

## Formalismo de Hamilton Jacobi.

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.e3m.net](http://www.e3m.net))

### Resumen.

Se desarrolla la formulación de Hamilton Jacobi (HJ) de la teoría ECE2 en preparación para un desarrollo de HJ de la *teoría m*. La acción se encuentra por integración de la ecuación de HJ. Se incluye un amplio análisis computacional de las ecuaciones de Hamilton en relatividad restringida.

*Palabras clave:* teoría ECE2, ecuaciones de Hamilton Jacobi y ecuaciones de Hamilton.

## 1. Introducción.

En recientes documentos de esta serie [1-41] se ha aplicado la dinámica de Euler Lagrange y de Hamilton a la *teoría m*, dando así información que no se encuentra disponible cuando se considera únicamente las ecuaciones de Euler Lagrange. Recientemente se ha desarrollado un cuarto sistema completo de dinámica, la dinámica de Evans Eckardt, basada sencillamente en el hecho de que el hamiltoniano y el momento angular son constantes de movimiento en cualquier nivel, clásico, relativista restringido, *teoría m* y dinámica cuántica. Se creía en el pasado que los tres sistemas completos de dinámica eran las ecuaciones de Euler Lagrange, Hamilton y Hamilton Jacobi.

Este documento constituye una breve sinopsis de detallados cálculos hallados en las Notas de Acompañamiento UFT426, publicadas en los portales [www.aias.us](http://www.aias.us) y [www.upitec.org](http://www.upitec.org). Estas Notas conforman una parte intrínseca del documento, y debieran de leerse junto con el mismo. La Nota 426(1) da las ecuaciones fundamentales de la dinámica de Euler Lagrange Hamilton y deduce una nueva ecuación de movimiento de la dinámica de Hamilton. La Nota 426(2) utiliza la nueva ecuación para mostrar que la función  $m(r_1)$  de la *teoría m* no posee dependencia respecto de la velocidad newtoniana  $v_N$ . Las Notas 426(3) y 426(4) son un repaso del sistema de dinámica de Hamilton Jacobi. La Nota 426(5) brinda una nueva formulación de la ecuación de Hamilton Jacobi, y la Nota 426(6) computa la acción de la ecuación de Hamilton Jacobi aplicada a la teoría ECE2, que desarrolla las ecuaciones de relatividad restringida en un espacio con valores de curvatura y torsión finitos. Estos resultados constituyen una preparación para la aplicación del sistema de dinámica de Hamilton Jacobi a la *teoría m* en futuros trabajos.

La Sección 2 computa la acción de la formulación de Hamilton Jacobi de la teoría ECE2, y la Sección 3 brinda un extenso análisis computacional de las ecuaciones de Hamilton.

## 2. Desarrollo de Hamilton y de Hamilton Jacobi de la teoría ECE2.

Definimos el hamiltoniano de la teoría ECE como:

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

donde  $p$  es el momento lineal relativista:

$$p = \gamma m v_N \quad (2)$$

y  $m$  es la masa de un objeto que gira en órbita alrededor de  $M$ . La constante de Newton es  $G$  y  $r$  es la distancia entre  $m$  y  $M$ . Las coordenadas generalizadas conjugadas canónicamente  $p$  y  $q$  de la dinámica de Hamilton se eligen como:

$$P_r = \gamma m v_N, \quad q_r = r \quad (3)$$

y

$$P_\phi = L, \quad q_\phi = \phi \quad (4)$$

donde  $L$  es el momento angular, una constante de movimiento y donde  $\phi$  se define por las coordenadas polares planas  $(r, \phi)$ . Las ecuaciones de Evans Eckardt para el sistema son:

$$\frac{dH}{dt} = 0 \quad (5)$$

y

$$\frac{dL}{dt} = 0. \quad (6)$$

La primera ecuación de Hamilton da:

$$\dot{p} = -\frac{\partial H}{\partial r} = -\frac{mMG}{r^2} \quad (7)$$

es decir:

$$\frac{d}{dt} (\gamma m v_N) = -\frac{mMG}{r^2} \quad (8)$$

Se obtiene el mismo resultado a partir del Sistema de dinámica de Euler Lagrange, como se muestra en documentos previos de la serie UFT. Esto constituye una demostración exitosa de la rigurosa consistencia interna de la serie UFT. La segunda ecuación de Hamilton es:

$$\dot{r} = \frac{\partial H}{\partial p} = \frac{pc^2}{(p^2c^2 + m^2c^4)^{1/2}} = \frac{pc^2}{\gamma mc^2} = \frac{p}{\gamma m} \quad (9)$$

donde se ha utilizado:

$$E = \gamma mc^2 = (p^2c^2 + m^2c^4)^{1/2} \quad (10)$$

donde el factor de Lorentz es:

$$\gamma = \left(1 - \frac{v_N^2}{c^2}\right)^{-1/2} \quad (11)$$

Se deduce entonces que a segunda ecuación de Hamilton da:

$$\dot{r} = \frac{p}{\gamma m} \quad (12)$$

es decir

$$p = \gamma m \dot{r} \quad (13)$$

Este es el momento relativista:

$$p = \gamma m v_N \quad (14)$$

en tanto:

$$v_N = \dot{r} \quad (15)$$

Q. E. D.

Para extender a coordenadas polares planas utilizamos:

$$\underline{p} = \gamma m \underline{\dot{r}} = \gamma m (\dot{r} \underline{e}_r + r \dot{\phi} \underline{e}_\phi) \quad (16)$$

Se deduce entonces que:

$$p^2 = p_r^2 + \frac{p_\phi^2}{r^2} \quad (17)$$

Las coordenadas generalizadas angulares son:

$$p_\phi = L, \quad q_\phi = \phi \quad (18)$$

donde el momento angular es:

$$L = \gamma m r^2 \dot{\phi}. \quad (19)$$

La primera ecuación de Hamilton da:

$$\dot{L} = - \frac{\partial H}{\partial \phi} = 0 \quad (20)$$

de manera que  $L$  es una constante de movimiento:

$$\frac{dL}{dt} = 0. \quad (21)$$

Esta es la segunda ecuación de Evans Eckardt.

La segunda ecuación de Hamilton da:

$$\dot{\phi} = \dot{q}_\phi = \frac{\partial H}{\partial L} \quad (22)$$

donde:

$$H = \left( p_r^2 c^2 + \frac{L^2 c^2}{r^2} \right)^{1/2} - \frac{mMG}{r}. \quad (23)$$

Se deduce entonces que:

$$\dot{\phi} = \frac{Lc^2}{\gamma m c^2 r^2} = \frac{L}{m\gamma r^2} \quad (24)$$

ó:

$$L = \gamma m r^2 \dot{\phi} \quad (25)$$

que es la constante angular de movimiento, Q. E. D. Nuevamente, se obtiene el mismo resultado mediante el análisis de Euler Lagrange de la teoría ECE2 [1-41], otra verificación exitosa de la rigurosa consistencia interna de la teoría ECE2.

Con referencia a las Notas de Acompañamiento UFT426, publicadas en los portales [www.aias.us](http://www.aias.us) y [www.upitec.org](http://www.upitec.org), el sistema de dinámica de Hamilton Jacobi define:

$$p_r = \frac{\partial S}{\partial r} \quad ; \quad p_\phi = \frac{\partial S}{\partial \phi} \quad (26)$$

donde  $S$  es la acción total:

$$S = S_r + S_\phi. \quad (27)$$

El cuanto de acción es  $\hbar$ , la constante reducida de Planck. Por lo tanto, la Ec. (23) da las dos ecuaciones de Hamilton Jacobi:

$$E = \left( c^2 \left( \left( \frac{\partial S}{\partial r} \right)^2 + \frac{L^2}{r^2} \right) + m^2 c^4 \right)^{1/2} - \frac{mMG}{r} \quad (28)$$

y

$$L = \frac{\partial S}{\partial \phi} \quad (29)$$

donde  $E$  es la energía total:

$$H = E, \quad (30)$$

Esta ecuación cuantiza la ecuación de Schroedinger:

$$H\psi = E\psi \quad (31)$$

donde  $\psi$  es la función de onda.

Estas ecuaciones pavimentan el camino para la aplicación del formalismo de Hamilton Jacobi a la teoría  $m$  y su eventual cuantización. Ese será el tema de futuro trabajo.

La ecuación de Hamilton Jacobi (28) se integra utilizando el programa Maxima en la Sección 3, por el coautor Horst Eckardt, obteniéndose resultados interesantemente originales descritos en la Sección 3. Ésta última también incluye un amplio análisis numérico de las ecuaciones de Hamilton aplicadas a la teoría ECE2 y a la relatividad restringida.

Las dos ecuaciones de Evans Eckardt:

$$\frac{dH}{dt} = 0, \quad \frac{dL}{dt} = 0, \quad (32)$$

pueden utilizarse con las ecuaciones de Hamilton Jacobi, y el sistema de dinámica de Euler Lagrange puede combinarse con el sistema de dinámica de Hamilton Jacobi. La esencia del sistema HJ es el hallar constantes de movimiento y encontrar la acción. El lagrangiano es la integral de la acción y el Principio de Mínima Acción de Hamilton minimiza la acción para hallar esencialmente toda la física clásica. <

### 3.1 Ecuaciones de Hamilton de movimiento central.

Resolvimos las ecuaciones de Hamilton de movimiento central en un sistema de coordenadas polares planas. La forma general de las ecuaciones de Hamilton es

$$\dot{q}_i = \frac{\partial H}{\partial p_i} \quad (33)$$

$$\dot{p}_i = -\frac{\partial H}{\partial q_i} \quad (34)$$

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. En coordenadas polares esféricas tenemos

$$q_1 = r, \quad (35)$$

$$q_2 = \phi, \quad (36)$$

$$p_1 = m \dot{q}_1, \quad (37)$$

$$p_2 = m q_1^2 \dot{q}_2, \quad (38)$$

donde  $p_2$  debe de incrementarse por un factor  $\gamma$  en el caso relativista, tal como se comentó en la Sección 2. Las ecuaciones de Hamilton para el caso no relativista se han listado en la Tabla 1, primeramente para el sistema inercial, luego para un sistema con dos dimensiones ( $r, \phi$ ). El sistema inercial tiene sólo una coordenada  $q_r = r$ . El movimiento orbital visto como un observador externo se agrega en el sistema polar plano. Al re-expresar (35-38), las ecuaciones de movimiento son las mismas que las obtenidas a partir de las ecuaciones de Euler-Lagrange, que son de segundo grado:

$$\ddot{r} = \dot{\phi}^2 r - \frac{GM}{r^2}, \quad (39)$$

$$\ddot{\phi} = -\frac{2\dot{r}\dot{\phi}}{r}. \quad (40)$$

Las ecuaciones de Hamilton de relatividad restringida se usan con poca frecuencia. El hamiltoniano puede expresarse de dos maneras, ver las Tablas 2 y 3. La primera forma utiliza un factor  $\gamma$ ,

$$\gamma = \left( 1 - \frac{p_r^2 + \frac{p_\phi^2}{q_r^2}}{m^2 c^2} \right)^{-\frac{1}{2}}. \quad (41)$$

Este factor  $\gamma$  difiere de la relatividad restringida establecida, donde se expresa mediante las velocidades:

$$\gamma = \left( 1 - \frac{q_r^2 + q_r^2 q_\phi^2}{c^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (42)$$

Hemos evaluado las ecuaciones de Hamilton con ambas formas del factor  $\gamma$  y hemos hallado que la segunda forma (42) no da resultados que pasan al caso no relativista cuando se considera el límite  $\gamma \rightarrow 1$ . Por lo tanto, utilizamos la forma (41) que contiene los momentos generalizados. A partir de la Tabla 2 puede observarse que hay un aumento de  $\gamma$  en el sistema inercial que da los valores de la Tabla 1 en el límite no relativista. Para el caso bidimensional las ecuaciones se vuelven más complicadas, hay términos adicionales en proporción a  $1/c^2$ , una corrección relativista. El hamiltoniano relativista puede expresarse de un modo alterno, como en la Tabla 3. Aquí no aparece un factor  $\gamma$ . Uno puede definir un factor  $\epsilon_1$ , como se ha listado aquí. Entonces el hamiltoniano puede expresarse simplemente como  $\epsilon_1$

$$H = \frac{1}{\epsilon_1} - \frac{GMm}{q_r} \quad (43)$$

y las ecuaciones de Hamilton resultantes pueden expresarse de una forma muy sencilla utilizando  $\epsilon_1$ , ver la Tabla 3. Se ha mostrado mediante álgebra computacional que estas ecuaciones son idénticas a aquellas obtenidas en la Tabla 2. Sin embargo, las correcciones relativistas no son visibles en forma tan directa como en la forma de la Tabla 2. Para una solución numérica, las ecuaciones de Hamilton se amoldan bien, ya que son sólo de primer orden temporal. Dado que los lados derechos en la Tabla 2 no dependen de las derivadas temporales, las ecuaciones pueden programarse directamente de esta manera. Utilizamos un sistema modelo de una masa en órbita, como en documentos previos. En el caso no relativista obtenemos una elipse, representada en la Fig. 1. La versión relativista conduce a una precesión, ver la Fig. 2. Este es el mismo comportamiento que para la solución de las ecuaciones de Euler-Lagrange, como habría de esperarse. Sin embargo, para parámetros idénticos las elipses son iguales en extensión radial, pero los efectos relativistas son mucho mayores para las ecuaciones de Hamilton. La razón podría ser que el factor  $\gamma$  se define aquí a través de los momentos, mientras que se define a través de velocidades en las ecuaciones de Euler Lagrange. Dado que  $\gamma$  está contenido implícitamente en los momentos, esto podría ser la razón para una solución significativamente diferente con mayores efectos. Tuvimos que aumentar la velocidad de la luz desde 20 a 50 unidades (es decir, efectos relativistas) para obtener aproximadamente la misma precesión mediante las ecuaciones de Hamilton.

### 3.2 Consistencia interna del factor $\gamma$ .

Intentamos resolver el problema de que el factor  $\gamma$  depende de una función que a su vez depende del mismo  $\gamma$ :

$$\gamma = f(\gamma, p_\phi) \quad (44)$$

| sistema     | Hamiltoniano   | Ec.de Hamilton   |
|-------------|--|--|
| inercial    | $H = \frac{p_r^2}{2m} - \frac{GMm}{q_r}$   | $\dot{q}_r = \frac{p_r}{m}$<br>$\dot{q}_\phi = 0$<br>$\dot{p}_r = -\frac{GMm}{q_r^2}$<br>$\dot{p}_\phi = 0$  |
| coord.polar | $H = \frac{1}{2m} \left( p_r^2 + \frac{p_\phi^2}{q_r^2} \right) - \frac{GMm}{q_r}$ | $\dot{q}_r = \frac{p_r}{m}$<br>$\dot{q}_\phi = \frac{p_\phi}{m q_r^2}$<br>$\dot{p}_r = \frac{p_\phi^2}{m q_r^3} - \frac{GMm}{q_r^2}$<br>$\dot{p}_\phi = 0$ |

Tabla 1: Ecuaciones de Hamilton no relativistas en el marco inercial y coord polares planas.

| sistema      | $\gamma$ y Hamiltoniano  | Ec.deHamilton  |
|--------------|--|--|
| inercial     | $\gamma = \left( 1 - \frac{p_r^2}{m^2 c^2} \right)^{-1/2}$<br>$H = \frac{1}{\gamma} \left( \frac{p_r^2}{m} + mc^2 \right) - \frac{GMm}{q_r}$                                   | $\dot{q}_r = \frac{(\frac{2}{\gamma} - \gamma) p_r}{m} - \frac{\gamma p_r^3}{c^2 m^3}$<br>$\dot{q}_\phi = 0$<br>$\dot{p}_r = -\frac{GMm}{q_r^2}$<br>$\dot{p}_\phi = 0$   |
| coord. polar | $\gamma = \left( 1 - \frac{p_r^2 + p_\phi^2/q_r^2}{m^2 c^2} \right)^{-1/2}$<br>$H = \frac{1}{\gamma} \left( \frac{p_r^2 + p_\phi^2/q_r^2}{m} + mc^2 \right) - \frac{GMm}{q_r}$ | $\dot{q}_r = \frac{(\frac{2}{\gamma} - \gamma) p_r}{m} - \frac{\gamma p_r (p_\phi^2/q_r^2 + p_r^2)}{c^2 m^3}$<br>$\dot{q}_\phi = \frac{(\frac{2}{\gamma} - \gamma) p_\phi}{m q_r^2} - \frac{\gamma p_\phi (p_\phi^2/q_r^2 + p_r^2)}{c^2 m^3 q_r^2}$<br>$\dot{p}_r = \frac{(\frac{2}{\gamma} - \gamma) p_\phi^2}{m q_r^3} - \frac{GMm}{q_r^2} - \frac{\gamma p_\phi^2 (p_\phi^2/q_r^2 + p_r^2)}{c^2 m^3 q_r^3}$<br>$\dot{p}_\phi = 0$ |

Tabla 2: Ecuaciones de Hamilton relativistas en marco inercial y coordenadas polares planas.

| sistema      | $\epsilon_1$ y Hamiltoniano  | Ec.deHamilton   |
|--------------|--|---|
| inercial     | $H = \sqrt{c^2 p_r^2 + m^2 c^4} - \frac{GMm}{q_r}$   | $\dot{q}_r = \frac{c^2 p_r}{\sqrt{c^2 p_r^2 + m^2 c^4}}$<br>$\dot{q}_\phi = 0$<br>$\dot{p}_r = -\frac{GMm}{q_r^2}$<br>$\dot{p}_\phi = 0$  |
| coord. polar | $\epsilon_1 = \left( c^2 \left( \frac{p_\phi^2}{q_r^2} + p_r^2 \right) + m^2 c^4 \right)^{-1/2}$<br>$H = \sqrt{c^2 \left( \frac{p_\phi^2}{q_r^2} + p_r^2 \right) + m^2 c^4} - \frac{GMm}{q_r}$ | $\dot{q}_r = \epsilon_1 c^2 p_r$<br>$\dot{q}_\phi = \frac{\epsilon_1 c^2 p_\phi}{q_r^2}$<br>$\dot{p}_r = \frac{\epsilon_1 c^2 p_\phi^2}{q_r^3} - \frac{GMm}{q_r^2}$<br>$\dot{p}_\phi = 0$ |

Tabla 3: Ecuaciones de Hamilton relativistas en marco inercial y coordenadas polares planas, forma alterna.

con

$$p_\phi = \gamma m q_r^2 \dot{q}_\phi. \quad (45)$$

Por simplicidad escribimos

$$p = \gamma m v^2 \quad (46)$$

Con el módulo de la velocidad  $v$ . Esto entonces da

$$\gamma = \left(1 - \frac{\gamma v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}}. \quad (47)$$

Es posible resolver esta ecuación para gamma, obteniéndose dos soluciones.

$$\gamma_{1,2} = \frac{c^2}{2v^2} \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{4v^2}{c^2}}\right). \quad (48)$$

Sólo la solución con el signo negativo da el límite correcto

$$\begin{aligned} \gamma &\longrightarrow 1 \\ v &\longrightarrow 0 \end{aligned} \quad (49)$$

Desafortunadamente, esta solución tiene un polo de  $\gamma$  para  $v = c/2$ . Esto puede evitarse redefiniendo

$$\gamma = \left(1 - \frac{\gamma v^2}{4c^2}\right)^{-\frac{1}{2}}, \quad (50)$$

dando las soluciones

$$\gamma_{1,2} = \frac{2c^2}{v^2} \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}\right). \quad (51)$$

Aquí, el factor  $\gamma$  correcto reaparece, pero no hay límite infinito para  $v \rightarrow c$ , en vez de eso encontramos

$$\begin{aligned} \gamma &\longrightarrow \sqrt{2} \\ v &\longrightarrow c \end{aligned} \quad (52)$$

Interesantemente, se encontró el mismo límite para un factor  $\gamma$  describiendo correctamente la desviación gravitacional de la luz, tal como se describió en trabajos anteriores:

$$\gamma_{\text{foton}} = \left(1 - \frac{v^2}{2c^2}\right)^{-\frac{1}{2}}, \quad (53)$$

que posee el mismo límite para  $v \rightarrow c$ . Ambos factores  $\gamma$  se comparan en la Fig. 3, junto con la definición habitual de  $\gamma$ ,

$$\gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}}, \quad (54)$$

Obviamente, la función  $\gamma$  habitual crece en forma mucho más empinada que las otras. La función a partir del cálculo con consistencia interna crece más lentamente y se encuentra con el  $\gamma$  del fotón en  $v = c$  con  $\gamma = \sqrt{2}$  como se ha descrito. Esto constituye un resultado asombroso, al unir diferentes caminos del desarrollo ECE. La diferencia de los tres factores  $\gamma$  merece una investigación ulterior.

### 3.3 Cómputo de la función de acción $S_r$ .

La función radial de acción  $S_r$  forma parte de la ecuación de Hamilton-Jacobi (28) para el movimiento central. Esta es una ecuación diferencial para  $S_r$ . Es posible hallar una solución para esta función mediante álgebra computacional. Primero, la ecuación (28) debe resolverse para  $(\partial S_r / \partial r)^2$ . Esto da lugar a una ecuación cuártica para  $\partial S_r / \partial r$ . Resolviendo esto da cuatro ecuaciones diferenciales de aspecto similar que contienen los parámetros de (28):

$$\frac{\partial S_r(r)}{\partial r} = \pm \frac{\sqrt{(E^2 - c^4 m^2) r^2 \pm 2EGMmr + G^2 M^2 m^2 - L^2 c^2}}{cr}. \quad (55)$$

Las soluciones son analíticas y dependen fuertemente de las razones entre los parámetros. Por lo tanto, colocamos los parámetros en los cálculos del modelo numérico. Debe de utilizarse la energía total, incluyendo el término  $mc^2$ . Se obtienen cuatro ecuaciones complejas. Las partes reales se han representado gráficamente en la Fig. 4. Puede observarse que estas son (además de una función nula) exactamente dos funciones inversas, probablemente describiendo las dos posibles direcciones de movimiento de la masa en órbita. Las funciones son no constantes exactamente en el rango físico de  $r$ , que en este ejemplo es  $0.3 < r < 1$ . Esta es, obviamente, la primera vez que se ha determinado la función de acción relativista  $S_r$  para el problema del movimiento central.

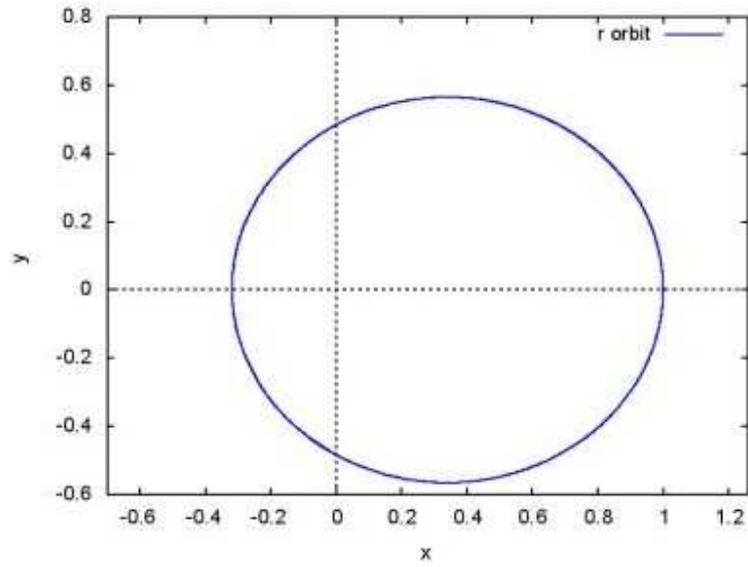


Figura 1: Órbita no relativista de movimiento central a partir de ecuaciones de Hamilton.

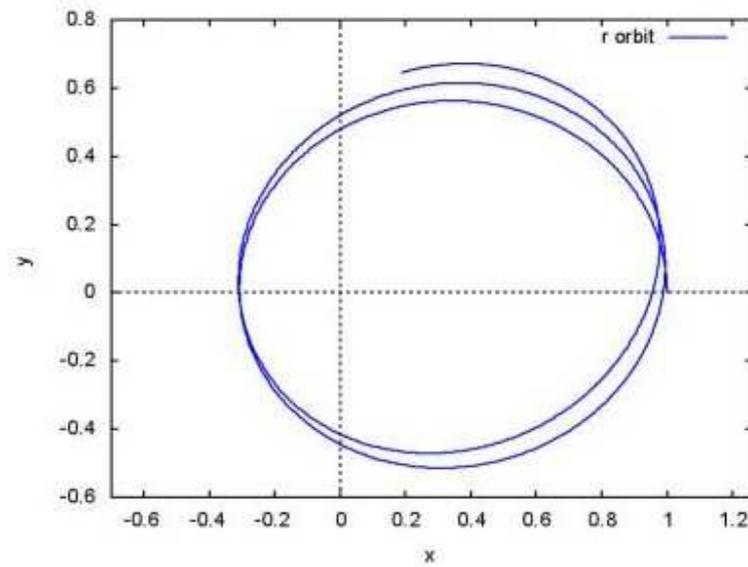


Figura 2: Órbita relativista de movimiento central a partir de ecuaciones de Hamilton.

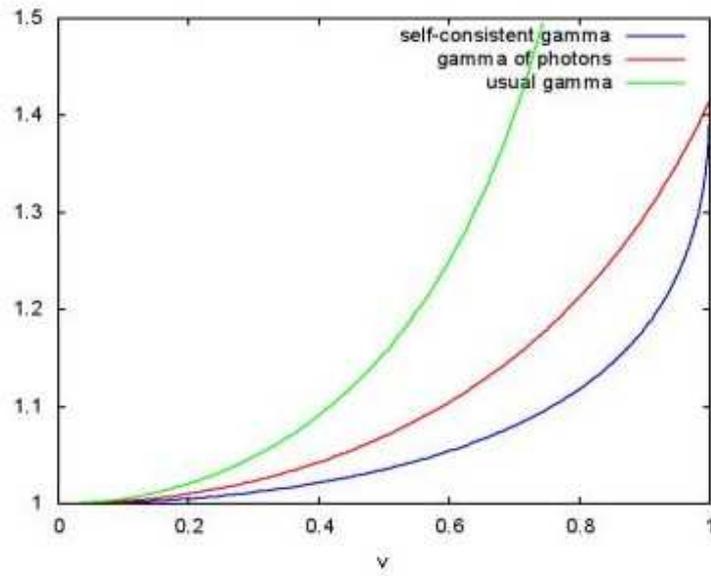


Figura 3: Funciones  $\gamma$  a partir de tres modelos.

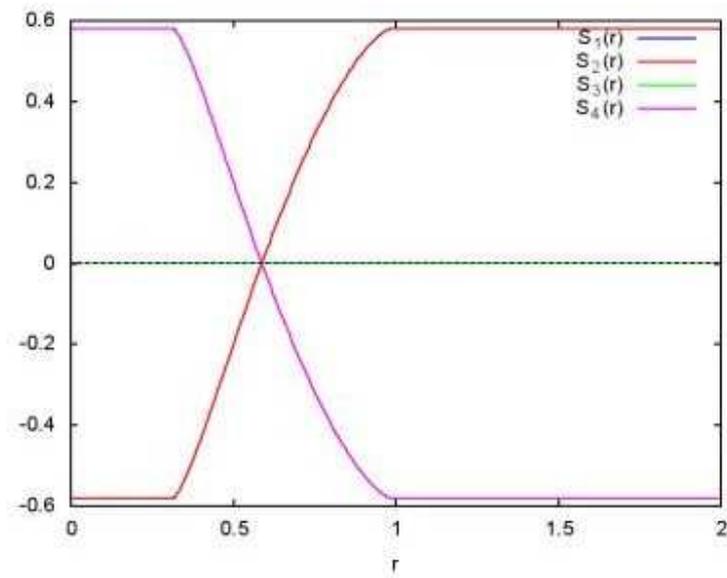


Figura 4: Cuatro soluciones para la acción relativista  $S_r(r)$ .

## 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. 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).