

## Las ecuaciones de Hamilton de la *teoría m*.

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.

La *teoría m*, recientemente inferida, una inferencia a partir de la teoría de campo unificada ECE, se desarrolla empleando las ecuaciones de movimiento de Hamilton y las ecuaciones de Hamilton Jacobi, dos formalismos completos de la dinámica clásica. Se demuestra que las ecuaciones de Hamilton dan la misma fuerza del vacío que las ecuaciones de Euler Lagrange utilizadas en el documento UFT417, otorgando una verificación cruzada rigurosa de conceptos y técnicas. La dinámica de Hamilton Jacobi se emplea para calcular y computar la acción de la *teoría m* en preparación para cuantización.

*Palabras clave:* teoría de campo unificada ECE, teoría m, ecuaciones de Hamilton.

## 1. Introducción.

En recientes documentos de esta serie [1-41] se han desarrollado las dinámicas de Hamilton y de Hamilton Jacobi, y se han aplicado en el nivel clásico y en el nivel ECE2. En la Sección 2, las ecuaciones de Hamilton y de Hamilton Jacobi se aplican a la teoría m, y se demuestra que la fuerza del vacío puede definirse como la fuerza debida al espacio-tiempo con simetría esférica más general (espacio m). Se demuestra que la fuerza debida al espacio m calculada con las ecuaciones de Hamilton es la misma que la fuerza debida al espacio m calculada a través de las ecuaciones de Euler Lagrange en el documento UFT417. Esta es otra demostración rigurosa de la consistencia interna de conceptos y cálculos. El formalismo de Hamilton Jacobi se utiliza para calcular la función de acción en preparación para la cuantización. En la Sección 3 se verifican los cálculos mediante álgebra computacional y los resultados principales se presentan en forma gráfica.

Ese documento constituye una breve sinópsis de la Nota de Acompañamiento 427(1), publicada junto con el documento UFT427. Las Notas 427(2) y siguientes se utilizan para el documento UFT428, referido a la cuantización de la teoría m.

## 2. Ecuaciones de Hamilton y de Hamilton Jacobi.

Consideremos el momento relativista de la teoría m:

$$p_i = \gamma m v_i \quad (1)$$

en el marco  $(r_i, \phi)$ , donde [1-41]:

$$r_i = \frac{r}{m(r_i)^{1/2}} \quad (2)$$

y

$$v_i = \frac{v_N}{m(r_i)^{1/2}} \quad (3)$$

donde  $v_N$  es la velocidad newtoniana.

Se deduce que:

$$p_i^2 c^2 = \gamma^2 m^2 v_i^2 c^2 \quad (4)$$

donde el factor de Lorentz generalizado de la teoría m es:

$$\gamma = \left( m(r_i) - \frac{v_i^2}{c^2} \right)^{-1/2} \quad (5)$$

Por lo tanto:

$$P_i^2 c^2 = \gamma^2 m^2 c^4 \left( m(r_i) - \frac{1}{\gamma^2} \right) = \frac{E^2}{m(r_i)^2} - m^2 c^4 \quad (6)$$

Se deduce que la ecuación de energía de Einstein en la teoría m es:

$$E^2 = m(r_i) (P_i^2 c^2 + m^2 c^4) \quad (7)$$

El hamiltoniano de la teoría m es:

$$\begin{aligned} H &= m(r_i) \gamma m c^2 - \frac{m M G}{r_i} \\ &= \left( m(r_i) (P_i^2 c^2 + m^2 c^4) \right)^{1/2} - \frac{m M G}{r_i} \end{aligned} \quad (8)$$

Definimos ahora las coordenadas generalizadas conjugadas canónicamente de Hamilton como:

$$P_r = P_i \quad , \quad q_r = r_i \quad (9)$$

y

$$P_\phi = L_i \quad , \quad q_\phi = \phi \quad (10)$$

Las ecuaciones de Hamilton son:

$$\dot{p}_r = - \frac{\partial H}{\partial q_r} \quad (11)$$

$$\dot{q}_r = \frac{\partial H}{\partial P_r} \quad (12)$$

$$\dot{p}_\phi = - \frac{\partial H}{\partial q_\phi} \quad (13)$$

$$\dot{q}_\phi = \frac{\partial H}{\partial P_\phi} \quad (14)$$

A partir de la Ec. (11):

$$\dot{p}_i = - \frac{m M G}{r_i^2} - \frac{\partial}{\partial r_i} \left( m(r_i) (P_i^2 c^2 + m^2 c^4) \right)^{1/2} = - \frac{m M G}{r_i^2} - \frac{E}{m(r_i)^{3/2}} \frac{\partial (m^{1/2}(r_i))}{\partial r_i} \quad (15)$$

A partir del análisis lagrangiano de UFT417:

$$\dot{p}_1 = -\frac{mMG}{r_1^2} - \frac{\gamma mc^2}{2} \frac{\partial u(r_1)}{\partial r_1} \quad (16)$$

Ahora utilizamos:

$$E = u(r_1) \gamma mc^2 \quad (17)$$

y comparamos las Ecs. (15) y (16)

$$\frac{E}{u(r_1)^{1/2}} \frac{\partial}{\partial r_1} (u^{1/2}(r_1)) = \frac{E}{2u(r_1)} \frac{\partial u(r_1)}{\partial r_1} \quad (18)$$

para obtener:

$$\frac{\partial}{\partial r_1} (u^{1/2}(r_1)) = \frac{1}{2u^{1/2}(r_1)} \frac{\partial u(r_1)}{\partial r_1} \quad (19)$$

Sea

$$f = u(r_1)^{1/2} \quad (20)$$

para hallar que:

$$\frac{\partial f}{\partial r_1} = \frac{\partial f}{\partial u(r_1)} \frac{\partial u(r_1)}{\partial r_1} = \frac{1}{2u^{1/2}(r_1)} \frac{\partial u(r_1)}{\partial r_1} \quad (21)$$

Por lo tanto, se confirma la Ec. (19), mostrando que la fuerza a partir del espacio  $m$  es la misma en el sistema de dinámicas de Hamilton y de Euler Lagrange, Q. E. D. La magnitud de la fuerza es:

$$F = -\frac{mc^2}{2} \gamma \frac{\partial u(r_1)}{\partial r_1} = -\frac{E}{u(r_1)^{1/2}} \frac{\partial}{\partial r_1} (u^{1/2}(r_1)) \quad (22)$$

Por lo tanto, los conceptos y cálculos son rigurosamente consistentes, y muestran que el espacio  $m$  produce una fuerza y energía que está ausente en el espacio-tiempo de Minkowski y en la mecánica clásica en el nivel newtoniano.

La ecuación de Hamilton (12) da:

$$\dot{r}_i = \frac{\partial H}{\partial p_i} \quad (23)$$

donde:

$$H = \left( m(r_i) (p_i^2 c^2 + m^2 c^4) \right)^{1/2} - \frac{mMG}{r_i} \quad (24)$$

Por lo tanto:

$$\frac{\partial H}{\partial p_i} = \frac{m(r_i) p_i c^2}{m(r_i) \gamma m c^2} = \frac{p_i}{m \gamma} \quad (25)$$

donde utilizamos:

$$E = m(r_i) \gamma m c^2 = \left( m(r_i) (p_i^2 c^2 + m^2 c^4) \right)^{1/2}. \quad (26)$$

Por lo tanto:

$$p_i = \gamma m \dot{r}_i \quad (27)$$

que es la definición correcta del momento relativista, Q. E. D. Las ecuaciones de Hamilton aplicadas a la teoría m son rigurosamente consistentes, Q. E. D.

Para ampliar la teoría a coordenadas polares planas utilizamos:

$$\underline{p}_i = \gamma m \underline{\dot{r}}_i = \gamma m (\dot{r}_i \underline{e}_r + r_i \dot{\phi} \underline{e}_\phi) \quad (28)$$

de manera que:

$$p_i^2 = p_r^2 + \frac{p_\phi^2}{r^2} = p_r^2 + \frac{L_1^2}{r^2} \quad (29)$$

donde:

$$L_1 = p_\phi \quad (30)$$

es el momento angular conservado. La segunda ecuación de Evans Eckardt es:

$$\dot{L}_1 = \frac{dL_1}{dt} = 0. \quad (31)$$

La ecuación de Hamilton (14) da:

$$\dot{\phi} = \frac{\partial H}{\partial L_1} \quad (32)$$

donde el hamiltoniano es:

$$H = \left( m(r_1) \left( L_1^2 + \frac{L_1^2}{r_1^2} \right) c^2 + m^2 c^4 \right)^{1/2} - \frac{mMG}{r_1} \quad (33)$$

Se deduce entonces que:

$$\dot{\phi} = \frac{\partial H}{\partial L_1} = \frac{m(r_1) L_1 c^2}{r_1^2 m(r_1) \gamma m c^2} = \frac{L_1}{\gamma m r_1^2} \quad (34)$$

es decir

$$L_1 = \gamma m r_1^2 \dot{\phi} \quad (35)$$

que es el momento angular de la teoría m hallado mediante un análisis de Euler Lagrange en el documento UFT417, Q. E. D.

La teoría m en dinámica de Hamilton y de Euler Lagrange resulta con una rigurosa consistencia interna, y ambas teorías dan los mismos resultados. Esta es una verificación rigurosa de la consistencia interna de conceptos y cálculos.

Las ecuaciones de Hamilton Jacobi de la teoría m se obtienen a partir de la Ec. (33) utilizando:

$$p_r = \frac{\partial S}{\partial r} \quad , \quad p_\phi = \frac{\partial S}{\partial \phi} \quad (36)$$

donde S es la función de acción:

$$S = S_r + S_\phi \quad (37)$$

Por lo tanto, las ecuaciones de Hamilton Jacobi de la teoría m son:

$$E_1 = \left( m(r_1) \left( \left( \frac{\partial S_r}{\partial r} \right)^2 + \frac{L_1^2}{r_1^2} \right) c^2 + m^2 c^4 \right)^{1/2} - \frac{mMG}{r_1} \quad (38)$$

y

$$L_1 = \frac{\partial S_\phi}{\partial \phi} \quad (39)$$

Estas ecuaciones se integran en forma computacional en la Sección 3, para dar las funciones de acción  $S_r$  y  $S_\phi$ . Esto constituye una ruta hacia la cuantización de la teoría m, porque el cuanto de acción es  $\hbar$  y es la base misma de la mecánica cuántica. -----

### 3. Cálculos y gráficas adicionales.

#### 3.1 Ecuaciones de Hamilton de movimiento central en la teoría m.

Hemos evaluado las ecuaciones de Hamilton de la teoría m en dos formulaciones del hamiltoniano. Esto se lleva a cabo en analogía al documento UFT 426, Tablas 2 y 3. Resolvimos las ecuaciones de Hamilton de movimiento central en un marco inercial y en un sistema de coordenadas polares planas. La forma general de las ecuaciones de Hamilton es

$$\dot{q}_i = \frac{\partial H}{\partial p_i} \quad (40)$$

$$\dot{p}_i = -\frac{\partial H}{\partial q_i} \quad (41)$$

donde  $q_i$  son las coordenadas canónicas o generalizadas y  $p_i$  son los momentos canónicos conjugados. El subíndice  $i$  se refiere a los componentes de las coordenadas. La coordenada radial  $r$  debe reemplazarse con  $r_1$  en la teoría m, tal como se define en a Ec. (2). En coordenadas polares planas tenemos

$$q_1 = r_1 = \frac{r}{\sqrt{m(r_1)}}, \quad (42)$$

$$q_2 = \phi, \quad (43)$$

$$p_1 = m \dot{q}_1, \quad (44)$$

$$p_2 = \gamma m q_1^2 \dot{q}_2, \quad (45)$$

con el factor  $\gamma$  generalizado

$$\gamma = \left( m(q_1) - \frac{p_1^2 + \frac{p_2^2}{q_1^2}}{m^2 c^2} \right)^{-\frac{1}{2}}. \quad (46)$$

Las ecuaciones de Hamilton resultantes, expresadas con el factor  $\gamma$ , se han listado en la Tabla 1. Comparada con el caso inercial, la coordenada angular da términos adicionales para  $\dot{q}_2$  y  $\dot{p}_1$ . Hallamos los términos típicos de la teoría m con factores de  $m(q_1)$  y  $dm(q_1)/dq_1$ . Se encuentran efectos similares para el hamiltoniano alterno de la Tabla 2, donde aparece la función característica  $\epsilon_1$  en lugar del factor  $\gamma$ , como ya se ha comentado en el documento UFT 426.

Las ecuaciones de a Tabla 1 se han resuelto numéricamente para un sistema modelo. La Fig. 1 muestra la órbita para  $m = 1$ . Hay una precesión negativa para los parámetros utilizados. Se tomaron los mismos parámetros y condiciones iniciales en el cálculo representado en la Fig. 2, utilizando una función m exponencial, tal como se ha empleado en documentos previos. El tipo de órbita cambia a una fuerte precesión positiv, Tal como se ha observado previamente, las desviaciones respecto de la teoría newtoniana se manifiestan a través de varios tipos de precesión.



sistema	$\gamma$ y Hamiltoniano	ecuaciones de Hamilton
inercial	$\gamma = \left( m(q_1) - \frac{p_1^2}{m^2 c^2} \right)^{-1/2}$ $H = m(q_1) \gamma m c^2 - \frac{GMm}{q_1}$	$\dot{q}_1 = m(q_1) \gamma^3 \frac{p_1}{m}$ $\dot{q}_2 = 0$ $\dot{p}_1 = \frac{dm(q_1)}{dq_1} \gamma m c^2 \left( m(q_1) \frac{\gamma^2}{2} - 1 \right) - \frac{GMm}{q_1^2}$ $\dot{p}_2 = 0$
coord.polares	$\gamma = \left( m(q_1) - \frac{p_1^2 + p_2^2/q_1^2}{m^2 c^2} \right)^{-1/2}$ $H = m(q_1) \gamma m c^2 - \frac{GMm}{q_1}$	$\dot{q}_1 = m(q_1) \gamma^3 \frac{p_1}{m}$ $\dot{q}_2 = m(q_1) \gamma^3 \frac{p_2}{mq_1^2}$ $\dot{p}_1 = \frac{dm(q_1)}{dq_1} \gamma m c^2 \left( m(q_1) \frac{\gamma^2}{2} - 1 \right) + m(q_1) \gamma^3 \frac{p_2^2}{mq_1^3} - \frac{GMm}{q_1^2}$ $\dot{p}_2 = 0$

Tabla 1: Ecuaciones de Hamilton de la teoría m en un marco inercial y coordenadas polares planas.

sistema	$\epsilon_1$ y Hamiltoniano	ecuaciones de Hamilton
inercial	$H = \sqrt{m(q_1)} \sqrt{c^2 p_1^2 + m^2 c^4} - \frac{GMm}{q_1}$	$\dot{q}_1 = \sqrt{\frac{m(q_1)}{c^2 p_1^2 + m^2 c^4}} c^2 p_1$ $\dot{q}_2 = 0$ $\dot{p}_1 = \frac{1}{2} \frac{dm(q_1)}{dq_1} \sqrt{\frac{c^2 p_1^2 + m^2 c^4}{m(q_1)}} - \frac{GMm}{q_1^2}$ $\dot{p}_2 = 0$
coord.polar	$\epsilon_1 = \left( c^2 \left( \frac{p_1^2}{q_1^2} + p_1^2 \right) + m^2 c^4 \right)^{-1/2}$ $H = \sqrt{m(q_1)} \sqrt{c^2 \left( \frac{p_1^2}{q_1^2} + p_1^2 \right) + m^2 c^4} - \frac{GMm}{q_1}$	$\dot{q}_1 = \sqrt{m(q_1)} \epsilon_1 c^2 p_1$ $\dot{q}_2 = \sqrt{m(q_1)} \frac{\epsilon_1 c^2 p_2}{q_1^2}$ $\dot{p}_1 = -\frac{dm(q_1)}{dq_1} \frac{1}{2\epsilon_1 \sqrt{m(q_1)}} + \sqrt{m(q_1)} \frac{\epsilon_1 c^2 p_2^2}{q_1^3} - \frac{GMm}{q_1^2}$ $\dot{p}_2 = 0$

Tabla 2: Ecuaciones de Hamilton de la teoría m en un marco inercial y coordenada polares planas, forma alternativa.

### 3.2 Cómputo de la función de acción $S_r$ en la teoría m.

La ecuación de Hamilton-Jacobi (38) de la teoría m se ha resuelto de un modo similar al descrito en el documento UFT 426. Mediante la teoría m sólo se agrega en forma múltiple un factor de  $m(q_1)$  como expresiones deducidas en el documento precedente. Podríamos simplificar el método de solución y evitar así una ecuación cuártica. La ecuación diferencial resultante es

$$\frac{\partial S_r(q_1)}{\partial q_1} = \pm \frac{\sqrt{-(c^4 m^2 q_1^2 + L^2 c^2) m(q_1) + E^2 q_1^2 + 2EGMmq_1 + G^2 M^2 m^2}}{cq_1 \sqrt{m(q_1)}}. \quad (47)$$

Esta ecuación no tiene solución analítica con un  $m(q_1)$  general. Representamos gráficamente dos soluciones con valores constantes de  $m(q_1) = 1$  y  $m(q_1) = 0.99$ , ver Fig. 1. Para  $m(q_1) = 1$  se obtiene el mismo resultado que el hallado para el documento UFT 426. Para  $m(q_1) = 0.99$ , los resultados difieren significativamente, pues el radio orbital casi se duplica. Como antes, hallamos que los resultados dependen de una manera muy sensible de la forma de  $m(q_1)$ . Los efectos son similares a los obtenidos en teoría de caos, donde muy pequeños cambios de las evaluaciones de estado provocan grandes desviaciones de las trayectorias resultantes.

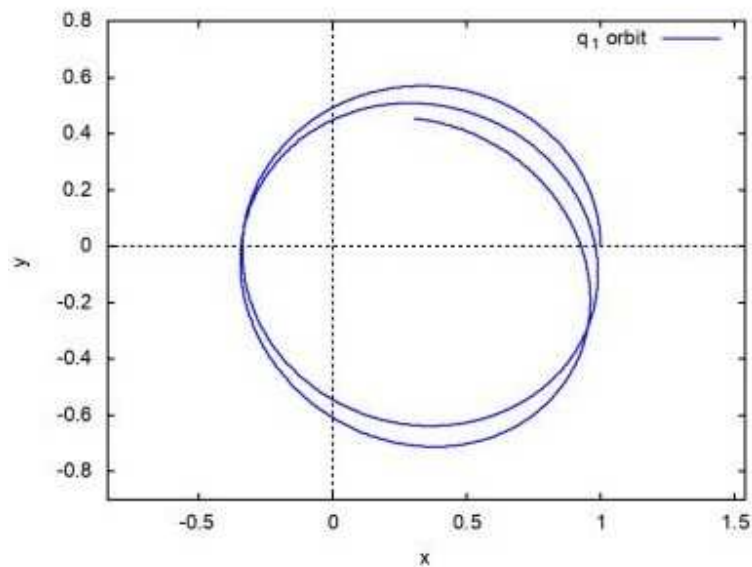


Figura 1: Órbita del movimiento central a partir de las ecuaciones de Hamilton,  $m = 1$ .

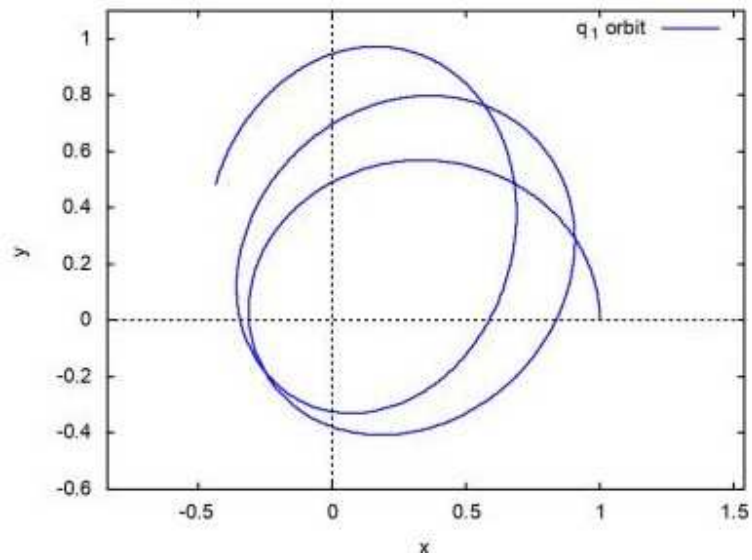


Figura 2: Órbita de movimiento central a partir de ecuaciones de Hamilton, función m exponencial.

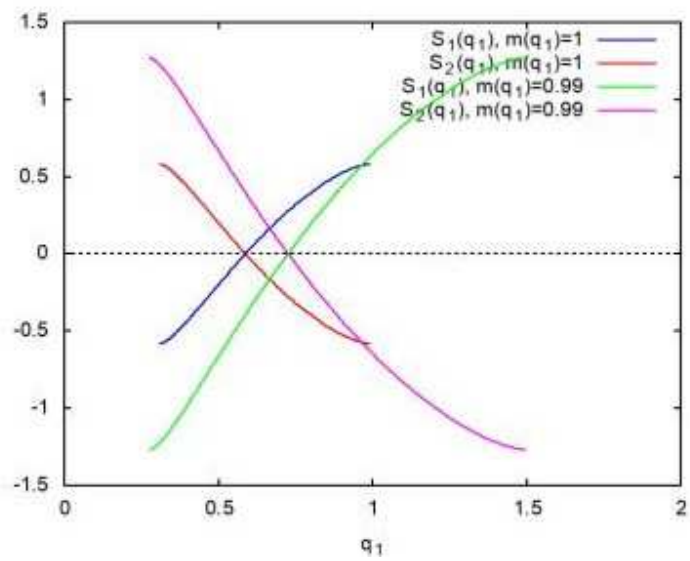


Figura 3: Soluciones de la acción  $Sr(q_1)$  de la teoría m.

## 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  $B^{(3)}$  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. Vigié, “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 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).