

# Teoría orbital ECE2 en un espacio general con simetría esférica.

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 orbital se desarrolla en el espacio general con simetría esférica, el espacio  $m$ , generalizando la teoría expuesta en el documento UFT414, o sea el documento inmediatamente precedente. Empleando el elemento lineal infinitesimal del espacio  $m$ , se calcula la cinemática de la órbita, y se verifica el método de cálculo a través de las ecuaciones del lagrangiano y de Euler Lagrange relevantes. Se deduce la ecuación relativista de Leibniz en el espacio  $m$ , junto con la ecuación de conservación del momento en el espacio  $m$ . Se encuentra la órbita a través de la integración simultánea de estas dos ecuaciones. Se obtiene la conexión de espín relevante mediante la rotación del elemento lineal infinitesimal.

*Palabras clave:* Teoría ECE2, órbitas en el espacio  $m$ , conexión de espín del espacio  $m$ .

## 1. Introducción.

En documentos inmediatamente precedentes de esta serie [1-41], se ha desarrollado la teoría orbital con una combinación de conceptos, es especial la fuerza del vacío, la rotación del marco de referencia y la conexión de espín. En la Sección 2 de este documento se desarrolla la teoría relativista del documento inmediatamente precedente, el UFT414, en el espacio más general con simetría esférica, denominado espacio  $m$ . La idea del espacio  $m$  se ha empleado en documentos tales como los UFT108 y UFT190 para demostrar que una órbita con encogimiento y precesión puede definirse sin el empleo de la radiación gravitacional. En la obsoleta física establecida, se emplea la incorrecta ecuación de campo de Einstein para afirmar que la órbita del pulsar binario de Hulse Taylor se debe a la radiación gravitacional, pero la omisión de la torsión significa que cualquier inferencia debe de rechazarse porque se basa en una geometría incorrecta. Recientes resultados astronómicos a partir de los sistemas estelares S demuestran que la ecuación de campo de Einstein es incorrecta por un orden de magnitud. De manera que la mítica precisión del modelo establecido ha sido exhibido a nivel experimental como un espejismo.

Este documento constituye una breve sinopsis de extensos cálculos incluidos en las Notas de Acompañamiento del UFT415, publicadas en el portal [www.aias.us](http://www.aias.us). La Nota 415(1) efectúa un desarrollo inicial del lagrangiano y el hamiltoniano en el espacio  $m$ , empleando la métrica estacionaria más general en un espacio-tiempo con simetría esférica, denotado como el espacio  $m$ . La Nota 415(2) efectúa un cálculo inicial de las ecuaciones orbitales en el espacio  $m$ , un cálculo inicial que se desarrolla en la Nota 415(3). La Nota 414(4) calcula las cantidades cinemáticas fundamentales en el espacio  $m$ , comenzando con el vector posición. La Nota 415(5) efectúa un cálculo inicial empleando el método del lagrangiano. La Nota 415(6) emplea la teoría de la rotación del marco para calcular la conexión de espín empleada en la ecuación relativista de Leibniz de la teoría  $m$ . La Nota 415(7) desarrolla la teoría del efecto Sagnac en el espacio  $m$ , basada en los documentos UFT45 y UFT46. La Nota 415(8) es el desarrollo final de la teoría del lagrangiano, dando las mismas ecuaciones orbitales que la teoría cinemática.

La Sección 3 integra las ecuaciones orbitales deducidas en la Sección 2, utilizando métodos numéricos desarrollados por el coautor Horst Eckardt, y ofrece un análisis gráfico de los resultados.

## 2. Las ecuaciones orbitales.

Consideremos el element lineal infinitesimal en las coordenadas polares planas  $r$  y  $\phi$  del espacio con simetría esférica más general [1-41]:

donde:

Para una métrica estacionaria,  $m(r)$  es una función del tiempo por definición. En la Ec. (1):

donde  $\underline{r}$  es el vector posición en el espacio  $m$ . Se deduce entonces que:

Una posible solución de esta ecuación es:

y:

de manera que:

y

Por lo tanto, el vector posición en el espacio  $m$  es:

un resultado que se cumple para cualquier sistema de coordenadas. Se deduce entonces que la velocidad en el espacio  $m$  es:

en donde:

porque por definición de una métrica estacionaria,  $m(r)$  es independiente del tiempo. Se deduce entonces que

El momento relativista del espacio  $m$  es, por lo tanto:

en el cual el factor de Lorentz en el espacio  $m$  es:

El momento angular en el espacio  $m$  es, por lo tanto:

y es una constante de movimiento:

Esta es una de las ecuaciones orbitales, Q. E. D.

A partir de la Ec. (18):

La segunda ecuación orbital es la ecuación de Leibniz relativista en el espacio  $m$ :

donde:

y en donde  $\Omega_r$  es la conexión de espín de la teoría ECE2. A partir de las Ecs. (14) y (20):

de manera que la segunda ecuación orbital es:

La órbita se obtiene resolviendo las Ecs. (19) y (24) en forma numérica, como en la Sección 3.

La Ec. (24) puede simplificarse utilizando:

Se deduce entonces que:

donde:

y:

De manera que la fuerza es:

La ecuación relativista de Leibniz en el espacio  $m$  es, por lo tanto:

En el límite:

se reduce al newtoniano:

De manera que las ecuaciones orbitales en el espacio  $m$  de una métrica estacionaria son:

y

Se requieren métodos para calcular  $m(r)$  y  $\Omega_r$ . En documentos tales como el UFT108 y UFT190 se demostró en UFT108 y en documentos relacionados que una órbita con encogimiento se produce empíricamente mediante:

donde  $\alpha$  es ajustable. En el documento UFT190, se introdujo la función:

donde  $R$  es una longitud característica en cosmología. A medida que

se obtiene el elemento lineal infinitesimal ECE2:

Ahora utilizamos la rotación del marco:

como en UFT414. La rotación del marco cambia:

a:

Se deduce entonces que:

y que la conexión de espín se define mediante:

Esta ecuación se reduce a la conexión de espín calculada en UFT414 para

La función  $m(r)$  puede medirse en forma experimental utilizando el efecto Sagnac, tal como se describe en la Nota 415(7). Consideremos el elemento lineal infinitesimal:

para la luz que atraviesa la plataforma de Sagnac en un plano, como en UFT45 y UFT46. En esta condición:

y:

El efecto Sagnac en un sentido de rotación es la rotación del marco:

y en el otro sentido de rotación es la rotación del marco:

Se deduce entonces que:

de manera que:

Para una revolución de la luz alrededor de la plataforma de Sagnac:

donde  $T$  es el tiempo medible para atravesar la plataforma de Sagnac y  $\omega_1$  es la frecuencia de rotación medible de la plataforma. Por lo tanto,  $m(r)$  puede medirse experimentalmente. En efecto,  $m$  es el efecto de la gravitación sobre el efecto Sagnac, de manera que mediante el uso de grandes interferómetros de Sagnac a diferentes altitudes, el tiempo insumido para atravesar la plataforma es ligeramente distinto y puede deducirse  $m(r)$ .

Las ecuaciones cinemáticas de más arriba pueden verificarse utilizando el método del lagrangiano. Por definición, el momento relativista es:

y la ecuación de Euler Lagrange es:

El lagrangiano es desconocido a priori, pero la elección:

produce los resultados de la teoría cinemática como sigue. Nótese primero que:

Análogamente:

La ecuación de Euler Lagrange es, por lo tanto:

A partir de la Ec. (33 ):

Por lo tanto:

donde:

Se deduce entonces que:

y utilizando el lagrangiano (57)

Se deduce, como en la Nota 415(8), que:

Los dos ecuaciones orbitales son, por lo tanto:

y

que son las Ecs. (19) y (24) Q. E. D.

Por lo tanto, los métodos cinemáticos y del lagrangiano producen los mismos resultados.

### 3. Gráficas e integración numérica.

#### 3.1 Ecuaciones de Euler Lagrange.

Nuestra evaluación mediante álgebra computacional comienza con la forma explícita de las ecuaciones de movimiento (19, 24). Estas deben transformarse en la norma hamiltoniana (es decir, resueltas para  $\ddot{\varphi}$  y  $\ddot{r}$ ) para poder ser resueltas numéricamente mediante el algoritmo de Runge-Kutta. El lagrangiano relativista es

$$\mathcal{L} = -\frac{mc^2}{\gamma} + \frac{mMG}{r} \quad (69)$$

con el factor  $\gamma$  del espacio-tiempo no constante y con simetría esférica

$$\gamma = \left( m(r) - \frac{\dot{r}^2 + r^2 \dot{\varphi}^2}{m(r)c^2} \right)^{-1/2} = \left( m(r) - \frac{v^2}{m(r)c^2} \right)^{-1/2} \quad (70)$$

Esto conduce a la constante de movimiento, el momento angular relativista

$$L = \frac{\gamma}{m(r)} m r^2 \dot{\varphi} = \text{const.} \quad (71)$$

Además, la energía total relativista se conserva por definición:

$$E = (m(r) \gamma - 1) mc^2 - \frac{mMG}{r} = \text{const.} \quad (72)$$

En esta formulación, se ha restado un término constante de energía en reposo,  $mc^2$ , a fin de volverla comparable con la expresión newtoniana, que no contiene la energía en reposo. Este procedimiento es el mismo que el utilizado en la mecánica cuántica relativista. Durante el desarrollo de este documento, tuvimos que tomar la decisión acerca de cómo manejar la – a priori estática – función  $m(r)$ . Suponiendo que esta función es estática en el formalismo de Lagrange conduce a una no conservación de  $L$  y  $E$  en las Ecs. (71, 72). Por lo tanto, la coordenada radial  $r$  que aparece en  $m(r)$  debe de manejarse en la forma tradicional como una coordenada de trayectoria  $r(t)$ . Esto entonces conduce a un perfecto cumplimiento de las leyes de conservación. Uno debe discernir entre campos en el espacio como el potencial gravitacional y  $m(r)$  que son estáticos, y su empleo en las ecuaciones de movimiento, donde se computan las trayectorias  $\varphi(t)$  y  $r(t)$  y todas las cantidades son funciones del tiempo porque las coordenadas de trayectoria describen la posición temporal de un punto de masa en el espacio. El valor de los campos estáticos cambia en estas posiciones a lo largo del tiempo.

Para comparación, presentamos las ecuaciones completas de movimiento, primero para el caso hipotético con la suposición  $dm(r)/dt = 0$ :

$$\ddot{\phi} = \frac{\frac{d}{dr} m(r)}{m(r)} \dot{\phi} \dot{r} \left( 1 - \frac{1}{2\gamma^2 m(r)} \right) + \frac{GM \dot{\phi} \dot{r}}{\gamma c^2 r^2 m(r)} - \frac{2\dot{\phi} \dot{r}}{r}, \quad (73)$$

$$\begin{aligned} \ddot{r} = & \frac{\frac{d}{dr} m(r)}{m(r)} \dot{\phi}^2 r^2 \left( \frac{1}{2\gamma^2 m(r)} - 1 \right) \\ & + \frac{c^2 \left( \frac{1}{2\gamma^2 m(r)} - 1 \right) \frac{d}{dr} m(r)}{\gamma^2} - \frac{GM \dot{\phi}^2}{\gamma c^2 m(r)} + \dot{\phi}^2 r - \frac{GM}{\gamma^3 r^2}. \end{aligned} \quad (74)$$

Cuando la dependencia temporal de la función  $m$  se toma en cuenta, utilizamos

$$\frac{dm(r)}{dt} = \frac{dm(r)}{dr} \dot{r}, \quad (75)$$

reduciendo la derivada temporal a expresiones conocidas. Las ecuaciones de movimiento completas entonces son

$$\ddot{\phi} = \frac{\frac{d}{dr} m(r)}{m(r)} 2\dot{\phi} \dot{r} + \frac{GM \dot{\phi} \dot{r}}{\gamma c^2 r^2 m(r)} - \frac{2\dot{\phi} \dot{r}}{r}, \quad (76)$$

$$\begin{aligned} \ddot{r} = & \frac{\frac{d}{dr} m(r)}{m(r)} \left( \left( \frac{1}{2\gamma^2 m(r)} + 1 \right) \dot{r}^2 + \dot{\phi}^2 r^2 \left( \frac{1}{2\gamma^2 m(r)} - 1 \right) \right) \\ & + \frac{c^2 \left( \frac{1}{2\gamma^2 m(r)} - 1 \right) \frac{d}{dr} m(r)}{\gamma^2} - \frac{GM \dot{\phi}^2}{\gamma c^2 m(r)} + \dot{\phi}^2 r - \frac{GM}{\gamma^3 r^2}. \end{aligned} \quad (77)$$

Obviamente, su complejidad no es mayor que en el caso de la función temporal  $m(r)$ . En el límite  $m(r) = 1$ , estas ecuaciones deben de reducirse a las ecuaciones relativistas sin la función  $m$ , tal como se dedujo en UFT 414. Obviamente, este es el caso para las transiciones

$$m(r) \rightarrow 1, \quad (78)$$

$$\frac{dm(r)}{dr} \rightarrow 0. \quad (79)$$

Un punto menor es que el potencial gravitacional conserva el factor  $1/\gamma^3$  mientras que en la versión de UFT 414 sólo hay un factor  $1/\gamma$ . Sin embargo, esta diferencia también ocurre cuando se compara la ecuación de fuerza de Leibniz relativista con el resultado del lagrangiano, lo cual conduce a precesión hacia adelante y en reversa, tal como ello se describió en documentos anteriores.

### 3.2 Función métrica $m(r)$

En documentos de investigación anteriores (UFT 108 y UFT 190) se desarrolló la teoría  $m$  y se emplearon dos funciones modelo para  $m(r)$ . En casos cosmológicos (galaxias en espiral) se utilizó un enfoque basado en fundamentos geométricos de la relatividad general:

$$m(r) = a - \exp\left(b \exp\left(-\frac{r}{R}\right)\right) \quad (80)$$

con las constantes  $a = b = 2$  y un valor fijo para  $R$ . En el límite  $r \rightarrow \infty$  debemos de obtener  $m(r) = 1$ , y esto conduce a

$$1 = a - 1 \quad (81)$$

ó

$$a = 2. \quad (82)$$

El parámetro  $b$  determina el comportamiento cerca de  $r = 0$ . Estableciendo  $b = 2$  como en UFT 190 (deducido a partir de  $R \rightarrow \infty$ ) conduce a un valor negativo de  $m(r) = 0$ . Sin embargo, a partir de la definición (70) para el factor  $\gamma$  se deduce que el argumento de la raíz cuadrada debe de permanecer positivo, de manera que solicitamos para este límite:

$$m(0) = 0. \quad (83)$$

A partir de (80) obtenemos entonces

$$a - \exp(b) = 0. \quad (84)$$

ó

$$b = \log(a) = \log(2). \quad (85)$$

Se representa gráficamente la función  $m$  basada en un exponente en la Fig. 1 para tres valores de  $b$ , con  $a = 2$  y  $R = 1$ . Utilizando  $b < \log(2)$  conduce a curvas más aplanadas de  $m(r)$ .

En el documento UFT 108 introdujimos una función  $m$  deducida a partir de la obsoleta métrica de Schwarzschild, extendida por un término empírico  $-\alpha/r^2$ , que fue necesario a fin de obtener el encogimiento de órbitas:

$$m(r) = 1 - \frac{2MG}{c^2 r} - \frac{\alpha}{r^2}. \quad (86)$$

Esta función se representa gráficamente en la Fig. 2 para tres valores distintos de  $\alpha$ . Un valor mayor para  $\alpha$  significa que  $m(r)$  comienza a caer a radios mayores. El efecto de  $\alpha$  sobre las órbitas se describirá en la próxima subsección.

### 3.3 Resultados de cálculos numéricos.

Las ecuaciones (76, 77) se han resuelto en forma numérica. La función m exponencial (80) se utilizó con  $a = 2$ ,  $b = \log(2)$ ,  $R = 0.1$ . Los parámetros de las ecuaciones se seleccionaron en el rango de la unidad, de manera que se obtiene un caso casi ultra-relativista. Esto a veces muestra efectos drásticamente relativistas, pero de otra manera estos efectos serían demasiado pequeños para ser reconocidos en las gráficas. Cuando la velocidad inicial del cálculo es suficientemente elevada se obtiene una órbita muy elíptica, con precesión hacia adelante (Fig. 3). Con velocidades iniciales más bajas, incluso podría producirse una precesión en reversa en algunos casos, mostrando que este comportamiento depende fuertemente del estado energético del sistema.

El factor  $\gamma$  que pertenece a la órbita de la Fig. 3 se representa en la Fig. 4, mostrando una variación de un factor 10 respecto de una órbita. Debido a que la órbita es muy elíptica, la velocidad – y por lo tanto  $\gamma$  – es mucho mayor en el periastro que en el apastro. En consecuencia, las desviaciones respecto de la teoría newtoniana son máximos en el periastro. El momento angular de esta teoría relativista es bien constante como se requiere, véase la Fig. 5. La versión newtoniana

$$L_N = mr^2 \dot{\phi} \quad (87)$$

muestra las mayores desviaciones en los puntos del periastro, como habría de esperarse. Se obtiene un comportamiento similar para la energía total (Fig. 6). Sólo a bajas velocidades en el apastro la energía newtoniana

$$E_N = \frac{1}{2} m(\dot{r}^2 + r^2 \dot{\phi}^2) - \frac{mMG}{r} \quad (88)$$

es aproximadamente igual a la energía relativista. Las Figs. 5 y 6 muestran tanto que las ecuaciones son consistentes como que han sido bien codificadas. Las propiedades de conservación son muy sensibles a toda clase de errores en la teoría.

El mismo cálculo que antes se ha efectuado con una velocidad inicial reducida por un factor de aproximadamente 0.6. Ahora, la función m muestra su efecto total, provocando un movimiento en espiral hacia adentro de la masa en órbita hasta que cae hacia el centro. Este comportamiento sólo es posible en el espacio m. Los cálculos relativistas “normales” siempre mostraron una órbita estable, aunque con una fuerte precesión. Cuando la masa cae hacia el centro, el factor  $\gamma$  aumenta dramáticamente, tal como se muestra en la Fig. 8. En relatividad restringida, uno habría de esperar que la velocidad orbital llegase al límite  $c$ , pero en la teoría m este comportamiento es muy diferente. Luego de un aumento inicial. La velocidad cae a cero, es decir que la masa se aproxima suavemente al centro. Esto constituye un resultado notable.

A partir de la Fig. 9 podemos ver que el momento angular relativista permanece constante hasta el último momento en el que la masa en órbita alcanza el reposo y el cálculo diverge. El momento angular newtoniano no contiene el factor  $\gamma$ , por lo tanto, en el punto de reposo, se cumple  $\dot{\varphi} = 0$ , llevando al momento angular newtoniano a cero. Pude observarse un comportamiento similar para la energía total (Fig. 10). Los valores newtonianos dejan de tener sentido cerca del punto final. Obviamente, una órbita tan singular es descrita correctamente por la teoría m.

Las últimas figuras presentan órbitas obtenidas con la función m de tipo Schwarzschild (86). Para la versión original con  $\alpha = 0$ , se obtiene un estado estable (Fig.11), donde se observa una precesión significativa y cuyos detalles dependen de la selección de parámetros. Resulta interesante el efecto de  $\alpha$ . Incluso un muy pequeño valor de  $\alpha = 0.003$  conduce hacia una órbita en colapso. Como se explicó más arriba, el factor  $\gamma$  diverge donde  $m(r) \rightarrow 0$ . Por lo tanto, la masa se mantiene a este valor de  $r$ , y no es posible rastrear la masa hasta el mismo centro. Los cálculos se detienen donde  $m(r)=0$ . En la correspondiente Fig. 12 esta brecha puede observarse claramente. Para una comparación con la función m exponencial, mostramos el factor  $\gamma$  y el módulo de velocidad  $v$  en la Fig. 13. Esto resulta muy similar a la Fig. 11. En ambos enfoques de  $m(r)$  hemos utilizado funciones con un comportamiento de caída para  $r \rightarrow 0$ .

Esta no es la única elección posible. A partir de la condición de que el argumento de la raíz cuadrada de  $\gamma$  sea positiva, se deduce a partir de la Ec. (70)

$$m(r)^2 - \frac{v^2}{c^2} > 0 \quad (89)$$

ó

$$m(r) > \frac{v}{c}. \quad (90)$$

Si tuviésemos regiones con  $m(r) > 1$ , esto significaría que es posible el movimiento supralumínico allí:  $v > c$ , sin violar con ello los principios de la relatividad general. Concluimos que el conjunto de ecuaciones de movimiento deducido en este documento puede utilizarse para investigar casos muy intrincados de la cosmología. En la Sección 2, las ecuaciones se han verificado en varias formas. Para el cómputo, se utilizó la versión lagrangiana como base, porque la teoría de Lagrange es muy formal y, por lo tanto, la más adecuada para su programación en una computadora. Las leyes de conservación del momento angular y energía total proporcionan una verificación crítica de corrección y plausibilidad de los resultados.

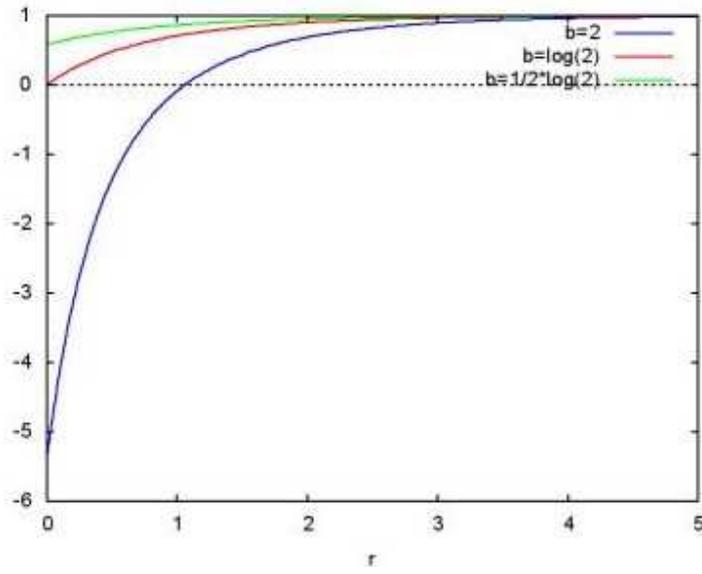


Figura 1: Función exponencial  $m(r)$  para tres valores de  $b$ .

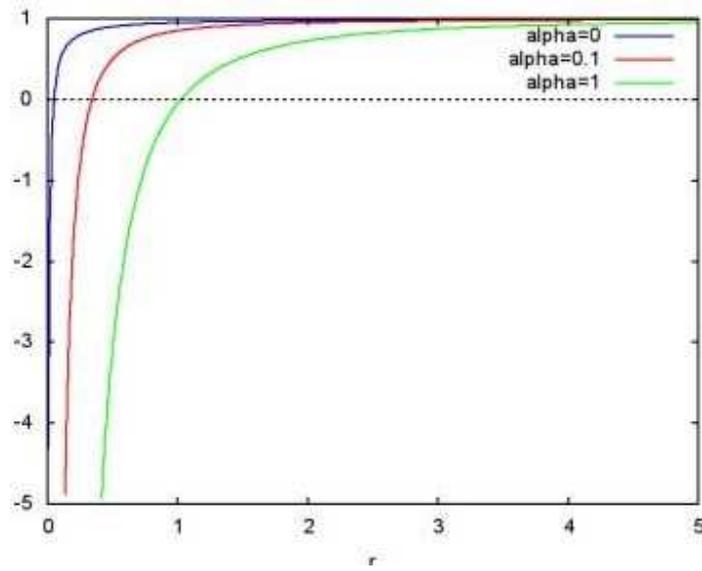


Figura 2: Función  $m(r)$  de tipo Schwarzschild para tres valores de  $\alpha$ .

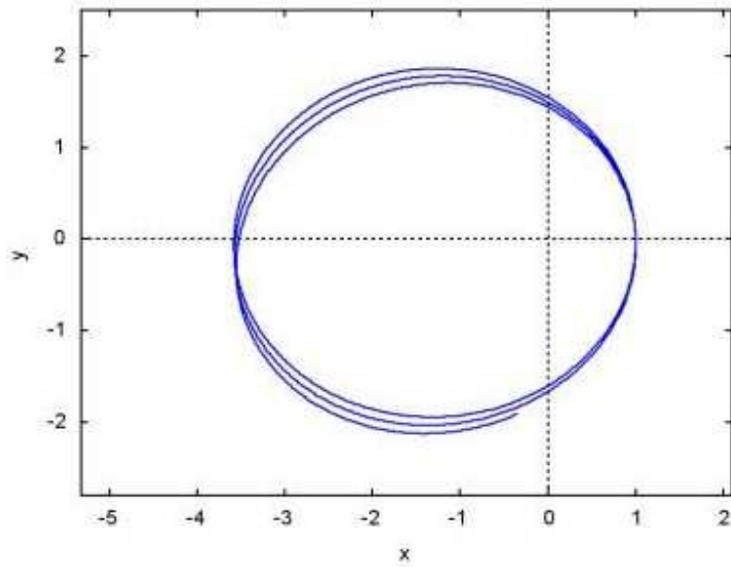


Figura 3: Órbita de movimiento relativista con la función  $m$  exponencial.

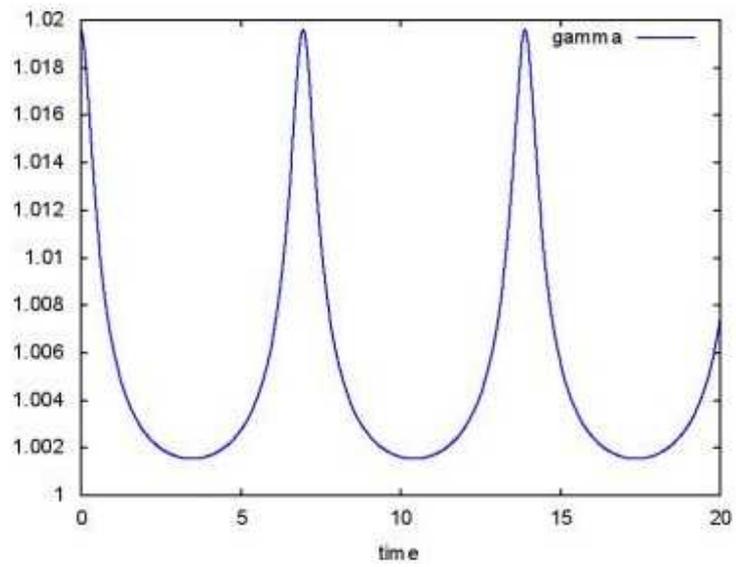


Figura 4: Factor  $\gamma$  de movimiento con la función  $m$  exponencial.

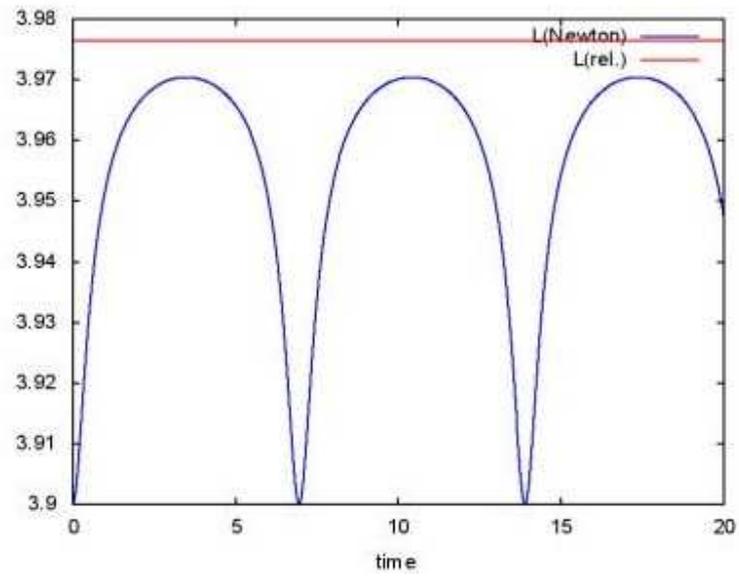


Figura 5: Momentos angulares de movimiento con la función m exponencial.

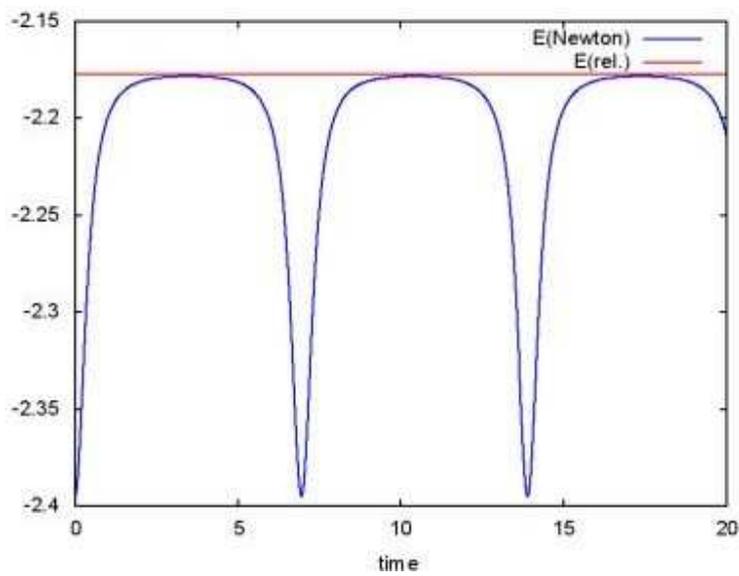


Figura 6: Energía total de movimiento con la función m exponencial.

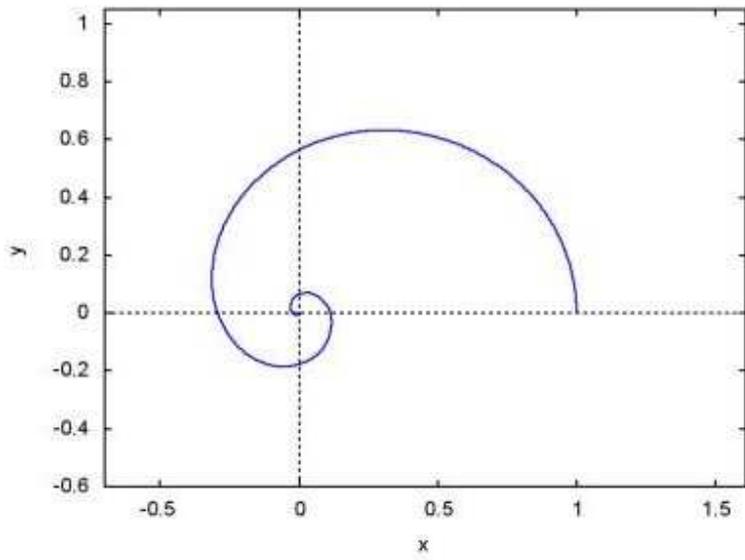


Figura 7: Órbita en colapso de la función  $m$  exponencial.

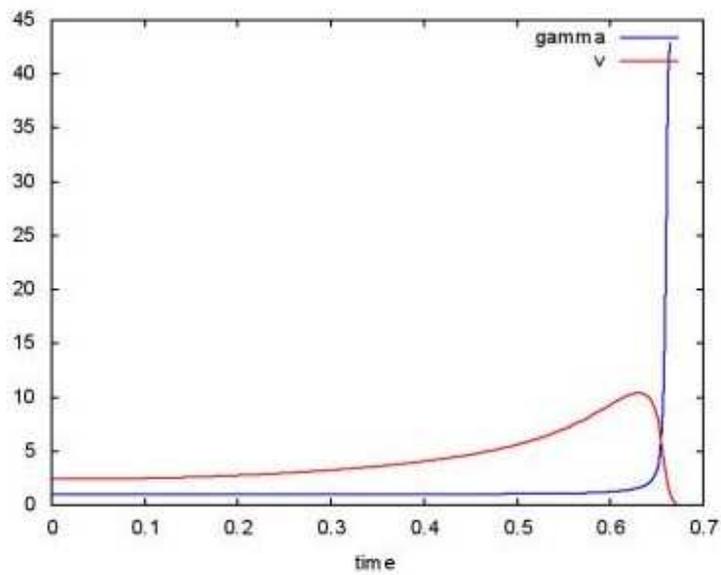


Figura 8: Factor  $\gamma$  y velocidad  $v$  de la órbita en colapso con la función  $m$  exponencial.

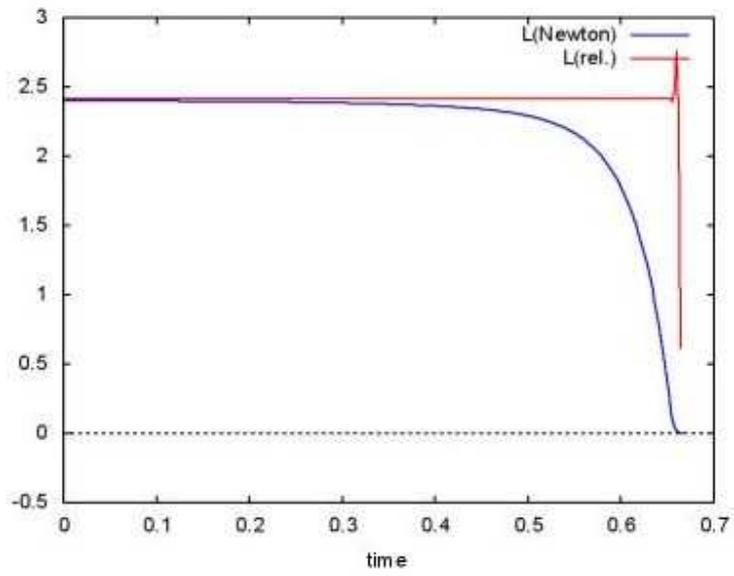


Figura 9: Momentos angulares de la órbita en colapso con la función m exponencial.

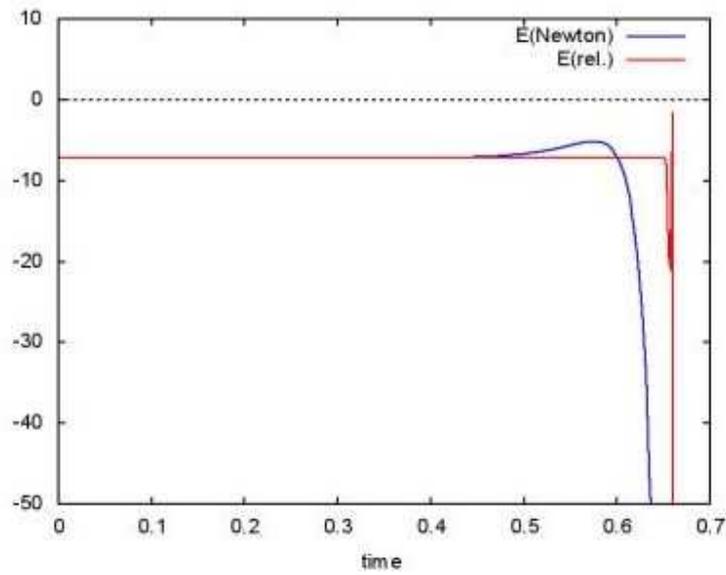


Figura 10: Energías totales de la órbita en colapso con la función m exponencial.

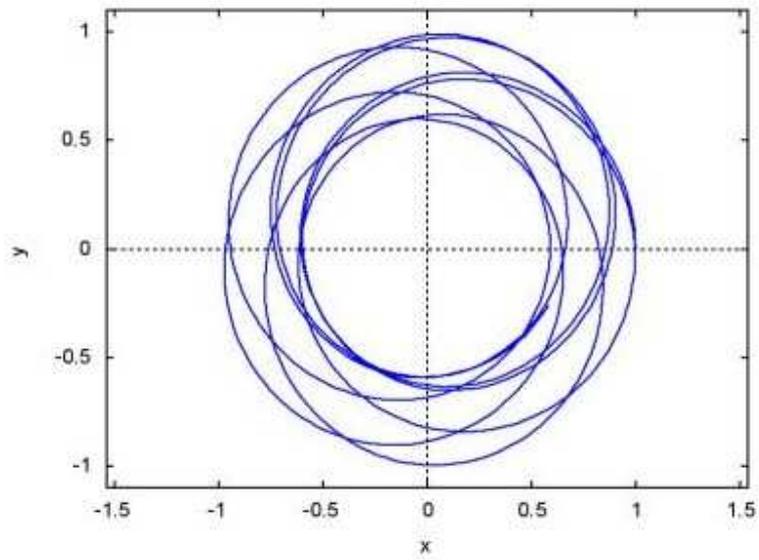


Figura 11: Órbita estable con la función  $m$  de tipo Schwarzschild,  $\alpha = 0$ .

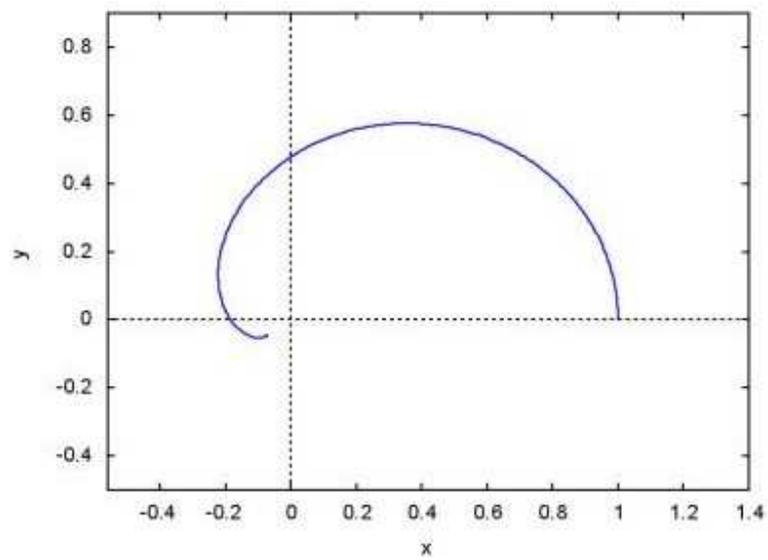


Figura 12: Órbita en colapso con función  $m$  de tipo Schwarzschild,  $\alpha = 0.003$ .

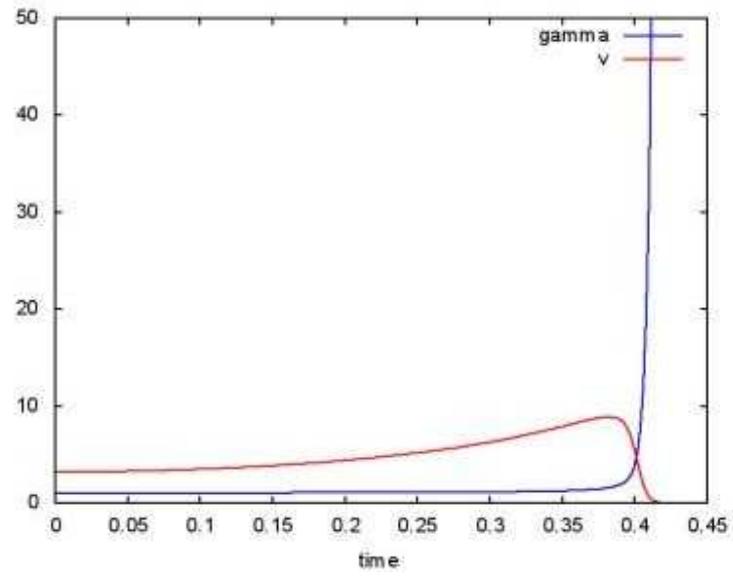


Figura 13: Factor  $\gamma$  y velocidad  $v$  de la órbita en colapso con función  $m$  de tipo Schwarzschild,  $\alpha = 0.003$ .

## 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).