

Precesión y encogimiento orbitales a partir de la rotación del marco de referencia.

por

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

www.aias.us, www.upitec.org, www.et3m.net, www.archive.org, www.webarchive.org

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen.

Se muestra que, en su límite clásico, la teoría covariante según ECE2 para las órbitas produce precesión orbital en forma inmediata como resultado directo de la rotación de de Sitter. Cuando la aceleración angular de la rotación del marco de referencia es distinta de cero, la órbita puede sufrir encogimiento y precesión. Por lo tanto, las principales características del púlsar binario de Hulse Taylor, precesión y encogimiento, se producen en el límite clásico de la teoría ECE2 sin el empleo de radiación gravitacional. La precesión del sistema estelar S2 se produce en términos de la velocidad angular de la rotación del marco de referencia. La relatividad general einsteiniana (RGE) fracasa por un orden de magnitud en el sistema estelar S2.

Palabras clave: teoría ECE2, precesión y encogimiento orbital en el límite clásico.

1. Introducción.

En recientes documentos de esta serie [1-41] se ha demostrado que la rotación del marco de referencia de de Sitter de las coordenadas polares planas conduce a varios efectos interesantes, en especial la definición de la conexión de espín y de la fuerza del vacío. En la Sección 2 se muestra que la rotación de de Sitter produce precesión orbital, y encogimiento orbital cuando la aceleración angular de la rotación del marco es también igual a cero. Estas son las principales características de los púlsares binarios tales como el de Hulse Taylor. En el límite clásico de la teoría ECE2 estas características se producen sin tener que postular la existencia de radiación gravitacional. La misma teoría del marco en rotación en su límite clásico puede producir con exactitud a precesión del sistema estelar S2 cuando la relatividad general einsteiniana (RGE) fracasa completamente por un orden de magnitud.

Este documento constituye una breve sinópsis de extensos cálculos contenidos en las Notas de Acompañamiento UFT413 publicadas en el portal www.aias.us. La Nota 413(1) da una expresión del encogimiento orbital en términos de la aceleración angular de la rotación de de Sitter. La Nota 413(2) da la fuerza del vacío y la fluctuación promediada isotrópicamente en términos de la conexión de espín producida por la rotación de de Sitter. La Nota 413(3) es una simplificación de la teoría de encogimiento orbital. Las Notas 413(4) y 413(5) dan la teoría del hamiltoniano y del lagrangiano en el marco del observador. La Nota 413(6) da la teoría del encogimiento orbital, la Nota 413(7) da la torsión de Cartan y la fuerza debida a la rotación de de Sitter, y la Nota 413(8) da una sencilla demostración mediante transformación de coordenadas de la precesión y encogimiento orbitales.

La Sección 3 es un análisis numérico y gráfico.

2. Precesión y encogimiento a partir de la rotación de de Sitter.

La precesión y el encogimiento se obtienen a partir de la conocida transformación de coordenadas de de Sitter:

$$\phi' = \phi + \omega_1 t \quad (1)$$

de las coordenadas polares planas (r, ϕ) , produciendo así el sistema de coordenadas (r, ϕ') .

Aquí ω_1 es la velocidad angular de la rotación del marco y t es el tiempo. La transformación produce el hamiltoniano [1-41]:

$$H = \frac{1}{2}\mu \left(\dot{r}^2 + r^2 \dot{\phi}'^2 \right) - \frac{mMG}{r} \quad (2)$$

y el lagrangiano:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\mu \left(\dot{r}^2 + r^2 \dot{\phi}'^2 \right) + \frac{mMG}{r} \quad (3)$$

para un objeto de masa m en órbita alrededor de una masa M . Aquí, G es la constante de Newton. A partir de la Ec. (2):

$$\phi'(r) = \int \frac{L}{r^2} \left(2\mu \left(H - U - \frac{L^2}{2\mu r^2} \right) \right)^{-1/2} dr \quad (4)$$

de manera que:

$$\cos \phi' = \left(\frac{L^2}{\mu k r} - 1 \right) \left(1 + \frac{2H L^2}{\mu k^2} \right)^{-1/2} \quad (5)$$

donde L es el momento angular:

$$L = \mu r^2 \dot{\phi}' \quad (6)$$

Hay dos constantes de movimiento, H y L , con la propiedad:

$$\frac{dH}{dt} = 0, \quad \frac{dL}{dt} = 0. \quad (7)$$

Aquí

$$\mu = \frac{mM}{m+M} \quad (8)$$

es la masa reducida:

$$\mu \approx m \quad (9)$$

cuando $m \ll M$. La constante k se define mediante:

$$k := mM_G \quad (10)$$

La Ec. (5) es la sección cónica:

$$r = \frac{\alpha}{1 + \epsilon \cos \phi'} \quad (11)$$

que es una elipse con precesión. La precesión por órbita de 2π radianes es:

$$\Delta \phi = \omega_p T \quad (12)$$

La semi latitud recta de la elipse es la constante de movimiento:

$$\alpha = \frac{L^2}{\mu k} \quad (13)$$

y su elipticidad es la constante de movimiento:

$$e = \left(1 + \frac{2H^2 L^2}{\mu k^2}\right)^{1/2} \quad (14)$$

La teoría explica la precesión de la Estrella S2 en términos de la sencilla ecuación (12), en términos de la velocidad angular ω_1 de la rotación de de Sitter y el tiempo T requerido para completar una órbita de 2π radianes. La relatividad general einsteiniana (RGE) fracasa completamente al intentar describir la precesión de la estrella S2. La RGE falla por un orden de magnitud, de manera que la teoría de Einstein se refuta experimentalmente, siendo reemplazada por ECE y ECE2.

El semieje mayor de la órbita es [1-41]:

$$a = \frac{\alpha}{1-e^2} = \frac{k}{2|H|} \quad (15)$$

y el semieje menor es:

$$b = (\alpha a)^{1/2} = \frac{\alpha}{(1-e^2)^{1/2}} = \frac{L}{(2\mu|H|)^{1/2}} \quad (16)$$

A partir de las Ecs. (1) y (2);

$$\phi' \xrightarrow{t \rightarrow \infty} \infty \quad (17)$$

de manera que:

$$H \xrightarrow{t \rightarrow \infty} \infty \quad (18)$$

En consecuencia, el semieje mayor se encoge a cero:

$$a \xrightarrow{t \rightarrow \infty} 0 \quad (19)$$

El tiempo requerido para completar una órbita de 2π radianes, por ejemplo, es T , de manera que después de una órbita:

$$\phi' = \phi + \omega_1 T \quad (20)$$

y el hamiltoniano aumentó a:

$$H = \frac{1}{2}\mu \left(\dot{r}^2 + r^2 \left(\dot{\phi} + T \frac{d\omega_i}{dt} \right)^2 \right) - \frac{mM_G}{r} \quad (21)$$

y es una constante de movimiento:

$$\frac{dH}{dt} = 0. \quad (22)$$

Luego de un infinito número de órbitas, el hamiltoniano es infinito y la órbita se ha encogido a un punto.

La segunda ley de Kepler es:

$$\frac{dA}{dt} = \frac{1}{2} r^2 \dot{\phi} = \frac{L}{2\mu} = \text{constante} \quad (23)$$

donde A es área, de manera que la velocidad de área es constante. Se deduce que:

$$\begin{matrix} r \rightarrow 0 \\ \dot{\phi} \rightarrow \infty \end{matrix} \quad (24)$$

La rotación de de Sitter resulta suficiente para explicar el encogimiento de una órbita sin empleo alguno de la RGE y de la radiación gravitacional, Q. E. D. La primera ley de Kepler es la Ec. (11) y la tercera ley de Kepler es el resultado directo de:

$$dt = \frac{2\mu}{L} dA \quad (25)$$

de manera que:

$$T = \int_0^T dt = \frac{2\mu}{L} \int_0^A dA = \frac{2\mu}{L} A. \quad (26)$$

El área de la elipse es:

$$A = \pi ab \quad (27)$$

y el semieje menor es:

$$b = (da)^{1/2}. \quad (28)$$

Aquí, α es una constante de movimiento, de manera que, a medida que a se encoge a cero también lo hace b . La tercera ley de Kepler a partir de las Ecs. (13), (15) y (16) es:

$$T^2 = \frac{4\pi^2}{k} a^3 \quad (29)$$

de manera que

$$T \rightarrow 0 \quad \dot{\phi}^1 \rightarrow \infty \quad (30)$$

El tiempo T requerido para una órbita es cero cuando la órbita se ha encogido a un punto.

En el sistema de coordenadas (r, ϕ') las ecuaciones de Euler Lagrange son:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial r} = \frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{r}} \quad (31)$$

y

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi'} = \frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\phi}^1} \quad (32)$$

La Ec. (31) da la ecuación de Leibnitz modificada por la rotación del marco:

$$m\ddot{r} - mr\dot{\phi}^1{}^2 = -\frac{mMG}{r^2} \quad (33)$$

y la Ec. (32) da:

$$\frac{dL}{dt} = 0 \quad (34)$$

donde el momento angular es

$$L = mr^2\dot{\phi}^1. \quad (35)$$

El hamiltoniano también es una constante de movimiento, de manera que

$$\frac{dH}{dt} = 0 = \frac{1}{2} \left(2r\ddot{r} + \frac{dr^2}{dt} \dot{\phi}^1{}^2 + r^2 \frac{d\dot{\phi}^1{}^2}{dt} + \frac{MG}{r^2} \dot{r} \right) \quad (36)$$

Por lo tanto:

$$\ddot{r} + r\dot{\phi}^2 + r^2\dot{\phi}'^2 + \frac{MG}{r^2}r = 0 \quad (37)$$

que puede expresarse como:

$$\ddot{r} - r\dot{\phi}^2 + 2r\dot{\phi}'^2 + r^2\dot{\phi}' = -\frac{MG}{r^2}r \quad (38)$$

que implica las dos ecuaciones:

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

y

$$2\dot{\phi}'r + r\dot{\phi}' = 0 \quad (40)$$

La Ec. (39) es la ecuación de Leibnitz (33) deducida en forma consistente a partir del hamiltoniano y el lagrangiano en el sistema (r, ϕ') . La Ec. (40) es la consecuencia directa de la conservación del momento angular en el sistema de coordenadas (r, ϕ') :

$$\frac{dL}{dt} = 0 = m \frac{d}{dt}(r^2\dot{\phi}') = m(2\dot{\phi}'r + r\ddot{\phi}') \quad (41)$$

El momento angular en el marco (r, ϕ') se define mediante:

$$L = mr^2\dot{\phi}' = mr^2\left(\dot{\phi} + \frac{d}{dt}(\omega t)\right) = mr^2\left(\omega + \omega_1 + t \frac{d\omega_1}{dt}\right) \quad (42)$$

y en general la aceleración angular es distinta de cero. Por lo tanto:

$$r^2 = \frac{L}{m\left(\omega + \omega_1 + t \frac{d\omega_1}{dt}\right)} \quad (43)$$

Dado de L es una constante de movimiento, el radio r debe de disminuir a medida que aumenta t , tal como se mostró previamente en esta sección utilizando un argumento diferente. Tal como se describe en detalle en la Nota 413(1) el ritmo de encogimiento puede calcularse a partir de:

$$\frac{dL}{dt} = 0 \quad (44)$$

dando:

$$\frac{dr}{dt} = -\frac{r}{2} \frac{d}{dt}\left(\omega + \omega_1 + t \frac{d\omega_1}{dt}\right) / \left(\omega + \omega_1 + t \frac{d\omega_1}{dt}\right) \quad (45)$$

Pueden utilizarse varios modelos para la velocidad angular de la rotación del marco, como en la Nota 413(1).

La cinemática fundamental del marco (r, ϕ) se desarrolla en la Nota 413(2), que define los vectores unitarios del marco (r, ϕ) como:

$$\underline{e}_r = \underline{i} \cos \phi' + \underline{j} \sin \phi' \quad (46)$$

y

$$\underline{e}_\phi = -\underline{i} \sin \phi' + \underline{j} \cos \phi'. \quad (47)$$

La velocidad lineal en el marco (r, ϕ) es:

$$\underline{v} = \dot{r} \underline{e}_r + r \dot{\phi}' \underline{e}_\phi \quad (48)$$

y la aceleración lineal es:

$$\underline{a} = (\ddot{r} - r \dot{\phi}'^2) \underline{e}_r + (r \ddot{\phi}' + 2\dot{r} \dot{\phi}') \underline{e}_\phi \quad (49)$$

Como se mostró anteriormente en esta sección, la constancia del hamiltoniano:

$$\frac{dH}{dt} = 0 \quad (50)$$

produce

$$m\ddot{r} - m r \dot{\phi}'^2 = -\frac{mMG}{r^2} \quad (51)$$

y

$$2\dot{\phi}'\dot{r} + r\ddot{\phi}' = 0 \quad (52)$$

en el marco (r, ϕ) . En la ecuación de Leibnitz (51):

$$\dot{\phi}'^2 = \left(\omega + \omega_1 + t \frac{d\omega_1}{dt} \right)^2 \quad (53)$$

Se deduce que la ecuación de Leibnitz es:

$$m\ddot{r} - m r \dot{\phi}^2 = -\frac{mMG}{r^2} + 2\left(\omega_i + t \frac{d\omega_i}{dt}\right) \dot{\phi} + \left(\omega_i + t \frac{d\omega_i}{dt}\right)^2 \quad (54)$$

Esta ecuación se expresa en términos de la conexión de espín Ω_r , al utilizar:

$$F = m\ddot{r} - m r \dot{\phi}^2 = -\frac{mMG}{r^2} + m \Omega_r \Phi \quad (55)$$

donde:

$$\Phi = -\frac{MG}{r} \quad (56)$$

es el potencial gravitacional.

Por lo tanto, se ha definido la conexión de espín mediante la rotación de de Sitter (1).

Se deduce, como en la Nota 413(5), que la conexión de espín es:

$$\Omega_r = -\frac{1}{mMG} \left(\omega + \omega_i + t \frac{d\omega_i}{dt}\right) \left(\omega_i + t \frac{d\omega_i}{dt}\right) \left(\omega_i + t \frac{d\omega_i}{dt} + z\omega\right) \quad (57)$$

y que esto resulta a partir de la rotación del marco:

$$\phi' = \phi + \omega_i t \quad (58)$$

Como en la Nota 413(7), la torsión de Cartan asociada con la conexión de espín (57) resulta en la aceleración debida a la gravedad:

$$g_r = -\frac{MG}{r^2} - \frac{MG}{r} \Omega_r \quad (59)$$

y la fuerza gravitacional:

$$F_r = m g_r \quad (60)$$

La fuerza del vacío es:

$$\begin{aligned} F_r(\text{vac}) &= -\frac{mMG}{r} \Omega_r \\ &= \frac{1}{r} \left(\omega + \omega_i + t \frac{d\omega_i}{dt}\right) \left(\omega_i + t \frac{d\omega_i}{dt}\right) \left(\omega_i + t \frac{d\omega_i}{dt} + z\omega\right) \end{aligned} \quad (61)$$

De manera que la aceleración completa debida a la gravedad resulta en la fuerza total

$$F_r(r + \delta r) = F_r(r) + F_r(\text{vac}) \quad (62)$$

que puede desarrollarse como en recientes documentos UFT en términos de fluctuaciones del vacío δr . Se deduce que la fuerza total es:

$$F_r(r + \delta r) = -\frac{uMG}{r^2} + F_r(\text{vac}) \quad (63)$$

y que la ubicua fuerza del vacío es:

$$F_r(\text{vac}) = \frac{1}{6} \langle \delta \underline{r} \cdot \delta \underline{r} \rangle \nabla^2 F = -\frac{2}{3} uMG \frac{\langle \delta \underline{r} \cdot \delta \underline{r} \rangle}{r^4} \quad (64)$$

De manera que la fuerza total es:

$$F_r(r + \delta r) = -\frac{uMG}{r^2} \left(1 + \frac{2}{3} \frac{\langle \delta \underline{r} \cdot \delta \underline{r} \rangle}{r^2} \right) \quad (65)$$

y la conexión de espín es:

$$\Omega_r = \frac{2}{3} \frac{\langle \delta \underline{r} \cdot \delta \underline{r} \rangle}{r^3} \quad (66)$$

Se deduce que:

$$|\Omega_r| = \frac{2}{3} \frac{\langle \delta \underline{r} \cdot \delta \underline{r} \rangle}{r^3} \quad (67)$$

$$= \frac{1}{uMG} \left(\omega + \omega_i + t \frac{d\omega_i}{dt} \right) \left(\omega_i + t \frac{d\omega_i}{dt} \right) \left(\omega_i + t \frac{d\omega_i}{dt} + 2\omega \right)$$

En el límite:

$$\omega_i \rightarrow 0 \quad (68)$$

se deduce que

$$|\Omega_r| \rightarrow 0 \quad (69)$$

en forma consistente, y

$$r = \frac{\alpha}{1 + \epsilon \cos \phi} \quad (70)$$

La fuerza del vacío es ubicua, y da lugar a los anómalos factores g de las partículas elementales, el corrimiento de Lamb y el efecto Casimir. La misma fuerza del vacío da lugar a la precesión y encogimiento orbitales.

3. Análisis numérico y computación.

3.1 Cambio de radio.

De acuerdo con la Ec. (45), el cambio de radio asumido dr/dt puede expresarse mediante

$$\frac{dr}{dt} = -\frac{r \left(\left(\frac{d^2}{dt^2} \omega_1 \right) t + 2 \frac{d}{dt} \omega_1 + \frac{d}{dt} \omega \right)}{2 \left(\left(\frac{d}{dt} \omega_1 \right) t + \omega_1 + \omega \right)}. \quad (71)$$

Para una representación gráfica, le velocidad angular ω se ha aproximado mediante el valor clásico

$$\omega = \frac{L}{mr^2} \quad (72)$$

con un momento angular constante L . La función del radio se ha establecido con la órbita elíptica ω_1

$$r = \frac{\alpha}{1 + \epsilon \cos(\phi + \omega_1 t)} \quad (73)$$

Así, el término $d\omega/dt$ en la Ec. (71) puede calcularse directamente a partir de (73), dando lugar a una expresión bastante complicada. Esto puede evaluarse para varias velocidades de rotación de modelo de marco ω_1 , como se ha listado en la Tabla 1.

Los resultados se han representado gráficamente en las Figs. 1-4. Dado que r depende del ángulo ϕ , hemos representado dos curvas para los valores extremos de r , que aparecen para los ángulos 0 y π . Para una función exponencial en disminución (Fig. 1) esto da un aumento en el radio orbital. Un crecimiento exponencial de ω_1 conduce a un encogimiento radial (Fig. 2) con un cambio de fase para ambas posiciones angulares. Una función hiperbólica da nuevamente un incremento radial (Fig. 3), en tanto que una simple función lineal conduce a órbitas que se encogen a lo largo de un amplio rango de tiempo (Fig. 4).

No.	ω_1
1	$\omega_0 \exp(-at)$
2	$\omega_0 \exp(at)$
3	$a/(t+c)$
4	at

Tabla 1: Modelos de rotación de marco para la evaluación de la Ec. (71).

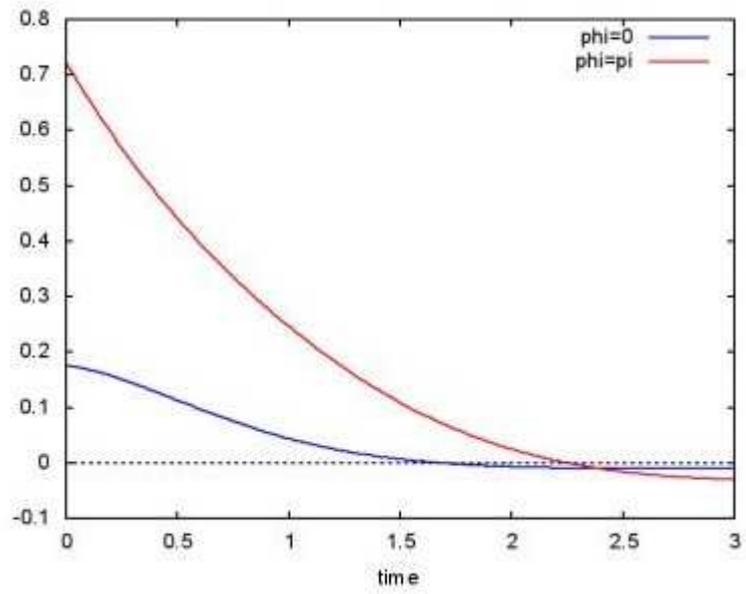


Figura 1: Función dr/dt para el modelo 1 de la Tabla 1.

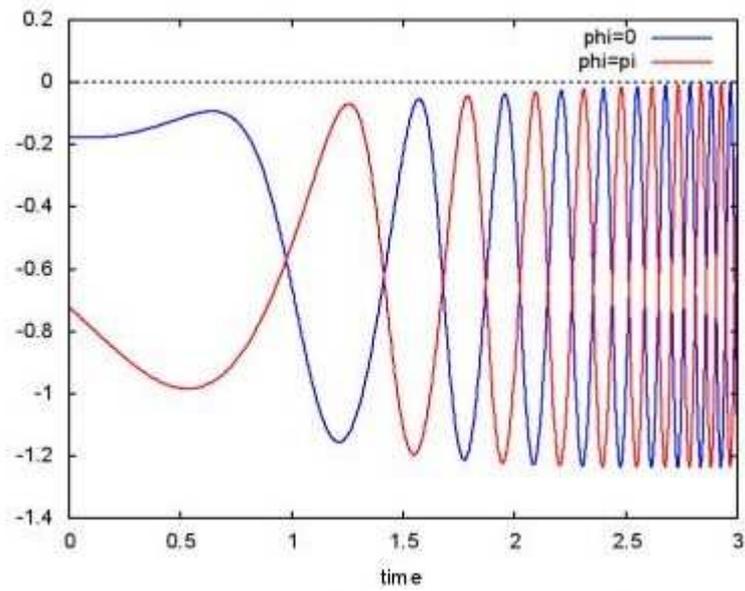


Figura 2: Función dr/dt para el modelo 2 de la Tabla 1.

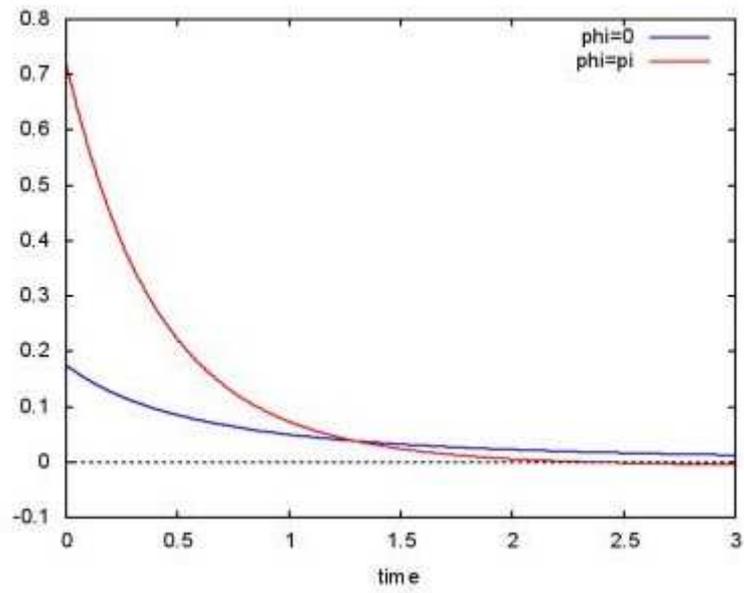


Figura 3: Función dr/dt para el modelo 3 de la Tabla 1.

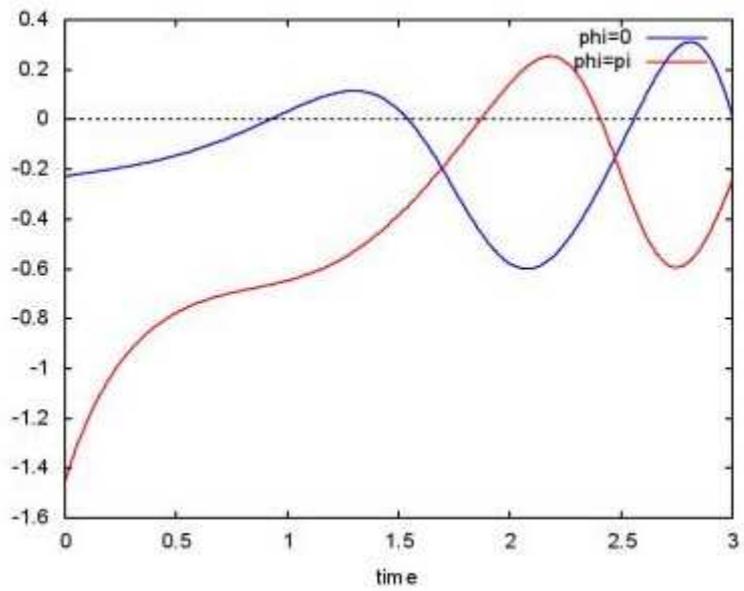


Figura 4: Función dr/dt para el modelo 4 de la Tabla 1.

3.2 Solución numérica de las ecuaciones de Lagrange.

Las ecuaciones de movimiento (39,40) se han resuelto numéricamente para las variables canónicas (r, ϕ) , donde ϕ se obtiene a partir de la rotación del marco

$$\phi' = \dot{\phi} + \omega_1 t \quad (74)$$

Estas son las ecuaciones de Lagrange obtenidas a partir de la energía cinética

$$T = \frac{m \left(r^2 \left(\left(\frac{d}{dt} \omega_1 \right) t + \frac{d}{dt} \phi + \omega_1 \right)^2 + \left(\frac{d}{dt} r \right)^2 \right)}{2} \quad (75)$$

y la energía potencial

$$U = - \frac{mMG}{r} \quad (76)$$

con las variables descritas en la Sección 2. Debiera de notarse que las ecuaciones de movimiento contienen el parámetro de tiempo, t , en forma explícita, por lo tanto no hay invariancia de las ecuaciones cuando se modifica el parámetro de tiempo.

Utilizamos dos modelos para la rotación del marco, en el primer caso

$$\omega_1 = - a \exp(-bt) \quad (77)$$

con los parámetros positivos a y b . Todos los parámetros utilizados en los cálculos se eligieron para un sistema modelo, de manera que aparecieran efectos de rotación. La órbita muestra una precesión significativa (Fig. 5). La constante de movimiento es el momento angular

$$L = mr^2 \dot{\phi}' = mr^2 (\dot{\phi} + \omega_1 + \dot{\omega}_1 t) \quad (78)$$

En la Fig. 6, esta constante de momento angular (L) se representa junto con el momento angular newtoniano

$$L(\text{Newton}) = mr^2 \dot{\phi} \quad (79)$$

Puede observarse que L es una constante de movimiento. Mientras que $L(\text{Newton})$ no lo es. La conexión de espín radial Ω_r se dedujo a partir de la Ec. (57). Dado que esta forma requiere de conocimiento acerca del valor de L que no es un parámetro de alimentación para el cálculo, empleamos la forma alternativa

$$\Omega_r = - \frac{r^2}{MG} (\dot{\omega}_1 t + \omega_1) (\dot{\omega}_1 t + 2\dot{\phi} + \omega_1). \quad (80)$$

tal como se obtiene en la Nota 413(5). Su representación gráfica se presenta en la Fig. 6, y muestra oscilaciones que surgen a partir de la velocidad angular $\omega = \dot{\phi}$. No hay encogimiento en el radio orbital o en el período orbital.

El segundo modelo para la rotación del marco es una sencilla función con crecimiento lineal

$$\omega_1 = at \tag{81}$$

Dado que ω_1 se opone a la dirección de la masa en órbita en la elipse, hay un valor de t donde ω_1 excede la velocidad angular ω de la masa. En consecuencia, la dirección de movimiento se revierte, lo cual conduce a órbitas muy exóticas, tal como se presenta en la Fig. 8. Sin embargo, la constante de movimiento L se conserva, tal como puede observarse a partir de la Fig. 9. Debido a la órbita exótica, el momento angular newtoniano oscila fuertemente y cambia de dirección en forma múltiple (ver cruzamientos del valor cero). Análogamente, la conexión de espín Ω_r (Fig. 10) oscila fuertemente en el rango negativo. A partir de otros modelos de ω_1 hallamos que Ω_r también puede adoptar valores positivos.

En este segundo modelo, ω_1 crece más allá de todos los límites, de manera que debiéramos esperar un encogimiento drástico en la órbita. Los radios máximos observados y períodos por órbita se extrajeron a partir del cálculo, interpolados para incrementar la precisión, y compilados en la Tabla 2. Puede observarse que ambas cantidades son constantes dentro de la precisión del cálculo de 4-5 dígitos. Se encuentra la explicación cuando se consideran los términos angulares únicos de la constante de movimiento (78), ver Fig. 11. Los términos ω_1 y $\dot{\omega}_1 t$ (línea roja/verde) son positivos e idénticos de acuerdo con la Ec. (81). Luego de la primera oscilación, ambos términos exceden la parte inferior de ω (línea violeta). Como consecuencia, ω se hundió por debajo de cero, de manera que la suma de los tres términos da la misma curva de (línea azul) a lo largo de todo el tiempo. La línea azul corresponde a $1/r^2$ de manera que L permanece constante. Dado que la curva azul no cambia de una oscilación a otra, no hay cambio en el radio orbital. La inversión en el movimiento angular es una consecuencia de mantener constante el valor de L .

En total, la dinámica del sistema opera de un modo en que los parámetros orbitales r_{\max} y T_{orbit} se conservan. En otras palabras, la rotación del marco conduce a una fuerte precesión e incluso a un cambio de dirección en el movimiento orbital, pero los parámetros básicos de la órbita se conservan. Otros efectos no clásicos se investigarán próximamente para la generación de encogimiento orbital.

r_{\max}	T_{orbit}
3.175345	5.993880
3.175353	5.993257
3.175360	5.993402
3.175367	5.993437
3.175374	5.993444
3.175381	5.993456
3.175388	5.993469
3.175394	5.993483
3.175402	5.993503

Tabla 2: Radios orbitales y períodos orbitales máximos del modelo (81).

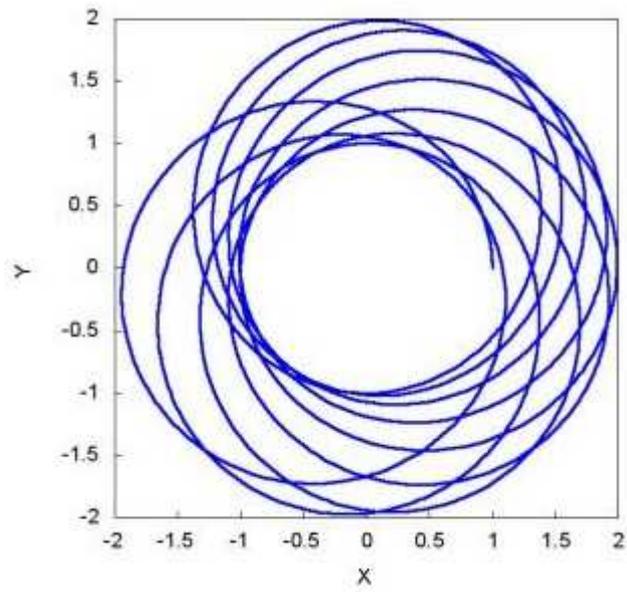


Figura 5: Órbita con precesión del modelo (77).

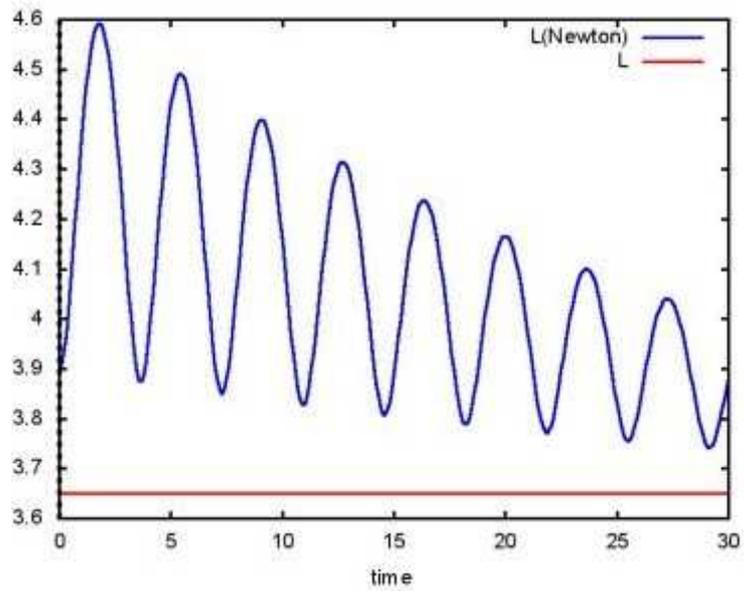


Figura 6: Momentos angulares del modelo (77).

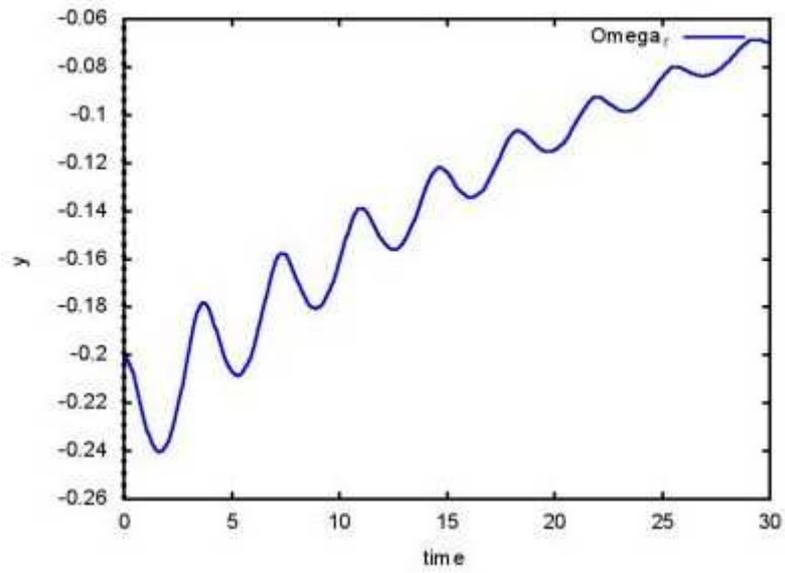


Figura 7: Conexión de espín Ω_r del modelo (77).

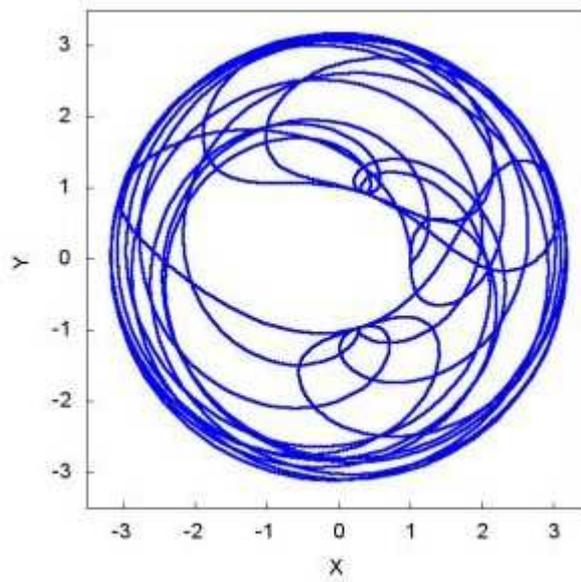


Figura 8: Órbita con precesión del modelo (81).

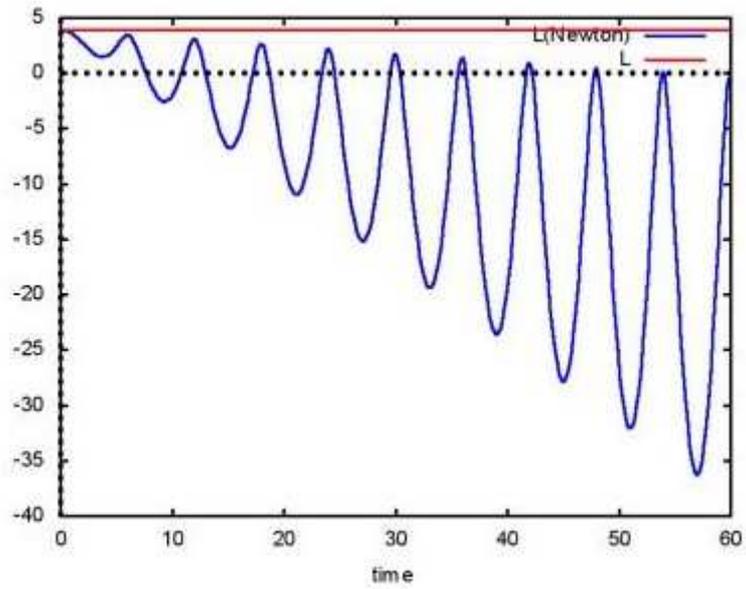


Figura 9: Momentos angulares del modelo (81).

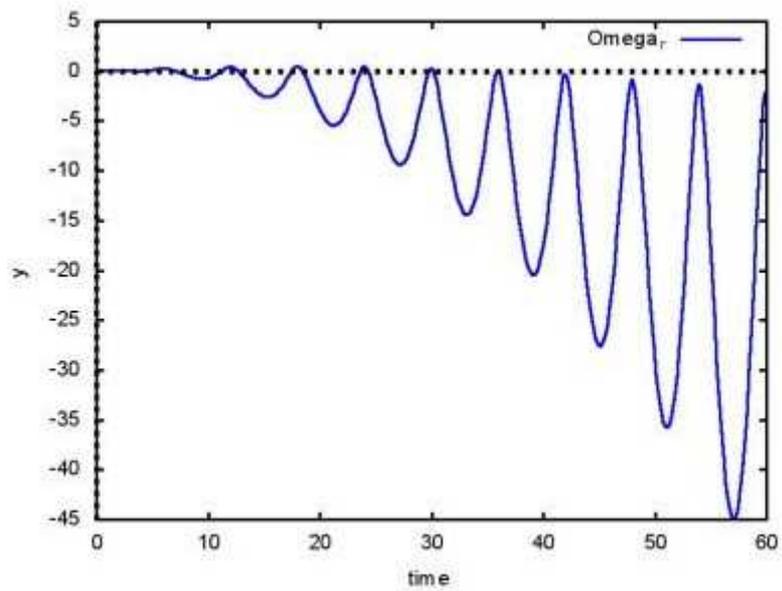


Figura 10: Conexión de espín Ω_r del modelo (81).

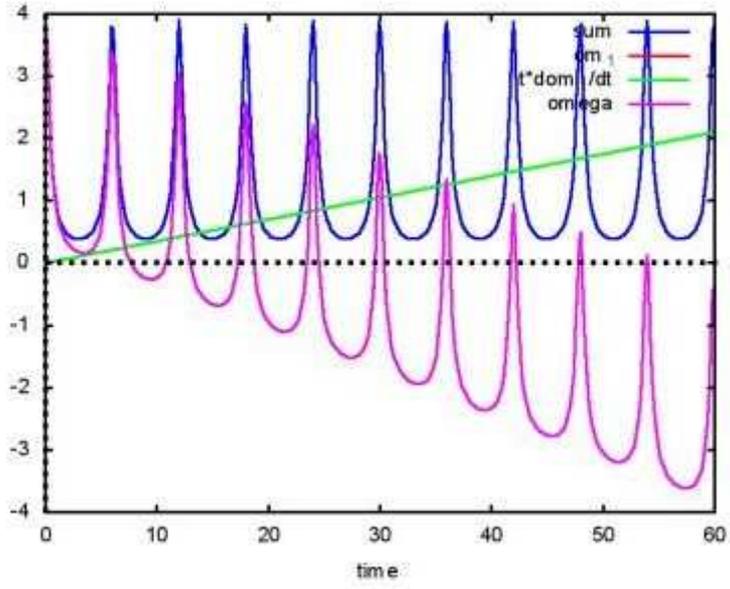


Figura 11: Términos sencillos de la constante de movimiento (81).

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 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 y 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).
- [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).
- [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).