

# Ecuación orbital de movimiento de la nueva relatividad general: galaxias en espiral y perturbaciones orbitales en el Sistema Solar.

por

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

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

## Resumen

El método restringido de Minkowski de la teoría ECE se utiliza para desarrollar la dinámica orbital de galaxias en espiral y del sistema solar en términos de una nueva ecuación del movimiento capaz de analizar en forma consistente todas las órbitas observadas. La ecuación del movimiento muestra la presencia de pequeñas perturbaciones en la órbita de un planeta en el sistema solar, perturbaciones oscilatorias que se superponen a la trayectoria elíptica con precesión. Se describen características de las galaxias en espiral mediante el nuevo método.

*Palabras clave:* Teoría ECE, método restringido de Minkowski, modulaciones orbitales en el Sistema Solar, galaxias en espiral.

## 1. Introducción.

Recientemente en esta serie de documentos [1 – 10] se ha desarrollado una nueva teoría de la relatividad general, basada en una restricción de la métrica de Minkowski mediante cualquier órbita observada. Este método conduce a lo largo de un sendero natural hacia la relatividad general a partir de la relatividad restringida, porque el espacio tiempo de Minkowski de la relatividad restringida se ve sustituido con un espacio tiempo de cuatro dimensiones con elementos de torsión y curvatura distintos de cero, generados por la existencia de la órbita observada. Los elementos de torsión y curvatura son aquellos de la geometría de Riemann, y se relacionan a través de la identidad de Evans [1–10] de la geometría. La identidad se utilizó para desarrollar las ecuaciones de campo de la teoría ECE [1–10]. En la sección dos se utiliza la identidad para desarrollar una ecuación orbital de la relatividad general, válida para todas las órbitas. Se ejemplifica en la sección tres en el sistema solar y en galaxias en espiral en el sistema solar, produce pequeñas perturbaciones oscilatorias sobrepuestas a la órbita elíptica con precesión, que constituye la principal característica del movimiento planetario, y para galaxias en espiral racionaliza el movimiento de las estrellas. En la sección cuatro se analizan los resultados en forma numérica y gráfica.

## 2. Desarrollo de la ecuación de movimiento

En el documento precedente UFT207 en [www.aias.us](http://www.aias.us) se demostró que la ecuación de movimiento a partir de la identidad de Evans es:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right) = 0 \quad (1)$$

donde:

$$f = \left( r \frac{d\theta}{dr} \right)^2 \quad (2)$$

La órbita en general se define mediante:

$$r(t) = f_1(\theta(t)) \quad (3)$$

en la que tanto  $r$  como  $\theta$  son funciones del tiempo  $t$ . Se demostró que:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{2} \omega \frac{df}{d\theta} \quad (4)$$

donde  $\omega$  Es la velocidad angular orbital:

$$\omega = \frac{d\theta}{dt} \quad (5)$$

Análogamente:

$$\frac{\partial F_1}{\partial t} = \frac{1}{2} \omega \frac{dF_1}{d\theta} \quad (6)$$

donde  $F_1$  se define como:

$$F_1 = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial t} \quad (7)$$

Por lo tanto:

$$\frac{1}{2} \omega \frac{d}{d\theta} \left( \frac{1}{2} \omega \frac{d\mathcal{L}}{d\theta} \right) = 0 \quad (8)$$

y para una velocidad angular distinto de cero ecuación orbital es:

$$\frac{d}{d\theta} \left( \omega \frac{d\mathcal{L}}{d\theta} \right) = 0 \quad (9)$$

Utilizando la regla de Leibniz:

$$\frac{d\omega}{d\theta} \frac{d\mathcal{L}}{d\theta} + \omega \frac{d^2 \mathcal{L}}{d\theta^2} = 0 \quad (10)$$

de manera que la ecuación orbital deviene:

$$\frac{d\omega}{d\theta} = -F(\theta) \omega, \quad (11)$$

$$F(\theta) = \left( d^2 \mathcal{L} / d\theta^2 \right) / \left( d\mathcal{L} / d\theta \right) \quad (12)$$

cuya solución general es:

$$\omega = \omega_0 \exp \left( - \int F(\theta) d\theta \right) = \omega_0 \exp \left( - (F_1(\theta) + C) \right) \quad (13)$$

donde  $C$  es una constante de integración y donde  $\omega_0$  se requiere por corrección dimensional.

Esta ecuación se aplicará, en las siguientes secciones, a órbitas de galaxias en espiral y en el sistema solar. Para concluir esta sección se deduce una segunda ecuación de movimiento mediante la restricción de la métrica de Minkowski de una manera novedosa.

Consideremos la métrica de Minkowski en un plano:

$$dZ^2 = 0 \quad (14)$$

es decir,

$$\begin{aligned} ds^2 &= g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = c^2 dt^2 - dr^2 - r^2 d\theta^2 \\ &= g_{00} dx^0 dx^0 + g_{11} dx^1 dx^1 + g_{22} dx^2 dx^2. \end{aligned} \quad (15)$$

Por lo tanto:

$$\begin{aligned} dx^0 &= c dt, \quad dx^1 = dr, \quad dx^2 = r d\theta, \\ g_{00} &= 1, \quad g_{11} = -1, \quad g_{22} = -1. \end{aligned} \quad (16)$$

La órbita observada se define mediante:

$$g = \frac{dr}{d\theta} \quad (17)$$

por lo tanto la Ec. (15) deviene:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - \left(\frac{dr}{d\theta}\right)^2 dr^2 - r^2 d\theta^2 \quad (18)$$

A partir de la Ec. (17):

$$dr^2 = g^2 d\theta^2 \quad (19)$$

de manera que

$$(dx^1)^2 = \left(\frac{g}{r} dx^2\right)^2 \quad (20)$$

y

$$ds^2 = g_{00} dx^0 dx^0 + \frac{g_{11}}{f} dx^2 dx^2 + g_{22} dx^2 dx^2 \quad (21)$$

Definimos:

$$g'_{22} = \frac{g_{11}}{f} + g_{22}, \quad f = \left(\frac{r}{g}\right)^2, \quad (22)$$

entonces:

$$ds^2 = g_{00} dx^0 dx^0 + g'_{22} dx^2 dx^2. \quad (23)$$

El elemento lineal infinitesimal es aquel de un espacio bidimensional rotulado 0 y 2. La matriz de la métrica es:

$$g_{\mu\nu} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -(1 + \frac{1}{f}) \end{bmatrix}. \quad (24)$$

La condición de compatibilidad métrica es:

$$D_g g_{\mu\nu} = 0 \quad (25)$$

es decir:

$$D_g g_{00} = D_g g'_{22} = 0 \quad (26)$$

donde:

$$g_{00} = 1, \quad g'_{22} = -\left(1 + \frac{1}{f}\right). \quad (27)$$

Por lo tanto:

$$D_g \left(1 + \frac{1}{f}\right) = 0. \quad (28)$$

La Ec. (25) puede expandirse como:

$$\partial_{\rho} g_{\mu\nu} - \Gamma_{\rho\mu}^{\lambda} g_{\lambda\nu} - \Gamma_{\rho\nu}^{\lambda} g_{\mu\lambda} = 0. \quad (29)$$

El único caso no trivial es:

$$\partial_{\rho} g_{z2} - \Gamma_{\rho z}^{\lambda} g_{\lambda 2} - \Gamma_{\rho 2}^{\lambda} g_{z\lambda} = 0. \quad (30)$$

La métrica es diagonal, de manera que la única posibilidad es:

$$\partial_{\rho} g_{z2} = 2 \Gamma_{\rho z}^z g_{zz}. \quad (31)$$

La conexión es antisimétrica [1 - 10] de manera que la única posibilidad es:

$$\Gamma_{0z}^z = \frac{1}{2c} g_{zz} \frac{\partial g_{zz}}{\partial t} \quad (32)$$

y el único elemento de torsión es:

$$\Gamma_{0z}^z = -\Gamma_{z0}^z = \frac{1}{c} \left(1 + \frac{1}{f}\right)^{-1} \frac{\partial}{\partial t} \left(1 + \frac{1}{f}\right). \quad (33)$$

A partir de este procedimiento se deduce una nueva ecuación del movimiento utilizando álgebra computacional y la identidad de Evans, y esto será tema de un futuro trabajo.

### 3. Aplicación a galaxias en espiral y al Sistema Solar.

En las galaxias en espiral las estrellas se ordenan en espirales, los cuales fueron analizados recientemente en forma detallada en el documento UFT198, en donde se informó acerca de las líneas de Cheshire. En esta sección se aplica la ecuación de movimiento (11) a las espirales de Arquímedes y a la hiperbólica. En general, la espiral de Arquímedes es:

$$r = a + b\theta \quad (34)$$

donde  $a$  y  $b$  son constantes. De manera que:

$$f = \left( \frac{a + b\theta}{b} \right)^2 \quad (35)$$

y:

$$\frac{df}{d\theta} = 2\theta \left( 1 + \frac{a}{b} \right), \quad \frac{d^2f}{d\theta^2} = 2 \left( 1 + \frac{a}{b} \right). \quad (36)$$

Por lo tanto, la ecuación de movimiento es:

$$\frac{d\omega}{d\theta} = -\omega\theta. \quad (37)$$

Considerando, por simplicidad, el caso:

$$a = 0, \quad r = b\theta, \quad (38)$$

La solución de la Ec. (37) se obtiene a partir de:

$$\int \frac{d\omega}{\omega} = -\int \theta d\theta. \quad (39)$$

Suponiendo que la constante de integración es igual a cero, entonces la frecuencia angular orbital es:

$$\omega = \omega_0 \exp\left(-\frac{r^2}{2b^2}\right) \quad (40)$$

Se incluye un esquema de una galaxia en espiral en la Figura 1.

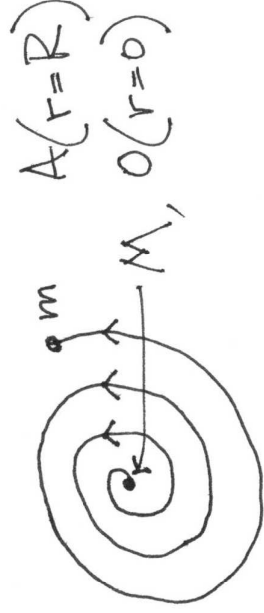


Figura 1

En el centro hay una gran masa  $M$  que gira con una velocidad angular  $\omega_0$  en:

$$r = 0. \quad (41)$$

De manera que, a partir de la Ec. (40):

$$\omega = \omega_0 \text{ (inicialmente)} \quad (42)$$

En el punto A la velocidad angular ha disminuido a:

$$\omega = \omega_0 \exp\left(-\frac{R^2}{b^2}\right) \quad (43)$$

donde:

$$R = \int_0^R \left(1 + \left(\frac{r}{b}\right)^2\right)^{1/2} dr. \quad (44)$$

La torsión galáctica es:

$$T'_{01} = \frac{1}{c(1+f)} \frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\omega}{2c(1+f)} \frac{df}{d\theta} \quad (45)$$

es decir:

$$T'_{01} = \frac{\omega_0}{c} \left(\frac{x}{1+x^2}\right) \exp(-x^2) \quad (46)$$

donde:

$$x = \frac{r}{b}. \quad (47)$$

La velocidad angular y la torsión se disipan hasta alcanzar un valor igual a cero en los bordes del espiral. La velocidad lineal orbital de una estrella en la espiral viene dada por:

$$v = \left(r^2 + \left(\frac{dr}{d\theta}\right)^2\right)^{1/2} \omega \quad (48)$$



de manera que:

$$v = (r^2 + b^2)^{1/2} \omega_0 \exp\left(\frac{-r^2}{b^2}\right) \quad (49)$$

Se observa experimentalmente que:

$$v \xrightarrow{r \rightarrow \infty} \text{constante} \quad (50)$$

que es una condición que debe de obtenerse ajustando los valores de  $b$  y  $\omega_0$ .

La espiral hiperbólica viene definida por:

$$r = \frac{r_0}{\theta} \quad (51)$$

Por lo tanto:

$$f = \left(r \frac{d\theta}{dr}\right)^2 = \theta^2 \quad (52)$$

y la ecuación de movimiento es:

$$\frac{dw}{d\theta} = -\frac{w}{\theta} \quad (53)$$

una solución de la cual es:

$$\theta = \frac{\omega_0}{w} \quad (54)$$

La torsión de la espiral hiperbólica es:

$$T'_{01} = \frac{\omega_0}{c(1+\theta^2)} \quad (55)$$

En el centro de la galaxia:

$$\theta \rightarrow 0, \quad w \rightarrow \infty, \quad T'_{01} \rightarrow \frac{\omega_0}{c} \quad (56)$$

y en los bordes:

$$\theta \rightarrow \infty, \quad w \rightarrow 0, \quad T_{01}' \rightarrow 0. \quad (57)$$

El parámetro radial  $r$  se interpreta como queriendo decir que, en el centro de la galaxia:

$$r \rightarrow \infty \quad (58)$$

en tanto que en los bordes:

$$r \rightarrow 0 \quad (59)$$

de manera que en la espiral hiperbólica la distancia se mide desde el borde hacia el centro. En la espiral de Arquímedes la distancia se mide desde el centro hacia afuera. La velocidad orbital de la espiral hiperbólica es:

$$v = \frac{\omega_0 r_0}{\theta^2} \left( 1 + \frac{1}{\theta^2} \right) \quad (60)$$

de manera que, si la espiral es tal que:

$$\theta \rightarrow \text{constante} \quad (61)$$

hacia los bordes exteriores, entonces la velocidad se vuelve constante, tal como se observa.

En el Sistema Solar, la principal característica de una órbita planetaria es la elipse con precesión:

$$r = \frac{\alpha}{1 + \epsilon \cos(\chi\theta)} \quad (62)$$

donde  $\alpha$  es la semi latitud recta,  $\epsilon$  es la excentricidad, y  $\chi$  la constante de precesión. En la aproximación newtoniana [11]:

$$\chi = 1 \quad (63)$$

y la velocidad angular de la órbita newtoniana es:

$$\omega_N = \frac{L}{m r^2} = \frac{L}{m \alpha^2} (1 + \epsilon \cos(\theta))^2 \quad (64)$$

donde  $L$  es el momento angular total constante, y  $m$  es la masa del planeta. En el Sistema Solar:

$$\chi - 1 \sim 10^{-6} \quad (65)$$

de manera que la velocidad angular de una órbita planetaria elíptica con precesión resulta, con un excelente grado de aproximación:

$$\omega_P = \frac{L}{m \alpha^2} (1 + \epsilon \cos(\chi \theta))^2. \quad (66)$$

Por otra parte, la solución general viene dada por la Ec. (13):

$$\omega = \omega_0 \exp(-C(F_1(\theta) + C)). \quad (67)$$

Se sabe experimentalmente que la órbita es una elipse con precesión, con un excelente grado de aproximación, de manera que:

$$\omega - \omega_P = \omega_1 \quad (68)$$

donde  $\omega_1$  representa una pequeña perturbación oscilatoria de la elipse con precesión.

Por lo tanto:

$$\frac{\omega_1}{\omega_0} = \exp(-C) \exp(-F_1(\theta)) - \frac{L}{m \omega_0 \alpha^2} (1 + \epsilon \cos(\chi \theta))^2 \quad (69)$$

donde:

$$\left| \frac{\omega_1}{\omega_0} \right| \ll \ll 1. \quad (70)$$

Esta condición se cumple a partir de una gran constante de integración  $C$ , de manera tal que:

$$C \gg F_1(\theta)$$

(71)

y por:

$$\frac{L}{mW_0 \alpha^2} \ll 1.$$

(72)

En la siguiente sección se incluye un análisis numérico de estas perturbaciones, las cuales significan que la órbita de un planeta no es exactamente una elipse con precesión.

#### 4. Análisis numérico de las perturbaciones orbitales.

Sección a cargo del Dr Horst Eckardt.

#### Agradecimientos.

Se agradece el Gobierno Británico por la Pensión Civil Vitalicia y el rango de Armígero, y al equipo técnico de AIAS y otros por muchas discusiones interesantes. Se agradece a Dave Burleigh por su publicación en la red, y a Alex Hill, Robert Cheshire y Simon Clifford por las traducciones y las grabaciones. AIAS se encuentra establecido bajo el auspicio del fideicomiso de la Familia Newlands (est. 2011).

#### Referencias.

- [1] M. W. Evans, Ed. J. Foundations Phys. Chem., (Cambridge International Science Publishing, CISP, 2011, [www.cisp-publishing.com](http://www.cisp-publishing.com), seis publicaciones anuales ).
- [2] M. W. Evans, Ed., “Definitive Refutations of the Einsteinian General Relativity”, número 6 especial de la ref. (1) en encuadernación de tapa blanda y en el libro e, Primavera 2012.
- [3] M. W. Evans, S. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast, “Criticisms of the Einstein Field Equation” (CISP, Primavera 2011).
- [4] Kerry Pendergast, “The Life of Myron Evans” (CISP, Primavera 2011).
- [5] M. W. Evans, H. Eckardt y D. Lindstrom, “Generally Covariant Unified Field Theory”

(Abramis Academic, Suffolk, 2005 - 2011) en siete volúmenes.

- [6] L. Felker, "The Evans Equations of Unified Field Theory" (Abramis, 2007). Existe traducción al castellano por Alex Hill en la sección en español del portal [www.aias.us](http://www.aias.us).
- [7] Los portales de la teoría ECE [www.aias.us](http://www.aias.us), [www.webarchive.org.uk](http://www.webarchive.org.uk), [www.atomicprecision.com](http://www.atomicprecision.com), [www.upitec.org](http://www.upitec.org), [www.ef3m.net](http://www.ef3m.net) y los archivos de portales de los Estados Unidos y europeos patrocinados por la Biblioteca del Congreso y la Fundación Nacional de las Ciencias.
- [8] M. W. Evans y S. Kielich (Eds. ), "Modern Nonlinear Optics" (Wiley, Nueva York, 1992, 1993, 1997, 2001, encuadernación en tapa dura, en tapa blanda y el libro e) en seis volúmenes y dos ediciones.
- [9] M. W. Evans y L. B. Crowell, "Classical and Quantum Electrodynamics and the B(3) Field" (World Scientific, 2001).
- [10] M. W. Evans y J. - P. Vigiér, "The Enigmatic Photon" (Kluwer, 1994 a 2002, encuadernación en tapa dura y blanda ), en diez volúmenes.
- [11] J. B. Marion y S. T. Thornton, "Classical Dynamics of Particles and Systems" (HB College Publishing, 1988, 3a. edición).