

Explicación de la precesión orbital mediante dinámica de fluidos.

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.uk)

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen.

Se aplican los principios de la dinámica de fluidos a la dinámica orbital, y se demuestra que surge una explicación precisa y sencilla de la precesión orbital para la precisión orbital. Estos métodos generalizan la dinámica clásica y producen nuevas velocidades y aseveraciones fundamentales en el sistema de coordenadas polar plano, extendiendo el trabajo llevado a cabo por Coriolis en 1835.

Palabras clave: ECE2, unificación de la dinámica de fluidos y la dinámica, precesión planetaria.

1. Introducción.

En documentos inmediatamente precedentes de esta serie [1-12], la unificación llevada a cabo por la teoría ECE2, de la dinámica de fluidos y la teoría gravitacional ha conducido a nuevas inferencias fundamentales en el campo de la cosmología. Se considera que el espacio-tiempo se encuentra gobernado por las ecuaciones de la dinámica de fluidos dentro del contexto de la geometría de Cartan, de manera que la cuatro-derivada se ve reemplazada por la derivada covariante, un ejemplo de lo cual es la conocida derivada convectiva de la dinámica de fluidos. Se ha demostrado que la estructura de las ecuaciones de campo de la dinámica de fluidos es la misma que aquella de la electrodinámica y la teoría gravitacional. Esto constituye un ejemplo del uso de la teoría del campo unificado ECE2. Las ecuaciones de campo se expresan en un espacio matemático con una torsión y una curvatura finitas, y son covariantes según Lorentz. Estas propiedades se han descrito como covariancia ECE2.

Este documento constituye una sinopsis de cálculos detallados y álgebra computacional en las Notas de Acompañamiento de UFT313, publicadas en los portales www.aias.us y www.upitec.org, y archivados en www.archive.org. Las Notas 363(1) y 363(2) dan una descripción preliminar de la precesión debida a un vacío fluido, utilizando aproximaciones bien definidas. La Nota 363(3) es una descripción preliminar sin aproximación, que resulta en una ecuación de fuerza novedosa en la que se evalúa el efecto de la utilización de una derivada convectiva a través de componentes de conexión de espín. La Sección 2 de este documento se basa en las Notas 363(4) y 363(5), en la que se utilizan principios eulerianos de dinámica de fluidos, para dar una descripción precisa de precesión orbital. La Sección 3 constituye un resumen de métodos computacionales que podrían aplicarse para el desarrollo del hamiltoniano y el lagrangiano.

2. Cálculo de la precesión orbital.

Consideremos los fundamentos de la dinámica de fluidos de Euler, en donde cualquier campo vectorial \underline{F} se define como función de oposición \underline{r} , y tiempo t :

$$\underline{F} = \underline{F}(\underline{r}, t). \quad (1)$$

En el sistema de coordenadas orales planas, el campo vectorial se define mediante:

$$\underline{F} = F_r \underline{e}_r + F_\theta \underline{e}_\theta. \quad (2)$$

Se deduce, como en la Nota 362(5) el documento UFT362, que la derivada convectiva de \underline{F} es:

$$\frac{D\underline{F}}{Dt} = \frac{\partial \underline{F}}{\partial t} + (\underline{v} \cdot \nabla) \underline{F}. \quad (3)$$

En notación de componentes, la Ec. (3) deviene:

$$\frac{D}{Dt} \begin{bmatrix} F_r \\ F_\theta \end{bmatrix} = \frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} F_r \\ F_\theta \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & -\dot{\theta} \\ \dot{\theta} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_r \\ F_\theta \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \frac{\partial F_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial F_r}{\partial \theta} \\ \frac{\partial F_\theta}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial F_\theta}{\partial \theta} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v_r \\ v_\theta \end{bmatrix} \quad (4)$$

El segundo término del lado derecho de esta ecuación es el resultado de la rotación de los ejes de coordenadas del sistema polar plano. El tercer término es una consecuencia del hecho que \underline{F} es una función de \underline{r} así como de t . Esta es la suposición habitual utilizada en dinámica de fluidos, y en este documento se aplica a la teoría orbital para dar una explicación exacta de la precesión orbital.

En dinámica clásica:

$$\underline{F} = \underline{F}(t) \quad (5)$$

y la Ec. (4) se reduce a:

$$\frac{D}{Dt} \begin{bmatrix} F_r \\ F_\theta \end{bmatrix} = \frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} F_r \\ F_\theta \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & -\dot{\theta} \\ \dot{\theta} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_r \\ F_\theta \end{bmatrix} \quad (6)$$

Si \underline{F} es igual a la velocidad o a la aceleración en la Ec. (6), emerge la conocida velocidad y aceleraciones de Coriolis. Por lo tanto, en teoría orbital clásica:

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial F_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial F_r}{\partial \theta} \\ \frac{\partial F_\theta}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial F_\theta}{\partial \theta} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (7)$$

En la dinámica de fluidos de Euler, el lado derecho de la Ec. (7) no es igual a cero porque:

$$\underline{F}(t) \longrightarrow \underline{F}(\underline{r}, t) \quad (8)$$

Consideremos el vector posición de un elemento de fluido, denotado por:

$$\underline{R} = \underline{R}(\underline{r}, t) \quad (9)$$

Se deduce que el campo de velocidad del fluido se define mediante:

$$\underline{v}(\underline{r}, t) = \frac{D\underline{R}}{Dt} = \frac{\partial \underline{R}}{\partial t} + (\underline{v} \cdot \nabla) \underline{R} \quad (10)$$

O en formato de componentes en el sistema de coordenadas polares plano:

$$\frac{D}{Dt} \begin{bmatrix} R_r \\ R_\theta \end{bmatrix} = \frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} R_r \\ R_\theta \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & -\dot{\theta} \\ \dot{\theta} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} R_r \\ R_\theta \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \frac{\partial R_r}{\partial r} & \frac{1}{r} \frac{\partial R_r}{\partial \theta} \\ \frac{\partial R_\theta}{\partial r} & \frac{1}{r} \frac{\partial R_\theta}{\partial \theta} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v_r \\ v_\theta \end{bmatrix} \quad (11)$$

En coordenadas polares planas:

$$\underline{R} = R \underline{e}_r, \quad (12)$$

de manera que:

$$R_r = R, \quad R_\theta = 0 \quad (13)$$

La matriz de conexión de espín necesaria para definir el campo de velocidad es, por lo tanto:

$$\begin{bmatrix} \Omega'_{01} & \Omega'_{02} \\ \Omega^z_{01} & \Omega^z_{02} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial R_r}{\partial r} & \frac{1}{r} \frac{\partial R_r}{\partial \theta} \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (14)$$

con componentes:

$$\begin{aligned} \Omega'_{01} &= \frac{\partial R_r}{\partial r}, & \Omega'_{02} &= \frac{1}{r} \frac{\partial R_r}{\partial \theta}, \\ \Omega^z_{01} &= 0, & \Omega^z_{02} &= 0. \end{aligned} \quad (15)$$

Los componentes de campo de velocidad son, por lo tanto:

$$v_r = \left(1 + \Omega'_{01}\right) \dot{r} + \Omega'_{02} \omega r \quad (16)$$

y

$$v_{\theta} = \dot{\theta} r = \omega r. \quad (17)$$

El hamiltoniano del sistema es:

$$H = \frac{1}{2} m (v_r^2 + v_{\theta}^2) + U \quad (18)$$

y el lagrangiano es:

$$L = \frac{1}{2} m (v_r^2 + v_{\theta}^2) - U \quad (19)$$

donde U es la energía potencial.

Se sabe que la apreciación en el sistema solar es un efecto muy pequeño, de manera que:

$$\Omega'_{01} \sim \Omega'_{02} \ll 1 \quad (20)$$

pero en otros sistemas, tales como las galaxias en espiral, los componentes de conexión de espín pueden cambiar la órbita, a partir de la ley del cuadrado de la inversa, a la observada ley del cubo de la inversa de las galaxias en espiral. En dinámica clásica:

$$\underline{v}(t) = \frac{D \underline{r}(t)}{Dt} = \frac{\partial \underline{r}(t)}{\partial t} + (\underline{v} \cdot \nabla) \underline{r}(t) \quad (21)$$

De manera que la velocidad de Coriolis en coordenadas polares planas viene dada por la derivada convectiva de la posición $\underline{r}(t)$ de una partícula antes que $\underline{R}(\underline{r}, t)$ de un elemento de fluido:

$$\begin{bmatrix} v_r \\ v_{\theta} \end{bmatrix} = \frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} r(t) \\ 0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & -\dot{\theta} \\ \dot{\theta} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r(t) \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (22)$$

En forma de componentes, la Ec. (22) es:

$$v_r = \frac{\partial r(t)}{\partial t} \quad (23)$$

$$v_{\theta} = \dot{\theta} r(t) \quad (24)$$

que da la velocidad de Coriolis:

$$\underline{v} = \dot{r} \underline{e}_r + r \dot{\theta} \underline{e}_\theta \quad (25)$$

Q. E. D.

Las ecuaciones de Euler Lagrange del sistema son:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial r} = \frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{r}} \quad (26)$$

y:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \theta} = \frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\theta}} \quad (27)$$

A partir de la Ec. (26) puede hallarse una nueva ley de fuerza a partir de lagrangiano:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} m \left((1 + \Omega_{01}'^2) \dot{r}^2 + \Omega_{02}'^2 r^2 \dot{\theta}^2 + 2 \Omega_{02}' (1 + \Omega_{01}') \dot{r} \dot{\theta} r + \dot{\theta}^2 r^2 \right) - U \quad (28)$$

A partir de la Ec. (28):

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{r}} = m \left((1 + \Omega_{01}'^2) \dot{r} + \Omega_{02}' (1 + \Omega_{01}') \dot{\theta} r \right) \quad (29)$$

y:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial r} = m \left((1 + \Omega_{02}'^2) r \dot{\theta}^2 + \Omega_{02}' (1 + \Omega_{01}') \dot{\theta} \right) - \frac{\partial U}{\partial r} \quad (30)$$

Se deduce que la ley de fuerza para cualquier órbita plana es:

$$F = m \left((1 + \Omega_{01}'^2) \ddot{r} + \Omega_{02}' (1 + \Omega_{01}') (r \ddot{\theta} + \dot{\theta} \dot{r}) - (1 + \Omega_{02}'^2) r \dot{\theta}^2 - \Omega_{02}' (1 + \Omega_{01}') \dot{r} \dot{\theta} \right) \quad (31)$$

En comparación, la ley de fuerza de una sección cónica es bien conocida por ser igual a:

$$F = m (\ddot{r} - r \dot{\theta}^2) \quad (32)$$

De manera que la órbita se modifica por Ω'_{01} y Ω'_{02} .

Asumimos que:

$$\Omega'_{02} = \frac{1}{r} \frac{\partial R_r}{\partial \theta} \approx 0 \quad (33)$$

y el lagrangiano se simplifica a:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} m \left((1 + \Omega'_{01})^2 \dot{r}^2 + \dot{\theta}^2 r^2 \right) - U \quad (34)$$

A partir de la ecuación de Euler Lagrange:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \theta} = \frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\theta}} \quad (35)$$

y el momento angular es:

$$L = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\theta}} = m r^2 \dot{\theta} \quad (36)$$

A partir de la Ec.(35):

$$\frac{dL}{dt} = 0 \quad (37)$$

de manera que se conserva el momento angular.

En la aproximación (33) la ley de fuerza (31) deviene:

$$F = m \left((1 + \Omega'_{01})^2 \ddot{r} - r \dot{\theta}^2 \right). \quad (38)$$

Utilizando la variable de Binet [1-12]:

$$u = \frac{1}{r} \quad (39)$$

se deduce que:

$$\ddot{r} = -\frac{L^2}{m^2} u^2 \frac{d^2 u}{d\theta^2}, \quad r \dot{\theta}^2 = \frac{L^2}{m^2} u^3. \quad (40)$$

A partir de las Ecs. (38) y (40):

$$F = -\frac{L^2}{m} \left((1 + \Omega_{01}')^2 u^2 \frac{d^2 u}{d\theta^2} + u^3 \right) \quad (41)$$

de manera que se obtiene la siguiente ecuación generalizada de Binet:

$$(1 + \Omega_{01}')^2 \frac{d^2}{d\theta^2} \left(\frac{1}{r} \right) + \frac{1}{r} = -\frac{m r^2}{L^2} F(r) \quad (42)$$

La Ec. (42) puede aplicarse a teoría orbital y a dinámica de fluidos en la aproximación (33) y en el límite se reduce a la conocida ecuación de Binet de la teoría orbital:

$$\Omega_{01}' \rightarrow 0. \quad (43)$$

Por ejemplo, si la órbita es una sección cónica:

$$r = \frac{\alpha}{1 + \epsilon \cos \theta} \quad (44)$$

donde α es la semi latitud recta y ϵ es la excentricidad, se deduce que:

$$\frac{d^2}{d\theta^2} \left(\frac{1}{r} \right) = -\frac{\epsilon}{\alpha} \cos \theta \quad (45)$$

y:

$$\frac{d^2}{d\theta^2} \left(\frac{1}{r} \right) + \frac{1}{r} = \frac{1}{\alpha} = -\frac{m r^2}{L^2} F \quad (46)$$

Por lo tanto, la ley de fuerza de la órbita es:

$$F(r) = -L^2 / (m \alpha r^2). \quad (47)$$

A partir de la teoría orbital newtoniana [1-12] es bien sabido que:

$$L^2 = m^2 M G \alpha \quad (48)$$

donde M es la masa del objeto que gravita y G es la constante de Newton, de manera que:

$$F = -\frac{mMG}{r^2} \quad (49)$$

que es la ley del cuadrado de la inversa, QED.

A partir de la Ec. (42), sin embargo:

$$-\frac{mr^2}{L^2} F(r) = -\frac{E}{\alpha} (1 + \Omega'_{01})^2 \cos\theta + \frac{1}{\alpha} (1 + E \cos\theta) \quad (50)$$

A partir de la Ec. (44):

$$\frac{E}{\alpha} \cos\theta = \frac{1}{r} - \frac{1}{\alpha} \quad (51)$$

de manera que:

$$\begin{aligned} -\frac{mr^2}{L^2} F(r) &= \frac{1}{\alpha} + \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{\alpha}\right) \left(1 - (1 + \Omega'_{01})^2\right) \\ &= \frac{1}{\alpha} \left(1 - (1 - (1 + \Omega'_{01})^2)\right) \\ &\quad + \frac{1}{r} \left(1 - (1 + \Omega'_{01})^2\right) \end{aligned} \quad (52)$$

Denotando:

$$y = 1 - (1 + \Omega'_{01})^2 \quad (53)$$

se deduce que la ley de fuerza es:

$$F(r) = -\frac{L^2}{mr^2} \left(\frac{1-y}{\alpha} + \frac{y}{r} \right) \quad (54)$$

En el documento UFT193 se demostró que la ley de fuerza para una elipse con precisión:

$$r = \frac{\alpha}{1 + E \cos(\chi\theta)} \quad (55)$$

es:

$$F(r) = -\frac{L^2}{mr^2} \left(\frac{\chi^2}{\alpha} + \frac{1}{r} (1 - \chi^2) \right) \quad (56)$$

utilizando la ecuación de Binet:

$$\frac{d^2}{d\theta^2}\left(\frac{1}{r}\right) + \frac{1}{r} = -\frac{mr^2}{L^2} F(r). \quad (57)$$

De manera que:

$$y = 1 - x^2 \quad (58)$$

y:

$$x = 1 + \Omega'_{01} \quad (59)$$

Para una precisión experimental contemporánea:

$$x = 1 + \frac{3MG}{\alpha c^2} \quad (60)$$

donde c es la velocidad de la luz en el vacío. Por lo tanto:

$$\Omega'_{01} = \frac{\partial R_r}{\partial r} = \frac{3MG}{\alpha c^2} \quad (61)$$

La precesión orbital se debe al efecto de la función de dinámica de fluidos $\partial R/\partial r$, que puede considerarse como el ritmo de desplazamiento de un elemento de posición de un espacio tiempo con un espacio-tiempo, éter o vacío con dinámica de fluidos. Esta conexión de espín provoca que la órbita presente precesión. La órbita de sección cónica utilizada en la ecuación generalizada de Binet (42) es exactamente equivalente al empleo de la órbita con precesión (55) en la ecuación habitual de Binet (57). En ambos casos, la ley de atracción es una combinación de la inversa del cuadrado y de la inversa del cubo en r . Éste no es el resultado obtenido por Einstein, la cual es el cuadrado de la inversa más la cuarta potencia de la inversa en r . La teoría de Einstein de hecho no da una órbita con precesión, tal como ya se ha demostrado en documentos previos de la serie UFT.

3. Gráficas de precesión y nueva ley de fuerza.

Computamos la aceleración $\mathbf{a} = \mathbf{F} / m$ en el límite newtoniano (órbita elíptica). Tal como se describió en la Sección 2 de este documento, tenemos entonces:

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

$$\frac{dr}{d\theta} = \frac{\epsilon r^2}{\alpha} \sin(\theta), \quad (63)$$

$$\omega = \dot{\theta} = \frac{L}{mr^2}. \quad (64)$$

En general, la aceleración posee una componente radial y una componente angular, que en el caso del espacio-tiempo de dinámica de fluidos se expresa como

$$\mathbf{a} = \left(-\frac{MG}{r^2} + \Omega^1_{01} \frac{L}{mr^2} \frac{dr}{d\theta} + \Omega^1_{02} \frac{L}{mr} \right) \mathbf{e}_r \quad (65)$$

$$+ \left(\Omega^2_{01} \frac{L}{mr^2} \frac{dr}{d\theta} + \Omega^2_{02} \frac{L}{mr} \right) \mathbf{e}_\theta$$

(ver Nota 363/3). Presentamos ejemplos gráficos para las componentes de la aceleración. Utilizando las Ecs. (62 y 63), las componentes de (65) pueden expresarse ya sea como una función de r o una función de θ . Presentamos ambas posibilidades en las Figs. 1 y 2, en las curvas azul y verde. La forma newtoniana puede obtenerse estableciendo todas las componentes de la conexión de espín como iguales a cero en la Ec. (65). De acuerdo con la teoría newtoniana, no existe componente angular de la aceleración, tal como puede observarse a partir de las dos figuras.

Para el segundo caso, utilizamos la forma completa (65) para la aceleración, con selección de las conexiones de espín:

$$\Omega^1_{01} = 0.2, \quad (66)$$

$$\Omega^1_{02} = -0.2, \quad (67)$$

$$\Omega^2_{01} = 0.2, \quad (68)$$

$$\Omega^2_{02} = -0.2. \quad (69)$$

En este caso no newtoniano, ambas componentes de la aceleración son distintas de cero, señaladas con "P" en las Figs. 1 y 2 (curvas roja y violeta). Estas componentes (Fig. 1) están definidas ahora solamente en el rango de la órbita elíptica y un poco más negativas que en el

caso newtoniano, indicado con “N”. La componente angular varía con el ángulo θ , tal como puede observarse en la Fig. 2. Tal como se requiere, las componentes de la aceleración son periódicas en 2π .

Hasta el momento hemos supuesto una órbita elíptica, aun para el caso no newtoniano. De hecho, es una elipse con precesión, tal como puede observarse a partir de las soluciones de Lagrange obtenidas a partir del lagrangiano (34). Hemos supuesto que solo Ω_{01}^1 es significativamente diferente de cero. Obtenemos entonces las ecuaciones de movimiento

$$\ddot{\theta} = -\frac{2\dot{r}\dot{\theta}}{r}, \quad (70)$$

$$\ddot{r} = \frac{r^3\dot{\theta}^2 - GM}{(\Omega_{01}^1 + 1)^2 r^2}, \quad (71)$$

que difieren de la forma newtoniana por la conexión de espín en el denominador de la segunda ecuación. Estas ecuaciones se han resuelto numéricamente, mediante el empleo de condiciones iniciales de órbitas limitadas. Esto nos da las trayectorias $\theta(t)$ y $r(t)$, tal como se representan en la Fig. 3. La gráfica orbital tridimensional muestra que la órbita no es de tipo cerrado, sino que se trata de una elipse con precesión en el plano $Z = 0$. Obviamente, la existencia de un término de conexión de espín fluidodinámica resulta suficiente para la obtención de órbitas no newtonianas. Alternativamente, tales elipses con precesión se obtuvieron en el documento UFT 328 mediante efectos relativistas.

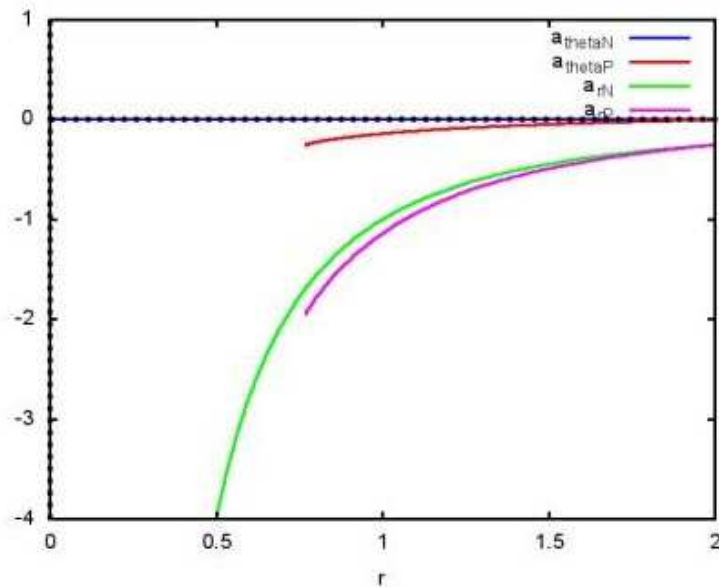


Figura 1: Componentes de la aceleración (newtoniano N y no newtoniano P) en función de r .

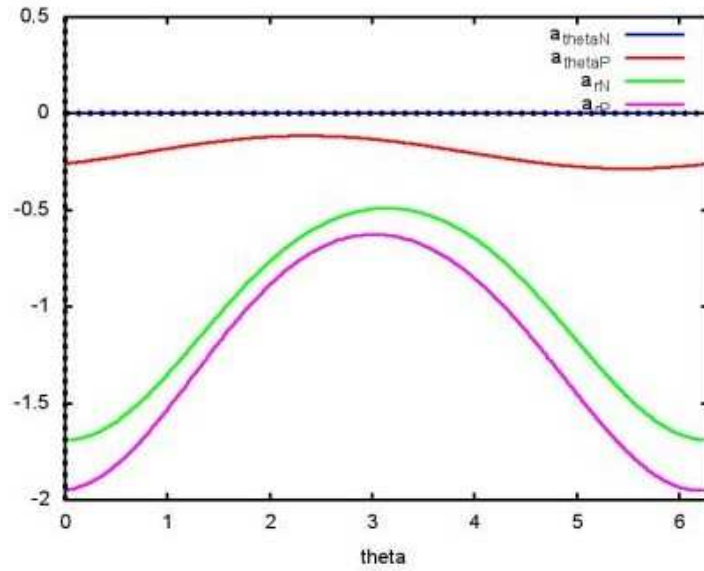


Figura 2: : Componentes de la aceleración (newtoniano N y no newtoniano P) en función de θ .

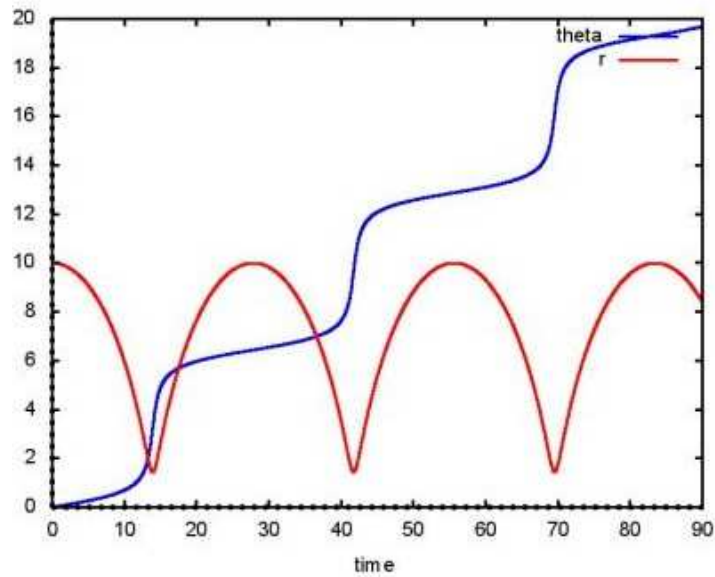


Figura 3: Trayectorias $\theta(t)$ y $r(t)$.

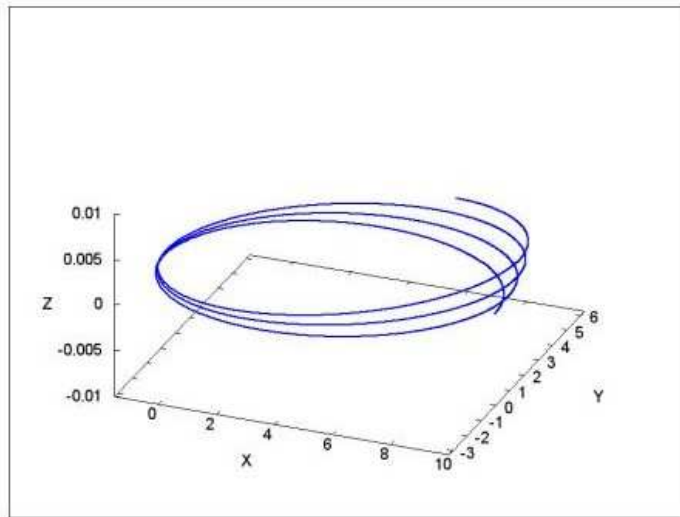


Figura 4: Órbita elíptica con precesión debida a efectos fluidodinámicos.

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 al CEO de Annexa Inc., Dave Burleigh, por las publicaciones, mantenimiento del portal, y programación y mantenimiento de la retroalimentación. Se agradece a Alex Hill por las traducciones y lecturas en idioma castellano, y a Robert Cheshire por las lecturas en idioma inglés.

Referencias bibliográficas.

- [1] M. W. Evans, H. Eckardt, D. W. Lindstrom y S. J. Crothers, "The Principles of ECE" (de libre acceso en los portales www.aias.us y www.upitec.org, en encuadernación dura www.epubli.de, Berlin, y encuadernación blanda New Generation, Londrea, 2016, traducción al castellano por Alex Hill).
- [2] M. W. Evans, H. Eckardt, D. W. Lindstrom y S. J. Crothers, "ECE2: The Second Paradigm Shift" (en prep., 2017, de libre acceso y con encuadernación dura, traducido por Alex Hill).
- [3] M. W. Evans, S. J. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast, "Criticisms of the Einstein Field Equation" (UFT301, Cambridge International (CISP), encuad. dura 2010).
- [4] L. Felker, "The Evans Equations of Unified Field Theory" (UFT302, Abramis 2007, traducido por Alex Hill).
- [5] H. Eckardt, "The ECE Engineering Model" (UFT303 en ambos portales).
- [6] M. W. Evans, "Collected Scientometrics" (UFT307 y sección de estadísticas filtradas).
- [7] M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom, "Generally Covariant Unified Field Theory" (Abramis 2005 a 2011 en siete volúmenes con encuad. Dura y blanda y de libre acceso en ambos portales y docs.UFT relevantes).
- [8] M. W. Evans, Ed. "Definitive Refutations of the Einsteinian General Relativity" (CISP 2012 y de libre acceso en ambos portales).
- [9] M. W. Evans y L. B. Crowell, "Classical and Quantum Electrodynamics and the $B^{(3)}$ Field" (World Scientific 2001 y sección de Omnia Opera del portal www.aias.us).
- [10] M. W. Evans y S. Kielich (Eds.), "Modern Nonlinear Optics" (Wile Interscience, Nueva York, 1992, 1993, 1997, 2001) en dos ediciones y seis volúmenes.
- [11] M. W. Evans y J.-P. Vigié, "The Enigmatic Photon" (Kluwer, Dordrecht 1994 a 2002, encuad. dura y blanda, cinco volúmenes, sección Omnia Opera del portal www.aias.us).
- [12] M. W. Evans y A. A. Hasanein, "The Photomagnetron in Quantum Field Theory" (World Scientific 1994).