividad en el vacío y  $r$  es la distancia entre el electrón y el protón.

El vector de conexión de espín  $\underline{\omega}$  en la teoría ECE2 se define mediante:

$$\underline{E} = -\nabla\phi_0 + \underline{\omega}\phi_0 \quad (6)$$

donde  $\underline{E}$  es la fuerza de campo eléctrico total y  $E_0$  es la fuerza de campo eléctrico coulombica:

$$\underline{E}_0 = -\nabla\phi_0 \quad (7)$$

Por lo tanto:

$$\langle \Delta E_0 \rangle = \underline{E}_{(vac)} = \langle \Delta E_{x0} \rangle \underline{i} + \langle \Delta E_{y0} \rangle \underline{j} + \langle \Delta E_{z0} \rangle \underline{k} \quad (8)$$

es la fuerza de campo eléctrico del vacío y puede calcularse mediante el método de serie de Taylor tensorial. De manera que:

$$\langle \Delta E_{x0} \rangle = \langle \Delta E_{x0}^{(2)} \rangle + \langle \Delta E_{x0}^{(4)} \rangle + \langle \Delta E_{x0}^{(6)} \rangle \quad (9)$$

donde

$$\underline{E}_0 = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{\underline{r}}{r^3} \quad (10)$$

y análogamente para Y y Z.

Análogamente, el vector de conexión de espín magnético puede computarse a partir de:

$$\langle \Delta \underline{B}_0 \rangle = \underline{B}(\text{vac}) = -\underline{\omega} \times \underline{A}_0 \quad (11)$$

Por ejemplo  $\underline{A}_0$  es un potencial vectorial dipolar:

$$\underline{A}_0 = \frac{\hbar \underline{\omega}}{4\pi} - \frac{m \times \underline{r}}{r^3} \quad (12)$$

y:

$$\underline{D}_0 = \nabla \times \underline{A}_0 = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[ \frac{3m \cdot \underline{r} \underline{r}}{r^5} - \frac{m}{r^3} \left( 1 + r^2 \nabla^2 \left( \frac{1}{r} \right) \right) \right] \quad (13)$$

Esta expresión se simplifica si se utiliza análisis vectorial en el nivel clásico:

$$\nabla^2 \left( \frac{1}{r} \right) = 0 \quad (14)$$

Sin embargo, en el cálculo del corrimiento de Lamb en el nivel cuántico, se supone que:

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

donde  $\delta_D$  es la función delta de Dirac.

El corrimiento de Lamb puede calcularse con exactitud a partir de la ecuación de fuerza:

$$m \frac{d^2 \delta \underline{r}}{dt^2} = -e \underline{E} \quad (16)$$

donde  $\underline{E}$  es la fuerza de campo eléctrico en el vacío y  $-e$  es la carga en el electrón. Si se supone que:

$$\delta \underline{r} = \delta \underline{r}(0) e^{-i\omega t} \quad (17)$$

entonces:

$$\frac{d^2 \delta \underline{r}}{dt^2} = -\omega^2 \delta \underline{r} \quad (18)$$

y

$$\delta \underline{r} = \frac{e \underline{E}}{m \omega^2} = \frac{e \underline{E}}{m c^2 k^2} \quad (19)$$

Si se supone que el campo del vacío es:

$$\underline{E} = \underline{E}(0) \left( a_k \exp(-i(\omega t - \underline{k} \cdot \underline{r})) + a_k \exp(i(\omega t - \underline{k} \cdot \underline{r})) \right) \quad (20)$$

de manera que la fluctuación es:

$$\langle \delta \underline{r} \cdot \delta \underline{r} \rangle = \sum_k \left( \frac{e}{m c^2 k} \right)^2 \langle 0 | E^2 | 0 \rangle \quad (21)$$

y se calcula mediante una sumatoria sobre todo valor de  $\kappa$ . A partir de la teoría de modos:

$$\langle 0 | E^2 | 0 \rangle = \frac{h c k}{2 \epsilon_0 V} \quad (22)$$

donde  $V$  es el volumen de radiación. De manera que:

$$\langle \delta \underline{r} \cdot \delta \underline{r} \rangle = \frac{2\pi}{V} \alpha \lambda^2 \sum_k \frac{1}{k^3} \quad (23)$$

donde  $\alpha$  es la constante de estructura fina:

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi h c \epsilon_0} \quad (24)$$

y

$$\lambda = \frac{h}{m c} \quad (25)$$

Análogamente:

$$\langle (\delta \underline{r} \cdot \delta \underline{r})^2 \rangle = \left( \frac{2\pi}{V} \alpha \lambda^2 \right)^2 \sum_k \frac{1}{k^6} \quad (26)$$

$$y \quad \langle (\delta r, \delta r) \rangle = \left( \frac{2\pi \alpha \lambda^2}{V} \right)^3 \sum_k \frac{1}{k^9} \quad (27)$$

En la teoría del corrimiento de Lamb, la sumatoria en la Ec. (23) se sustituye por una integral, como sigue:

$$\sum_k \rightarrow \frac{2V}{(2\pi)^3} \int d^3k = \frac{2V}{(2\pi)^3} 4\pi \int k^2 dk \quad (28)$$

A partir de las Ecs. (23) y (28):

$$\langle \delta r, \delta r \rangle = \frac{2}{\pi} \alpha \lambda^2 \int \frac{dk}{k} \quad (29)$$

El límite inferior de  $k$  es:

$$k_l = \frac{\pi}{a_0} = 5.936 \times 10^{10} \text{ m}^{-1} \quad (30)$$

y el límite superior es:

$$k_0 = \frac{mc}{\hbar} = 6.570 \times 10^{10} \text{ m}^{-1} \quad (31)$$

donde  $a_0$  es el radio de Bohr. Por lo tanto:

$$\langle \delta r, \delta r \rangle = \frac{2}{\pi} \alpha \lambda^2 \int_{\frac{\pi}{a_0}}^{\frac{mc}{\hbar}} \frac{dk}{k} = \frac{2}{\pi} \alpha \lambda^2 \left[ \ln \frac{1}{k} \right]_{\frac{\pi}{a_0}}^{\frac{mc}{\hbar}} = 2.616 \times 10^{-27} \text{ m}^2 \quad (32)$$

Este resultado proporciona el valor exacto del corrimiento de Lamb hasta un primer orden en  $\langle \delta r, \delta r \rangle$ .

Sin embargo, hay términos de orden superior de la serie de Taylor (1):

$$\langle \Delta \phi_0 \rangle = \langle \Delta \phi_0^{(2)} \rangle + \langle \Delta \phi_0^{(4)} \rangle + \langle \Delta \phi_0^{(6)} \rangle + \dots \quad (33)$$

a considerarse, con

$$f = \phi_0 \quad (34)$$

La serie utiliza los resultados del cálculo anterior:

$$\langle \Delta \phi_0 \rangle = \frac{1}{6} \langle \delta \underline{r} \cdot \delta \underline{r} \rangle \nabla^2 \phi_0 + \dots \quad (34.b)$$

La teoría habitual del corrimiento de Lamb utiliza solamente:

$$\langle \Delta \phi_0 \rangle = \frac{t_{fc}}{6\pi a_0} \log \frac{1}{\epsilon \pi \alpha} \quad (35)$$

(Ver Nota 398(3)), pero el cálculo completo conduce a:

$$\langle \Delta \phi_0 \rangle = \frac{t_{fc}}{6\pi a_0} \log \frac{1}{\epsilon \pi \alpha} + \langle \Delta \phi_0^{(A)} \rangle + \langle \Delta \phi_0^{(B)} \rangle + \dots \quad (36)$$

utilizando la serie de Taylor tensorial (1). Tal como se mostró en la Nota 398(5):

$$\langle \delta \underline{r} \cdot \delta \underline{r} \rangle = \frac{2}{\pi} \alpha \lambda^2 \log \frac{1}{\epsilon \pi \alpha} = 2,616 \times 10^{-27} \text{ m}^2 \quad (37)$$

con:

$$\langle (\delta \underline{r} \cdot \delta \underline{r})^2 \rangle = \frac{4}{3V} (\alpha \lambda^2)^2 \left( \left( \frac{a_0}{\pi} \right)^3 - \left( \frac{t_{fc}}{mc} \right)^3 \right) = \frac{1,5788 \times 10^{-81} \text{ m}^4}{V} \quad (38)$$

y:

$$\langle (\delta \underline{r} \cdot \delta \underline{r})^3 \rangle = \frac{8\pi \lambda^6 \alpha^3}{6V^2} \left( \left( \frac{a_0}{\pi} \right)^6 - \left( \frac{t_{fc}}{mc} \right)^6 \right) \quad (39)$$

Debe de utilizarse una expresión adecuada para el volumen de radiación. Por ejemplo, si se supone que:

$$V = \frac{4}{3} \pi a_0^3 = 6,207 \times 10^{-31} \text{ m}^3 \quad (40)$$

entonces:

$$\langle (\delta r, \delta v^z) \rangle = 2,544 \times 10^{-51} \text{ m}^4 \quad (41)$$

Si se consideran orbitales no relativistas del átomo de H, entonces los valores esperados de  $r$  pueden emplearse para calcular el volumen de radiación:

$$\langle r \rangle (1s) = \int \psi^* r \psi d\tau = \frac{3}{2} a_0 \quad (42)$$

$$\langle r \rangle (2s) = \int \psi^* r \psi d\tau = 6 a_0 \quad (43)$$

y así en más. También es posible utilizar los valores esperados del volumen esférico clásico (40):

$$\langle V \rangle = \frac{4}{3} \pi \int \psi^* r^3 \psi d\tau \quad (44)$$

para una dada función de onda. La condición de normalización es:

$$\int \psi^* \psi d\tau = 1 \quad (45)$$

Finalmente, los componentes de la conexión de espín vectorial se computan a partir

de:

$$\langle \Delta E \rangle = \langle \Delta E_x \rangle \underline{i} + \langle \Delta E_y \rangle \underline{j} + \langle \Delta E_z \rangle \underline{k} = \omega \underline{\phi}_0 \quad (46)$$

En el segundo orden de la serie de Taylor:

$$\langle \Delta E_x \rangle^{(2)} = \frac{1}{6} \langle \delta r, \delta v \rangle \nabla^2 E_x = \omega_x \phi_0 \quad (47)$$

donde:

$$E_x = - e^z \frac{x}{(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}} \quad (48)$$

y en forma similar para los componentes Y y Z. En el nivel clásico:



$$\langle \Delta E_x \rangle^{(2)} = \langle \Delta E_y \rangle^2 = \langle \Delta E_z \rangle^2 = 0 \quad (49)$$

como en UFT397. De manera que:

$$-\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \omega_x = \langle \Delta E_x \rangle^{(4)} + \langle \Delta E_x \rangle^{(6)} + \dots \quad (50)$$

$$-\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \omega_y = \langle \Delta E_y \rangle^{(4)} + \langle \Delta E_y \rangle^{(6)} + \dots \quad (51)$$

$$-\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \omega_z = \langle \Delta E_z \rangle^{(4)} + \langle \Delta E_z \rangle^{(6)} + \dots \quad (52)$$

Estos componentes de la conexión de espín se computan y grafican en la Sección 3.

### 3. Análisis numérico y gráfico.

A continuación, analizaremos numéricamente los promedios de fluctuación de orden superior. En la sección precedente, se obtuvieron las Ecs. (37-39) para los promedios de radio de fluctuación  $\delta r$  de segundo, cuarto y sexto orden. Los últimos dos dependen del volumen de radiación  $V$ . Para nuestro ejemplo suponemos

$$V = \frac{4}{3} \pi \langle r \rangle^3 \quad (53)$$

donde  $\langle r \rangle$  es el radio medio de los estados atómicos  $s$  del átomo de hidrógeno. Los resultados se incluyen en la Tabla 1 para los tres primeros estados  $s$ . Los radios se conocen a partir de promedios de función de onda, ver las Ecs. (42, 43). Los volúmenes aumentan con el radio. Los promedios  $\langle \delta r \cdot \delta r \rangle$  no dependen del radio y son iguales para todos los estados. Los promedios de orden superior son por lo menos 30 órdenes de magnitud más pequeños. Un dato interesante es que, para los valores del estado  $1s$ , el término de sexto orden es más grande que el término de cuarto orden. Habitualmente, los órdenes superiores deberían de dar valores promedio más pequeños. Éste es el caso para los estados  $2s$  y  $3s$ .

state	$\langle r \rangle$	$V$	$\langle \delta r \cdot \delta r \rangle$	$\langle (\delta r \cdot \delta r)^2 \rangle$	$\langle (\delta r \cdot \delta r)^3 \rangle$
$1s$	$\frac{3}{2} a_0$	$2.095 \cdot 10^{-30}$	$2.616 \cdot 10^{-27}$	$3.602 \cdot 10^{-57}$	$1.341 \cdot 10^{-56}$
$2s$	$6a_0$	$1.341 \cdot 10^{-28}$	$2.616 \cdot 10^{-27}$	$5.628 \cdot 10^{-59}$	$5.115 \cdot 10^{-62}$
$3s$	$\frac{27}{2} a_0$	$1.527 \cdot 10^{-27}$	$2.616 \cdot 10^{-27}$	$4.941 \cdot 10^{-60}$	$3.461 \cdot 10^{-65}$

Tabla 1: promedios de fluctuación  $\delta r$  para estados  $s$  del átomo de hidrógeno en unidades del SI.

En el nivel clásico, el componente  $X$  del campo coulombico eléctrico (normalizado) es

$$E_X = - \frac{X}{(X^2 + Y^2 + Z^2)^{3/2}} \cdot \quad (54)$$

Utilizando el método de promediado isotrópico, como en los documentos anteriores, obtenemos los valores de contribuciones de fluctuación  $\langle \Delta E_X \rangle^{(4)}$  y  $\langle \Delta E_X \rangle^{(6)}$ . Insertando éstos en la Ec. (50), se obtienen las siguientes contribuciones para el vector de conexión de espín

$$\omega_X^{(4)} = \frac{35X (3Z^4 - 3Y^2 Z^2 - 5X^2 Z^2 + 3Y^4 - 5X^2 Y^2 + X^4)}{18(Z^2 + Y^2 + X^2)^5} \quad (55)$$

$$\cdot \langle (\delta \mathbf{r} \cdot \delta \mathbf{r})^2 \rangle,$$

$$\omega_X^{(6)} = \frac{7X}{9(Z^2 + Y^2 + X^2)^7} \cdot (8Z^6 - 75Y^2 Z^4 - 15X^2 Z^4 - 75Y^4 Z^2 + 300X^2 Y^2 Z^2 - 21X^4 Z^2 + 8Y^6 - 15X^2 Y^4 - 21X^4 Y^2 + 2X^6) \quad (56)$$

$$\cdot \langle (\delta \mathbf{r} \cdot \delta \mathbf{r})^3 \rangle.$$

Estas contribuciones a la conexión de espín, junto con su suma  $\omega_X$ , se representan gráficamente en la Fig. 1, estableciendo  $\delta r = 0.2$  tal como se utilizó en las gráficas de documentos anteriores. Los términos de conexión de espín son positivos, mientras que el campo de Coulomb  $E_x$  es negativo. La conexión de espín se encuentra más concentrada hacia el centro de carga debido a sus exponentes más grandes en el denominador.

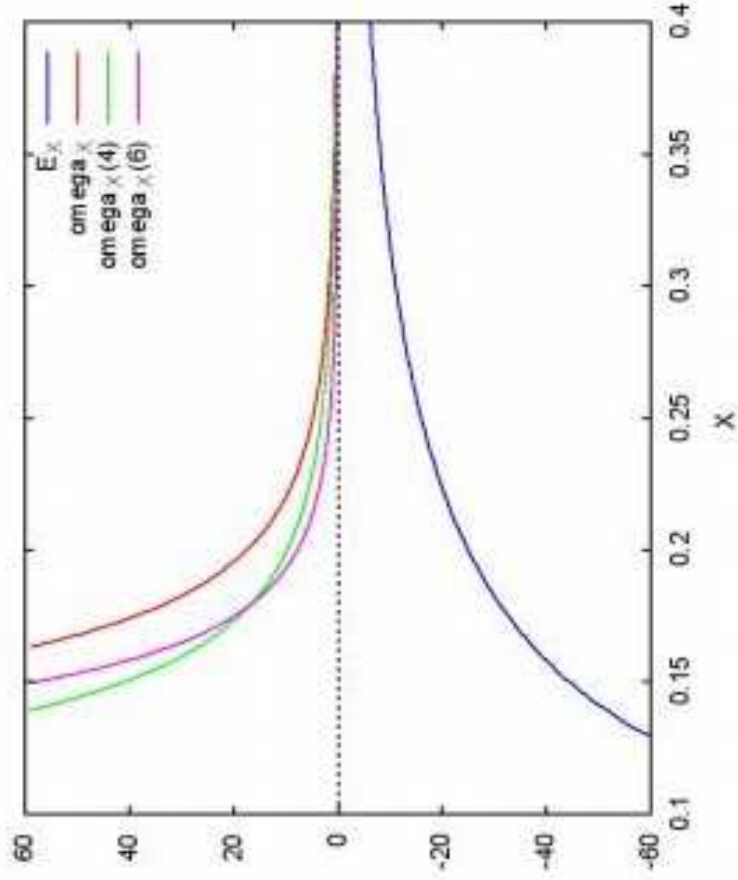


Figura 1: Componente X de los términos del campo de Coulomb y de la conexión de espín de orden 4 y 6.

## 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](http://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](http://www.aias.us) y [www.upitec.org](http://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<sup>(3)</sup> Field” (World Scientific 2001, de libre acceso en la sección Omnia Opera del portal [www.aias.us](http://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. Vugier, “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](http://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<sup>(3)</sup>: 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. Vigiér, 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).