

# Empleo de la Ley Rotacional de Hooke en Teoría Orbital y en Relatividad General.

por

M. W. Evans,

Civil List y A. I. A. S.

y

H. Eckardt,

A. I. A. S. y U. P. I. T. E. C.,

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

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

## Resumen.

Se demuestra que las características orbitales de una galaxia en espiral se deben a la ley de Hooke rotacional, que da origen a una espiral hiperbólica. Esta inferencia debiera de considerarse como un primer intento de ir más allá de la relatividad general basada en el elemento lineal, el cual ahora sabemos es incorrecto desde un punto de vista matemático para todos los espaciotiempos con simetría esférica. Pueden expresarse las características orbitales del sistema solar como una ley de Hooke rotacional no lineal en una aproximación bien definida. Esta teoría se relaciona con la teoría de órbitas completamente relativista deducida en el documento anterior de esta serie.

*Palabras clave:* Ley de Hooke rotacional, teoría ECE, teoría de órbitas.

## 1. Introducción

En recientes documentos de esta serie [1-10] se ha demostrado en forma concluyente que la relatividad general basada en el elemento lineal, utilizada por Einstein y obedecida dogmáticamente durante casi un siglo, posee errores triviales en todos los espaciotiempos con simetría esférica (UFT 194). Esto deja a las ecuaciones de campo de la teoría ECE como el único método correcto para el desarrollo de la teoría orbital dentro de la filosofía de la relatividad. Las ecuaciones de campo se desarrollan en el Modelo de ingeniería en el portal [www.arbas.us](http://www.arbas.us) y en otros portales de la teoría ECE. Resultan muy útiles en ciencia e ingeniería, pero en este documento se explora un método enteramente nuevo para la comprensión de todas las órbitas de una manera sencilla, utilizando una sencilla ley de la física. Debiera de considerarse a este esfuerzo como un primer paso hacia una nueva comprensión de la cosmología que no está afectada por errores como sucede con la relatividad general einsteiniana, o por dogmas sin sentido tales como la materia oscura, y este esfuerzo debiera reconsiderarse como complemento de las ecuaciones de campo de la teoría ECE.

En el documento previo, el UFT 196, se desarrolló una teoría de órbitas relativista basada en la conexión de espín y la tetrada de Cartan. Aquel es un método válido de cálculo, un método basado en la función analítica de la órbita deducida a partir de la astronomía. Por ejemplo, Kepler dedujo que la órbita de un planeta del sistema solar seguía una trayectoria elíptica, utilizando las observaciones de Brahe. Posteriormente, se observó que dicha trayectoria elíptica poseía precesión, ya que su perihelio se movía una pequeña distancia cada año, de manera que la órbita es una elipse con precesión cuya función analítica es muy sencilla. Conociendo esta función, se utilizan los métodos del documento UFT 196 en la sección dos de este documento para deducir la ley de fuerza que describe la órbita en una teoría de la relatividad basada en la conexión de espín de Cartan, una teoría que se halla libre de error y de dogma. El método puede extenderse a cualquier órbita, y se ofrecen unos pocos ejemplos de espirales en esta sección, espirales que pueden describir galaxias en espiral. Cada una de ellas posee su propia ley de fuerza, de manera que no existe una "ley de la atracción universal" como afirma el dogma newtoniano.

En la Sección 3 se introduce la ley de Hooke rotacional, y se desarrolla en un contexto clásico con el objeto de demostrar que la órbita de una galaxia en espiral puede describirse por la ley de una manera muy sencilla. Esta teoría puede extenderse a una teoría completamente relativista basada en los métodos descritos en el documento UFT 196. También se demuestra que las órbitas del sistema solar pueden expresarse como una ley de Hooke rotacional no lineal. Esto constituye una forma clara de demostrar que la órbita se ve impulsada por un brazo de palanca, no por una fuerza lineal como sucede en la descripción newtoniana. El brazo de palanca es proporcional a la torsión del espacio tiempo.

Finalmente, en la Sección 4, se evalúan mediante cálculo computacional las características de las diversas leyes de fuerza relativistas de la Sección 2.



## 2. Ley de fuerza totalmente relativista para varias órbitas.

En el documento UFT 196 se dedujo que la ley de fuerza para cualquier órbita puede expresarse en términos de un modelo sencillo para la conexión de espín  $\omega$  y un intervalo de tiempo característico  $t_f$ :

$$F(r) = -\frac{L^2}{m r^2} \left[ \left( \frac{1}{1 + \omega c t_f} \right) \left( \frac{d^2}{d\theta^2} \left( \frac{1}{r} \right) + \frac{1}{r} \right) + \frac{1}{2} c t_f^2 r^2 \left( \frac{d\omega}{d\theta} \right)^2 \left( \frac{1}{r^2} + \left( \frac{d}{d\theta} \left( \frac{1}{r} \right) \right)^2 \right) \right] \quad (1)$$

para una órbita plana en coordenadas polares cilíndricas  $(r, \theta)$ . La conexión de espín se modeló como:

$$\omega = -\frac{1}{r} \quad , \quad \frac{d\omega}{d\theta} = \frac{1}{r^2} \quad (2)$$

a partir de experiencia obtenida en documentos previos de esta serie [1-10]. Se conocen modelos más realistas de la conexión de espín a través del trabajo de Eckardt y Lindstrom [1]. Se utiliza la Ec. (2) por motivos de ilustración. A partir de las Ecs. (1) y (2):

$$F(r) = -\frac{L^2}{m r^2} \left[ \left( 1 - \frac{c t_f}{r} \right) \left( \frac{d^2}{d\theta^2} \left( \frac{1}{r} \right) + \frac{1}{r} \right) + \frac{1}{2} c t_f^2 \left( 1 - \frac{c t_f}{r} \right)^2 \left( \frac{1}{r^2} + \left( \frac{d}{d\theta} \left( \frac{1}{r} \right) \right)^2 \right) \right] \quad (3)$$

y esta ecuación se emplea en esta sección y numéricamente en la sección cuatro para analizar las leyes de fuerza de varios modelos de órbitas.

Por ejemplo, la elipse con precesión es:

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{\alpha} \left( 1 + \epsilon \cos(x\theta) \right) \quad (4)$$

donde  $2\alpha$  es la latitud recta,  $\epsilon$  es la excentricidad, y  $x$  es la constante de precesión.

A partir de la Ec. (4):

$$\frac{d}{d\theta} \left( \frac{1}{r} \right) = -\frac{x\epsilon}{\alpha} \operatorname{sen}(x\theta) \quad , \quad (5)$$

$$\frac{d^2}{d\theta^2} \left( \frac{1}{r} \right) = -\frac{x^2\epsilon}{\alpha} \cos(x\theta) \quad . \quad (6)$$

Utilizando estas ecuaciones en la Ec. (3) la ley de fuerza se ha evaluado numéricamente y se analiza en la Sección 4. Varias otras órbitas pueden analizarse en forma similar. Por ejemplo, el pulsar binario puede modelarse como una elipse con precesión cuya espiral va hacia adentro:

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{\alpha} e^{\beta\theta} (1 + \epsilon \cos(\chi\theta)) \quad (7)$$

y su ley de fuerza se calcula por cómputo. Hay varios tipos de galaxias en espiral en las que las estrellas se lanzan hacia fuera con un patrón en espiral, como por ejemplo en la espiral hiperbólica:

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{r_0} \theta \quad (8)$$

En este caso, la ecuación de fuerza debe restringirse por la observación de la curva de velocidad de la galaxia, una observación que muestra que la velocidad de estrellas aumenta a medida que aumenta  $r$  hasta alcanzar un valor constante. Este comportamiento es completamente no einsteiniano, y también completamente no newtoniano. Sin embargo se ha explicado en esta serie de documentos sobre la teoría ECE. Si la velocidad es constante entonces no habrá fuerza, de manera que esta restricción observacional significa que la fuerza debe disminuir hasta cero para grandes valores de  $r$ . Esto, a su vez, constituye una restricción sobre la conexión de espín y el intervalo de tiempo característico  $t_f$ . Estos temas se discuten más a fondo en la Sección 4.

El análisis puede repetirse para diversas clases de espirales, como por ejemplo la espiral logarítmica:

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{r_0} \exp(-\beta\theta) \quad (9)$$

La espiral de Arquímedes::

$$r = r_1 + \theta r_0 \quad (10)$$

La espiral de Fermat:

$$\frac{r_0}{r} = \frac{1}{\theta^{1/2}} \quad (11)$$

el lituus:

$$\frac{r_0}{r} = \theta^{1/2} \quad (12)$$

y la doble espiral de Euler:

$$B(r) = S(r) + i C(r) \quad (13)$$

donde:

$$C(r) = \int_0^r \cos\left(\frac{1}{2}\pi x^2\right) dx \quad (14)$$

y

$$S(r) = \int_0^r \operatorname{sen}\left(\frac{1}{2}\pi x^2\right) dx \quad (15)$$

son las integrales de Fresnel. Puede que se haya observado, o no, una galaxia de doble espiral, pero cualquier tipo de galaxia puede modelarse funcionalmente y calcularse su ley de fuerza.

En este contexto, la ley de Hooke rotacional es:

$$Tq = -k\theta \quad (16)$$

donde  $k$  es una constante y  $Tq$  es el brazo de palanca o torque (que no debe confundirse con la torsión). Se observa inmediatamente a partir de la Ec. (16) que la razón tras el patrón en espiral de las estrellas es el torque en la ley de Hooke rotacional, una ley de espiral. Se trata de una espiral de Arquímedes con:

$$r_1 = 0, \quad r_1 \longrightarrow k. \quad (17)$$

En la espiral misma  $r$  es proporcional a  $-\theta$ , en la ley de Hooke rotacional el torque es proporcional a  $-\theta$ .

### 3. La teoría orbital clásica y la Ley rotacional de Hooke.

En la teoría clásica de las órbitas, el lagrangiano es:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} m (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\theta}^2) - U(r) \quad (18)$$

y el momento total angular constante es:



$$L = \omega r^2 \frac{d\theta}{dt} \quad (19)$$

Tal como en el documento UFT 119 en [www.aias.us](http://www.aias.us) la magnitud del torque puede definirse como:

$$\tau_g = \omega L \quad (20)$$

donde la velocidad angular es:

$$\omega = \frac{d\theta}{dt} \quad (21)$$

Por lo tanto:

$$\tau_g = L \frac{d\theta}{dt} = \frac{L^2}{\omega r^2} \quad (22)$$

La órbita dada por la ley de Hooke rotacional es, por lo tanto:

$$\tau_g = -k\theta = \frac{L^2}{\omega r^2} \quad (23)$$

que es una espiral hiperbólica del tipo observado en una galaxia en espiral de estrellas. Este análisis clásico demuestra inmediatamente que la torsión es responsable del patrón de estrellas en una galaxia en espiral, y no la relatividad de Einstein, o la materia oscura o la dinámica de Newton.

Por simple ilustración es posible extender el análisis a la órbita newtoniana, que es una elipse:

$$\frac{1}{r^2} = \frac{1}{\alpha^2} (1 + \epsilon \cos\theta)^2 \quad (24)$$

De manera que el torque a partir de la Ec. (24) es:

$$\tau_g = \frac{L^2}{\omega \alpha^2} (1 + \epsilon \cos\theta)^2 \quad (25)$$

y no se trata de una sencilla ley de Hooke. Sin embargo ésta última se deduce a través de una aproximación lineal similar a la ley de los resortes, la ley de Hooke original. La ley de los resortes es no lineal en general. Para pequeños ángulos:

$$T_g \sim \frac{L^2}{m\alpha^2} \left( 1 + \epsilon \left( 1 - \frac{\theta^2}{2!} + \frac{\theta^4}{4!} - \dots \right) \right)^2 \quad (26)$$

para una órbita casi circular:

$$\epsilon \sim 1 \quad (27)$$

de manera que el torque se aproxima mediante:

$$T_g \sim \frac{4L^2}{m\alpha^2} - \frac{L^2\theta^2}{m\alpha^2} \quad (28)$$

que es una sencilla expresión no lineal en función del desplazamiento angular  $\theta$ . Este sencillo análisis clásico puede extenderse en forma relativista utilizando los métodos del documento UFT 196, y se utiliza para demostrar que la órbita puede considerarse en forma integral en términos de brazo de palanca o torque.

#### 4. Análisis numérico de varias leyes de fuerza orbitales.

Se han evaluado a través del empleo de computadora las leyes de fuerza para los orbitales descritos en la Sección 2. El procedimiento general fue el siguiente:

1. Definir la órbita  $r(\theta)$ ,
2. computar los términos  $\frac{d}{d\theta} \frac{1}{r}$  y su segunda derivada,
3. sustituir estos términos en la Ec.(3),
4. sustituir a la variable  $\theta$  en la Ec.(3) por  $r$ , empleando la definición de  $r(\theta)$ .

Esto dio buen resultado en casi todos los casos. Los resultados son válidos para la conexión de espín de la forma

$$\omega = -\frac{1}{r} \quad (29)$$

(véase la Ec.(2)) y similares para todas las órbitas except para el púlsar binario.

### Sistema solar

Primero investigamos la elipse con precesión dada por

$$r = \frac{\alpha}{1 + \epsilon \cos(\chi\theta)} \quad (30)$$

La fuerza resultante es

$$F = - \frac{((c\epsilon^2 - c)t_f + 2\alpha)r^2 - 2\alpha^2 r + \alpha^2 c t_f^2}{2\alpha^2 m r^2 (r - c t_f)^2} L^2 \quad (31)$$

Se muestra la curva  $F(r)$  para distintos valores del parámetro cosmológico  $t_f$  en la Fig. 1. Puede verse que la aparición de este parámetro desplaza el centro de fuerza desde  $r = 0$  a valores finitos de  $r$ . En la Fig. 2 se representa esta curva para  $t_f = 0.6$  en un pequeño rango de valores de radio. Existe un polo para  $F(r)$ . Se eligen los parámetros tal como se indica en las figuras. La pregunta es qué valores de  $t_f$  son realistas en el caso del sistema solar. Seleccionamos los parámetros para la órbita de la Tierra como

$$\begin{aligned} m &= 5.9742 \times 10^{24} \text{ kg} , \\ L &= 2.6663 \times 10^{40} \text{ m}^2 , \\ \alpha &= 1.4960 \times 10^{11} \text{ m} , \\ \chi &= 1 , \\ \epsilon &= 0.0167 . \end{aligned} \quad (32)$$

La Fig. 3 muestra los valores absolutos resultantes de la fuerza gravitacional para varios valores de  $t_f$ . Deberá notarse que  $c t_f$  es la distancia que viaja la luz en  $t_f$  segundos. Dado que la ley de fuerza newtoniana funciona con bastante precisión en el sistema solar, podemos suponer que la singularidad producida para la esfera con radio  $c t_f$  está ubicada en el interior del Sol, quien tiene un radio de  $6.955 \times 10^8$  m. Por lo tanto, podemos estimar

$$c t_f < 6.955 \times 10^8 \text{ m} \quad (33)$$



$$t_f < 2.3 s.$$

(34)

Es éste un valor bastante pequeño si se compara con escalas de tiempo cosmológicas. El valor podría ser mayor para estrellas muy densas, por ejemplo objetos supermasivos en el centro de galaxias. En consecuencia, podría ser posible una evolución del tiempo que aumenta las fuerzas gravitacionales, si se interpreta a  $t_f$  en esta forma. Esta sería la predicción de leyes de la naturaleza que varían en función del tiempo. Dado que el término  $c t_f$  proviene de la energía cinética, podría querer decir que esta energía cambia en función del tiempo, por ejemplo al absorber energía del entorno o campo del vacío. La singularidad, si llega a caer fuera de las estrellas, desempeñaría un papel de horizonte atribuido en el pasado a los agujeros negros, los cuales se ha demostrado que no existen.

### Pulsar binario

Para pulsares binarios la órbita es una elipse con precesión en disminución, de la forma

$$r = \frac{\alpha \exp(-\beta\theta)}{1 + \epsilon \cos(\gamma\theta)} \quad (35)$$

donde  $\beta$  es una constante de descomposición. En este caso no es posible sustituir completamente a  $\theta$  en la ley de fuerza. La ecuación resultante es bastante compleja:

$$F = \frac{L^2}{2\alpha^2 m r^2 (r - ct_f)^2} \cdot \left( (c\epsilon^2 - c) t_f^2 r^2 e^{2\beta\theta} + 2\alpha r^2 e^{\beta\theta} - 2\alpha^2 r + \alpha^2 ct_f \right) r^2 + (2\alpha\beta ct_f - 4\alpha\beta r) \sqrt{(c^2 r^2 - r^2) e^{2\beta\theta} + 2\alpha r e^{\beta\theta} - \alpha^2 r} + (2\alpha^2 \beta^2 + 2\alpha^2) r + (-\alpha^2 \beta^2 - \alpha^2) ct_f. \quad (36)$$

En la gráfica resultante (Fig. 4) puede verse que existe un radio máximo común para la fuerza para todos los valores de  $t_f$ . Por encima de este radio, la expresión de la fuerza se vuelve compleja porque el término de la raíz cuadrada se vuelve imaginario. Esto podría indicar que existe un radio máximo para un pulsar binario y que la órbita siempre se está reduciendo en tamaño.

### Espiral hiperbólica

La espiral hiperbólica viene definida por

$$r = \frac{a}{\theta} \quad (37)$$

con un radio característico  $a$ . La aplicación del algoritmo anterior da como resultado

$$F = - \frac{(ct_f r^2 + 2a^2 r - a^2 ct_f) L^2}{2a^2 \omega r^2 (r - ct_f)^2} \quad (38)$$

Esta es una ley de fuerza de orden  $1/r^2$  a  $1/r^4$ . No existe una dependencia angular. La gráfica resulta muy similar a las Figs. 1 y 2.

### Espiral logarítmica

La espiral logarítmica se define a través de una dependencia angular exponencial

$$r = r_0 \exp(\beta\theta) \quad (39)$$

con un radio característico  $r_0$ . Análogamente al caso de la espiral hiperbólica, la ley de fuerza es

$$F = - \frac{(\beta^2 + 1)(2r - ct_f) L^2}{2\omega r^2 (r - ct_f)^2} \quad (40)$$

Esta es una ley de fuerza de órdenes  $1/r^3$  y  $1/r^4$ . Nuevamente, la gráfica se asemeja mucho a las Figs. 1 y 2.

### Espiral de Arquímedes

Otro tipo de espiral es la espiral de Arquímedes

$$r = a + b\theta \quad (41)$$

Con parámetros de longitud característicos  $a$  y  $b$ . El método de cálculo conduce a la ley de fuerza

$$F = - \frac{(2r^3 - ct_f r^2 + 4b^2 r - 3b^2 ct_f)}{2\omega r^4 (r - ct_f)^2} \quad (42)$$

La cual alcanza órdenes de hasta  $1/r^6$ . Sin embargo, la gráfica se asemeja a las Figs. 1 y 2.

## Espiral de Fermat

Similares resultados se obtienen para la espiral de Fermat

$$r = a \sqrt{\theta} \quad (43)$$

La ley de fuerza

$$F = \frac{(8r^5 - 4ct_f r^4 + 6a^4 r - 5a^4 ct_f) L^2}{8mr^6(r - ct_f)^2} \quad (44)$$

Posee un orden máximo  $1/r^8$ .

## El Lituus

Para el caso del Lituus los resultados obtenidos no son muy diferentes

$$r = a \frac{1}{\theta} \quad (45)$$

La ley de fuerza es

$$F = \frac{(2r^5 - 3ct_f r^4 - 8a^4 r + 4a^4 ct_f) L^2}{8a^4 mr^2(r - ct_f)^2} \quad (46)$$

y contiene un término proporcional a  $r$  el cual permite que la fuerza crezca por encima de cero para grandes valores de  $r$  pero en otros valores se asemeja nuevamente a las Figs. 1 y 2. El orden máximo de los términos del denominador es  $1/r^6$ .

## Espiral de Euler

Finalmente investigamos la espiral de Euler, la cual es interesante porque consiste de dos espirales conectadas entre sí, y el brazo en común posee una curvatura igual a cero en la posición de simetría puntual. En la Fig. 5 sólo se muestra una de las espirales. Su curvatura cambia linealmente en función de la longitud de la curva. Las espirales de Euler también se conocen como espiros, clotoides o espirales de Cornú.

En coordenadas cartesianas, la espiral se expresa en forma paramétrica normalizada mediante

$$S_x = x(t) = \int_0^t \cos(s^2) ds, \quad (47)$$



$$S_y = y(t) = \int_0^t \text{sen}(s^2) ds \quad (48)$$

donde  $t$  es un parámetro y  $s$  es una variable de integración. Los integrales se conocen como integrales de Fresnel, y no pueden resolverse analíticamente. Existe una expansión en serie y algunas ecuaciones aproximadas. Utilizamos la primera:

$$S_x = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n t^{4n+1}}{(2n)!(4n+1)}, \quad (49)$$

$$S_y = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n t^{4n+3}}{(2n+1)!(4n+3)}, \quad (50)$$

Dado que tenemos que transformar la espiral a coordenadas polares, desplazamos el origen de coordenadas al centro, que es un desplazamiento de

$$S_x \rightarrow S_x - \frac{\pi}{8}, \quad (51)$$

$$S_y \rightarrow S_y - \frac{\pi}{8}. \quad (52)$$

Para pequeños valores de  $t$ , la serie converge rápidamente, pero para valores mayores de  $t$ , que corresponde a las partes circulares interiores, la convergencia es lenta. Necesitamos un valor de  $n = 80$  para lograr convergencia en el intervalo hasta  $t = 5.6$  tal como se muestra en la Fig. 5. Dado que la espiral se obtiene numéricamente nos vemos obligados a evaluar también en forma numérica a la ley de fuerza. Primero transformamos a coordenadas polares:

$$r = \sqrt{S_x^2 + S_y^2}, \quad (53)$$

$$\theta = \arctan \frac{S_y}{S_x} \quad (54)$$

Luego calculamos las derivadas que se necesitan para la ley de fuerza a partir de las reglas de la cadena

$$\frac{dr}{d\theta} = \frac{dr}{dt} \frac{dt}{d\theta} = \frac{dr}{dt} \left( \frac{d\theta}{dt} \right)^{-1}, \quad (55)$$

$$\frac{d^2r}{d\theta^2} = \frac{d^2r}{dt^2} \left( \frac{dt}{d\theta} \right)^2 + \frac{dr}{dt} \frac{d^2t}{d\theta^2} \quad (56)$$

Las derivadas se calculan numéricamente mediante los típicos esquemas de diferencias discretas y se insertan en la ecuación de fuerza original (3):

$$F = \frac{(2r(r-ct_f) \left( \frac{d^2r}{d\theta^2} \right) - (4r-3ct_f) \left( \frac{dr}{d\theta} \right)^2 - r^2 (2r-ct_f)) L^2}{2wr^4 (r-ct_f)^2} \quad (57)$$

La ley de fuerza se representa gráficamente en coordenadas polares, nuevamente para cuatro valores de  $t_f$ . Puede observarse que las fuerzas son espirales regulares, y en este caso no hay singularidad. Si se aumenta el valor de  $t_f$  conduce a un aumento de la fuerza para los mismos valores angulares. Esto significa que la órbita posee un radio más pequeño para

valores crecientes de  $t_f$  ya que la fuerza de atracción es mayor. Esto se asemeja en conducta a los otros tipos de espirales. En total, sólo el pulsar binario se comporta en forma diferente a la elipse y a varios tipos de espirales.

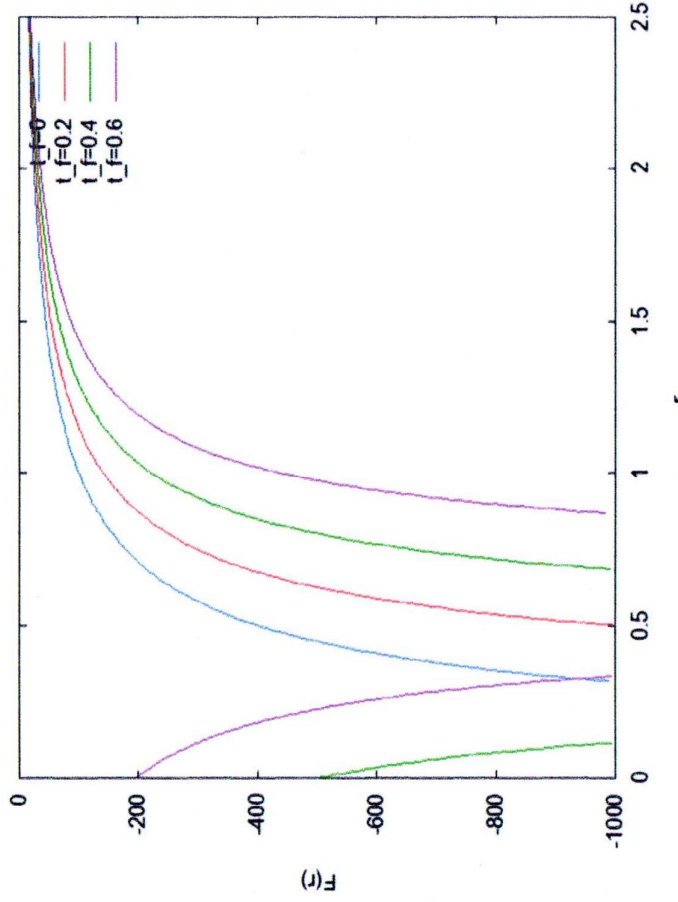


Figura 1: Ley de fuerza para el sistema solar para diferentes parámetros  $t_f$  con  $m = c = \alpha = x = 1$ ;  $L = 10$ ;  $\varepsilon = 0.1$ .

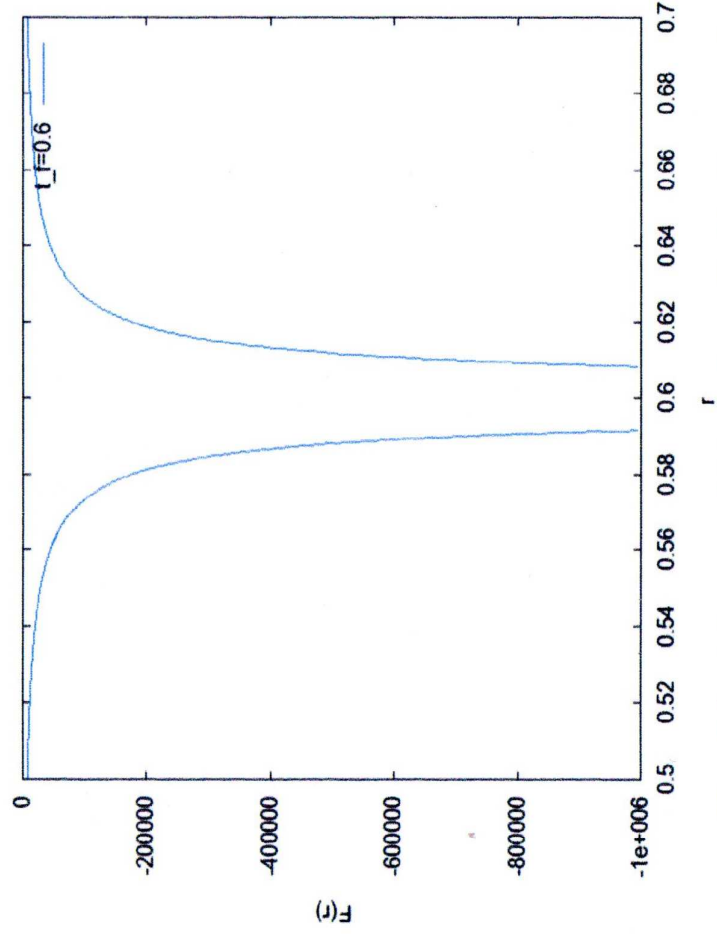


Figura 2: Ley de fuerza para el sistema solar, sección del radio cercana a la singularidad.

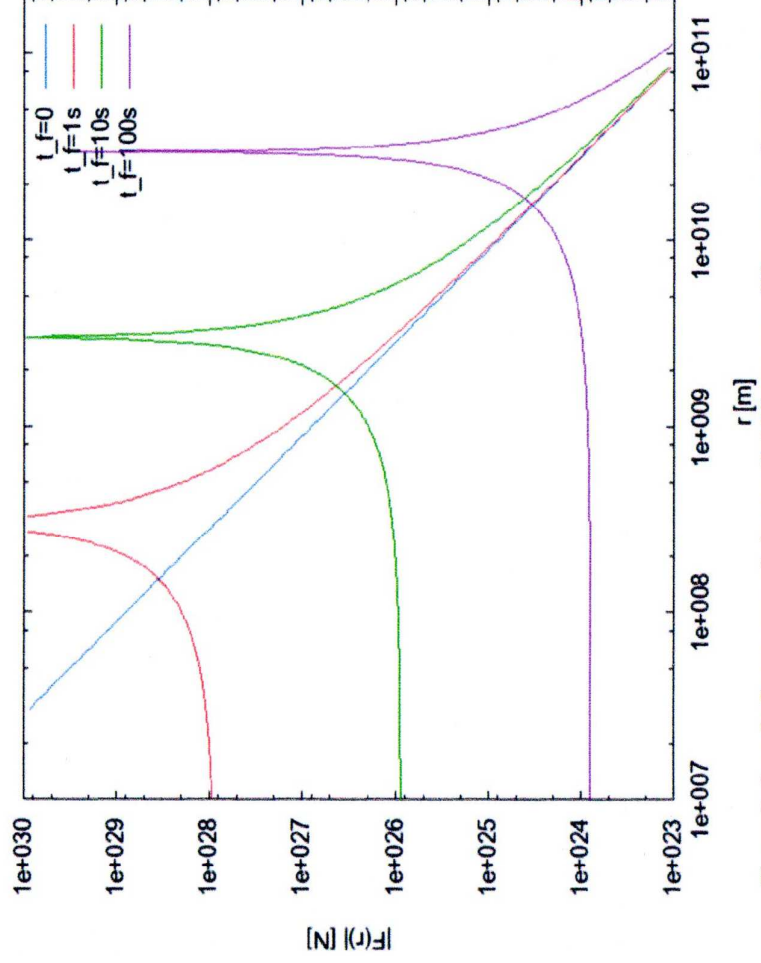


Figura 3: Ley de fuerza para el sistema Sol-Tierra para diferentes parámetros  $t_f$ , escalas logarítmicas.

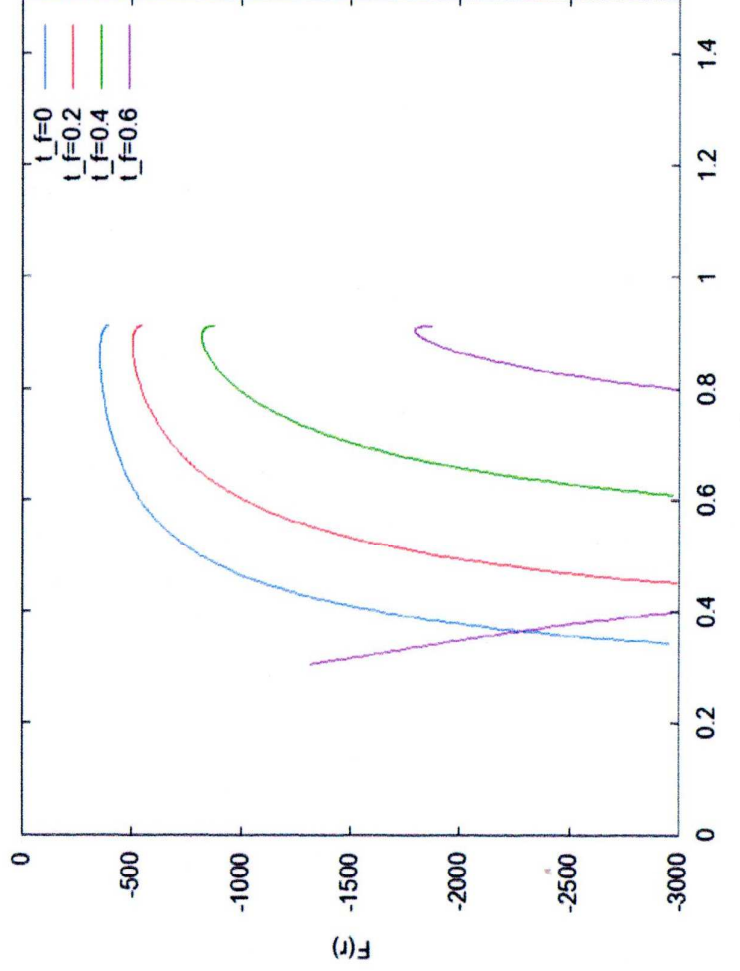


Figura 4: Ley de fuerza para el pulsar binario para diferentes parámetros  $t_f$  con  $m = c = \alpha = \beta = x = 1$ ;  $L = 10$ ;  $\theta = \pi/4$ .



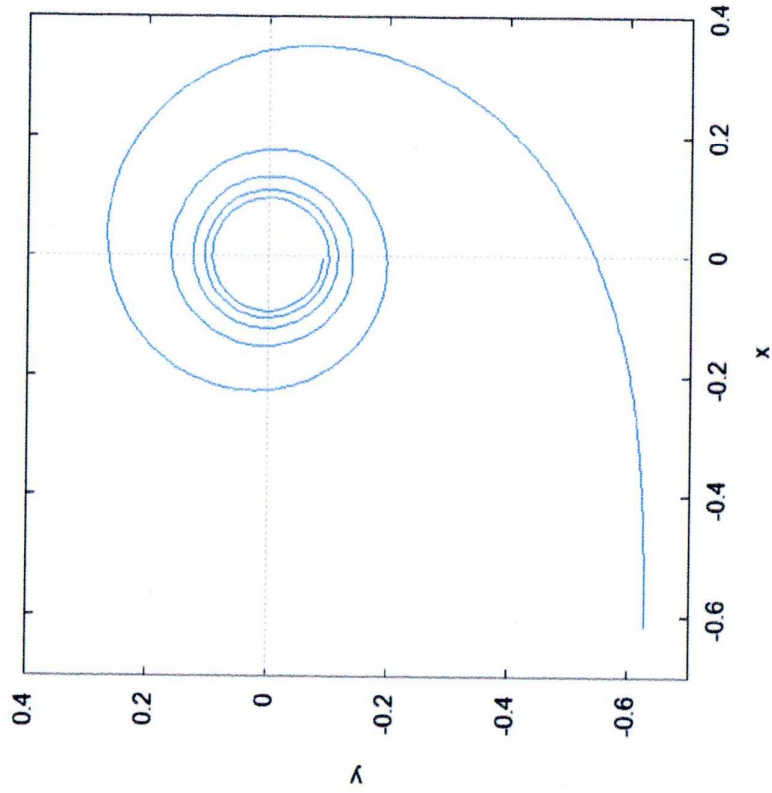


Figura 5: Espiral de Euler normalizada con coordenadas desplazadas.

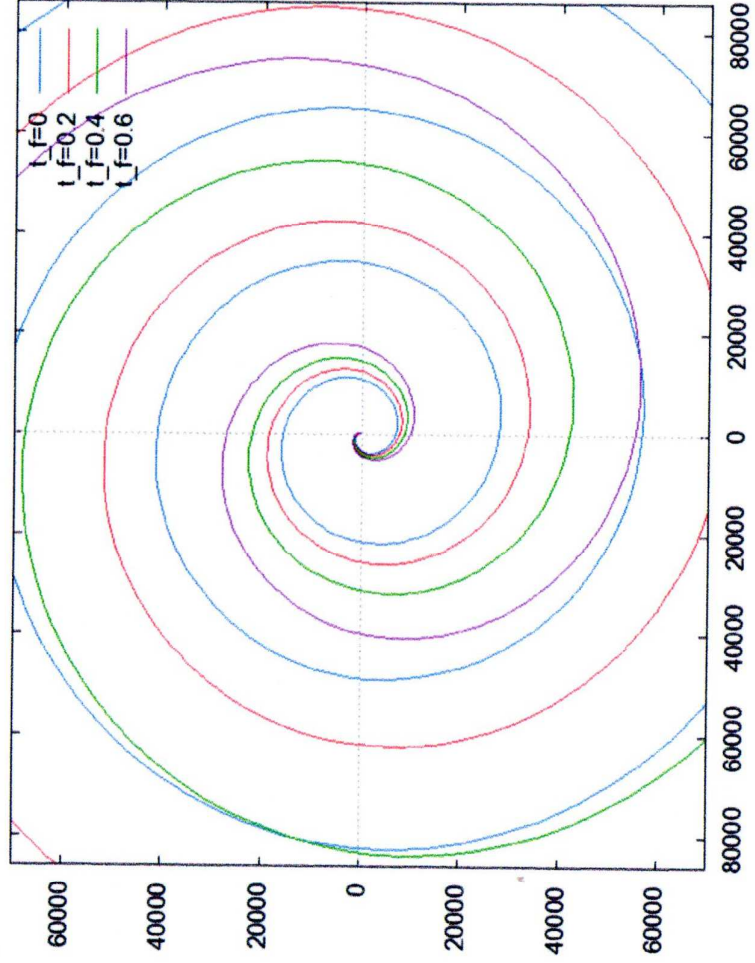


Figura 6: Ley de fuerza de la espiral de Euler (valores absolutos).

## Agradecimientos.

Se agradece al Gobierno Británico por el otorgamiento de una Pensión Civil Vitalicia (2005) y el rango de Armígero en el año 2008. Se agradece al equipo técnico de AIAS y a muchos otros por muchas discusiones interesantes, así como su trabajo voluntario en favor de la ciencia: David Burleigh por sus publicaciones en el portal, Robert Cheshire, Alex Hill y Simon Clifford por las grabaciones, y Alex Hill por traducciones y grabaciones. AIAS está establecido bajo el patrocinio del Fideicomiso de la Familia Newlands, establecido en el año 2011.

## Referencias.

- [1] M. W. Evans, Ed., J. Found. Phys. Chem., (Junio 2011 en adelante en forma bimestral, publicado por Cambridge International Science Publishing (CISP), [www.cisp-publishing.com](http://www.cisp-publishing.com)).
- [2] M. W. Evans, S. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast, "Criticisms of the Einstein Field Equation" ' (CISP, Primavera 2011).
- [3] K. Pendergast, "The Life of Myron Evans" (CISP, Primavera 2011).
- [4] J M . W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom, documentos y plenarios publicadas por la Academia de Ciencias de Serbia, 2010 y 2011.
- [5] Los portales de la teoría ECE: [www.webarchive.org.uk](http://www.webarchive.org.uk), [www.aias.us](http://www.aias.us), [www.atomicprecision.com](http://www.atomicprecision.com), [www.ef3m.net](http://www.ef3m.net), [www.upitec.org](http://www.upitec.org).
- [6] J L. Felker, "The Evans Equations of Unified Field Theory" (Abramis Academic, 2007). Existe traducción al castellano de este libro, publicada en la Sección en Español del portal [www.aias.us](http://www.aias.us).
- [7] M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom, "Generally Covariant Unified Field Theory" (Abramis Academic, 2005 a 2011 ), en siete volúmenes y encuadernación blanda.
- [8] M. W. Evans y S. Kielich, Eds., "Modern Nonlinear Optics" (Wiley, Nueva York, en dos ediciones y seis volúmenes, 1992, 1993, 1997 y 2001).
- [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, Dordrecht, en diez volúmenes, con encuadernación dura y blanda, 1994 a 2002).