

Precesión planetaria como precesión de Larmor gravitomagnética según la Relatividad ECE2.

por

M. W. Evans y H. Eckardt

Civil List, AIAS y UPITEC

(www.archive.org, www.webarchive.org.uk, www.aias.us, www.upitec.org, www.et3m.net,
www.atomicprecision.com) .

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen.

Se explica en forma directa la precesión planetaria, mediante la relatividad ECE2, como siendo la precesión de Larmor producida por el torque entre el campo gravitomagnético del Sol y el momento dipolar gravitomagnético de la Tierra o cualquier otro planeta. En general, cualquier precesión astronómica puede explicarse a través de las ecuaciones de campo gravitacional de la teoría ECE2. Éstas son precisamente correctas y precisamente análogas a la teoría ECE2 del electromagnetismo.

Palabras clave: Relatividad ECE2, precesión planetaria, precesión planetaria gravitomagnética.

1. Introducción.

En el documento UFT318 de esta serie [1-12], las ecuaciones de campo gravitacionales de la relatividad ECE2 se obtuvieron mediante una teoría covariante de Lorentz, desarrollada en un espacio con torsión y curvatura finitas. Fueron subsecuentemente incorporadas en el Modelo de Ingeniería ECE (documento UFT303, publicado en el portal www.aias.us). La Ley de Ampère gravitomagnética de la teoría ECE desarrollada previamente se ha empleado en los documentos UFT117 y UFT119 para describir la precesión gravitomagnética de la Tierra y su precesión equinoccial. En este documento, se describe la precesión de la órbita de cualquier objeto de masa m que gira en órbita alrededor de un objeto de masa M , en términos de un torque gravitomagnético. Por ejemplo, la órbita con precesión de la Tierra se describe a través del torque establecido entre el campo gravitomagnético del Sol y el momento dipolar gravitomagnético de la Tierra. Esto produce la precesión de Larmor de la órbita. En general, esta teoría puede desarrollarse con órbitas ya sea de dos o tres dimensiones.

Este documento constituye una sinópsis concisa de las Notas de Acompañamiento del documento UFT344, publicado en el portal www.aias.us. La Nota 344(1) brinda amplios detalles de las ecuaciones de campo gravitacionales según la teoría ECE2, y las expresa en forma análoga a las ecuaciones de campo electromagnéticas de la teoría ECE2. El efecto de Lense Thirring se calcula en forma precisa mediante el empleo de las ecuaciones de campo de la teoría ECE2. El efecto se observa con precisión en el pulsar PSR J1748-2446ad, que posee una alta velocidad de giro y que posee un campo gravitomagnético de 1043 radianes por segundo (A. I. Arbab, *Astrophys. Space Sci.* 330, 61 - 88 (2010), accessible en línea a través de las palabras clave en Google *gravitomagnetic field* y *precession*). El campo gravitomagnético de la Tierra es de 1.011×10^{-14} radianes por segundo y, en consecuencia, resulta mucho más difícil de observar es un experimento tal como el *Gravity Probe B*. ECE2 es la primera teoría precisamente correcta del efecto de Lense Thirring, el cual se debe al movimiento orbital de una masa m alrededor de una masa M que gira. La precesión de de Sitter, o geodédica, se debe al movimiento orbital de una masa m alrededor de una masa estática M , y que es mucho mayor que el efecto de Lense Thirring. La teoría original de Lense y Thirring se basó en una aproximación lineal de la errónea ecuación de campo de Einstein, y no puede aceptarse como una teoría válida.

La Nota 344(2) es un resumen de algunos de los conceptos dados por Arbab, ya citado, aun cuando el documento de Arbab contiene algunas inconsistencias invalidantes. Se deduce a partir de la hidrodinámica, y produce una estructura que es la misma que la de las ecuaciones de campo de la teoría ECE2. Estas últimas se basan en una geometría rigurosamente correcta [1-12] en el marco de una teoría de campo unificado covariante generalizada completamente aceptada a nivel internacional (UFT307, ver los datos de cientometría). La Nota 344(3) define el momento dipolar gravitomagnético, en una analogía precisa con el momento dipolar magnético, y también define la frecuencia de precesión gravitomagnética de Larmor en términos de un factor de Landé gravitomagnético, característico de toda precesión orbital observada en el universo. La Nota 344(4) calcula la precesión de la Tierra utilizando el torque entre el campo gravitomagnético del Sol y el momento dipolar gravitomagnético de la Tierra. Finalmente, la Nota 344(5) aplica la teoría a la precesión de Thomas para ilustrar que es capaz de describir cualquier precesión y, en consecuencia, se trata de una teoría general.

La Sección 2 se basa en las Notas 344(3) y 344(4), y calcula la precesión de la Tierra como una precesión de Larmor gravitomagnética. La Sección 3 ilustra en forma gráfica

la precesión, y efectúa algunos desarrollos de la teoría.

2. La precesión orbital de la Tierra.

Consideremos el momento dipolar magnético del electromagnetismo, definido por:

$$\underline{m} = -\frac{e}{2m} \underline{L} \quad (1)$$

donde $-e$ es la carga del electrón, m es su masa, y \underline{L} es su momento angular orbital. El dipolo puede interactuar con una densidad de flujo magnético \underline{B} para producir el torque:

$$\underline{T}_q = \underline{m} \times \underline{B}, \quad (2)$$

El efecto de semejante torque ha sido animado por Evans y Pelkie en el portal www.aias.us y en YouTube para 108 moléculas, en una simulación de dinámica molecular. La frecuencia de precesión de Larmor debida a este torque es:

$$\omega_L = \frac{eg}{2m} B \quad (3)$$

donde g es el factor de Landé [1-12].

Esta conocida teoría puede adoptarse directamente para la precesión planetaria mediante el cálculo del momento dipolar gravitomagnético. El momento angular orbital deviene una propiedad macroscópica. La carga $-e$ del electrón se sustituye por la masa en órbita m , de manera que el momento dipolar gravitomagnético es:

$$\underline{m}_g = \frac{m}{2m} \underline{L} = \frac{1}{2} \underline{L} \quad (4)$$

y es una constante de movimiento. El momento angular orbital se define mediante:

$$\underline{L} = \underline{r} \times \underline{p} = m \underline{r} \times \underline{v} \quad (5)$$

donde \underline{v} es la velocidad orbital de m , y donde \underline{r} es la distancia entre m y M . Por lo tanto:

$$\underline{m}_g = \frac{m}{2} \underline{r} \times \underline{v}. \quad (6)$$

Para una órbita plana, \underline{L} es perpendicular al plano, pero en general esta teoría puede emplearse para la teoría orbital en tres dimensiones de documentos UFT previos. Por lo tanto, para una órbita plana:

$$\underline{L} = mrv \underline{k} \quad (7)$$

que es una constante de movimiento de la relatividad ECE2. Nótese cuidadosamente que estos conceptos gravitomagnéticos son conceptos de la relatividad ECE2.

Se forma un torque entre el momento dipolar gravitomagnético \underline{m}_g y el campo gravitomagnético $\underline{\Omega}$ de la relatividad ECE2 [1-12 y UFT303]:

$$\underline{T}_g = \underline{m}_g \times \underline{\Omega} \quad (8)$$

lo cual resulta en la frecuencia de precesión gravitomagnética de Larmor:

$$\omega_g = \frac{1}{2} g_r \Omega \quad (9)$$

donde g_r es el factor gravitomagnético de Landé. La precesión de un planeta en esta teoría es la frecuencia gravitomagnética de Larmor.

Consideremos al Sol como una esfera en rotación. El Sol rota una vez cada 27 días aproximadamente, alrededor de un eje inclinado hacia el eje de rotación de la Tierra. De manera que $\underline{L}_{\text{tierra}}$ no es paralelo a $\underline{L}_{\text{sol}}$ tal como se requiere para un torque distinto de cero. En analogía precisa con la teoría de Lense Thirring, el campo gravitomagnético de esta esfera en rotación en la aproximación del dipolo es:

$$\underline{\Omega}_{\text{sol}} = \frac{2G}{c^2 r^3} \left(\underline{L}_{\text{sol}} - 3 \left(\underline{L}_{\text{sol}} \cdot \frac{\underline{r}}{r} \right) \frac{\underline{r}}{r} \right) \quad (10)$$

donde G es la constante de Newton y donde M es la masa del Sol. Aquí, r es la distancia entre el Sol y un objeto de masa m , tal como la Tierra, que orbita alrededor del Sol. El eje de rotación del Sol está inclinado 7.25° hacia el eje de la órbita terrestre (solarscience.msfc.nasa.gov/sunturn.shtml) de manera que, con un buen grado de aproximación:

$$\underline{L}_{\text{sol}} \cdot \underline{r} = 0 \quad (11)$$

de manera que el campo gravitomagnético del Sol es:

$$\underline{\Omega}_{\text{sol}} = \frac{2G}{c^2 r^3} \underline{L}_{\text{sol}} \quad (12)$$

Con un buen grado de aproximación. Un cálculo más exacto puede llevarse a cabo mediante algebra computacional. Por lo tanto, el torque es:

$$\underline{T}_g = \frac{G}{c^2 r^3} \underline{L}_{\text{tierra}} \times \underline{L}_{\text{sol}} \quad (13)$$

De manera que puede ser distinto de cero si y sólo si \underline{L}_t y \underline{L}_s no son paralelos, donde \underline{L}_t es el momento angular del giro de la Tierra y \underline{L}_s es el del Sol. El ángulo que forman \underline{L}_t y \underline{L}_s es de 7.25° , medido experimentalmente.

La magnitud del momento angular del Sol, modelado a partir de una esfera en rotación, es:

$$\begin{aligned} L &= \omega I \\ &= \frac{2}{5} MR^2 \end{aligned} \quad (14)$$

donde I es el momento de inercia, donde R es el radio del Sol. Por lo tanto, la magnitud del campo gravitomagnético del Sol es:

$$\Omega_{\text{sol}} = \frac{MG\omega}{5c^2R} \quad (15)$$

donde ω es su velocidad angular. Luego de una rotación de 2π radianes:

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \quad (16)$$

donde T es de alrededor de 27 días. Por lo tanto:

$$\Omega_{\text{sol}} = \frac{\pi}{5} \frac{r_0}{R} \frac{1}{T} \quad (17)$$

donde:

$$r_0 = \frac{2MG}{c^2} = 2.95 \times 10^3 \text{ m} \quad (18)$$

y donde el radio del Sol es:

$$R = 6.957 \times 10^9 \text{ m} \quad (19)$$

En el transcurso de un año (365.25 días):

$$\Omega_{\text{Sol}} = 365.25 \times 24 \times 3600 \frac{\pi}{5} \frac{r_0}{R} \frac{1}{T} \quad (20)$$

expresado en radianes por año.

La frecuencia de precesión de Larmor, a la distancia R, es:

$$\omega_L = 1.802 g_{\text{eff}} \times 10^{-6} \quad \text{radianes por año} \quad (21)$$

donde g_{eff} es el factor gravitomagnético de Landé. La precesión observada del perihelio para la Tierra es, a la distancia Tierra- Sol:

$$\omega \text{ (perihelio)} = 0.05'' \text{ por año} = 5.741 \times 10^{-21} \text{ radianes por segundo} \quad (22)$$

Por lo tanto, el factor gravitomagnético de Landé para la Tierra es:

$$g_{\text{eff}} \text{ (Tierra)} = 2 \omega_g / \Omega \quad (23)$$

Cada planeta tiene su valor característico de g_{eff} , y en general cada objeto de masa m en órbita alrededor de un objeto de masa M posee su propio g_{eff} . Esta teoría es rigurosamente correcta, y es mucho más sencilla que la teoría de Einstein. En general, la precesión del perihelio es una precesión de Larmor con una frecuencia

$$\omega_L = g_{\text{eff}} \frac{\pi}{10} \left(\frac{r_0}{R} \right) \frac{1}{T} \quad (24)$$

En un año terrestre, o una revolución de 2π radianes, la precesión en el punto R es:

$$\omega_L = 365.25 \times 3600 \times 24 g_{\text{eff}} \frac{\pi}{10} \left(\frac{r}{R} \right) \frac{1}{T} \text{ radianes por año.} \quad (25)$$

Se sabe a nivel experimental que la precesión del perihelio es, en general:

$$\omega_L = \frac{6\pi GM}{ac^2(1-\epsilon^2)} \text{ radianes por año} \quad (26)$$

donde a es el semieje mayor de la órbita elíptica y donde ϵ es su excentricidad.

3. Análisis Numérico y Teoría más Exacta.

El campo gravitomagnético descrito por la Ec. (10) depende de las coordenadas espaciales X , Y , Z en un marco de referencia cartesiano. Con el objeto de obtener una impresión acerca de su comportamiento en una simetría esférica, lo transformamos a coordenadas esféricas (r, θ, φ) , según las ecuaciones de transformación

$$X = r \operatorname{sen} \theta \cos \varphi \quad (27)$$

$$Y = r \operatorname{sen} \theta \operatorname{sen} \varphi \quad (28)$$

$$Z = r \cos \theta \quad (29)$$

con radio r , ángulo polar θ y con ángulo azimutal φ . Aplicando una transformación análoga para el momento angular, obtenemos una expresión para $\Omega(r, \theta, \varphi)$.

Utilizando la selección

$$\mathbf{L} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (30)$$

(en unidades arbitrarias) y restringiendo a Ω al plano XZ ($\varphi = 0$), obtenemos (con las constantes y el radio fijados como iguales a la unidad):

$$\mathbf{\Omega} = 2 \begin{bmatrix} -3 \cos \theta \operatorname{sen} \theta \\ 0 \\ 1 - 3 \cos(\theta)^2 \end{bmatrix} \quad (31)$$

Las componentes de este vector se han representado gráficamente como una función de θ en la Fig. 1. La componente Y desaparece, como era de esperarse, mientras que las componentes X y Z sufren un cambio de fase. En el ecuador ($\theta = \pi/2$) y en los polos sólo existe una componente Z . La estructura del campo gravitomagnético en aproximación dipolar (10) puede además demostrarse mediante el cálculo de hipersuperficies bidimensionales. Éstas se mostrarán para las componentes cartesianas $\Omega_{X,Y,Z}$. Primero debemos evaluar la completa dependencia angular en la Ec. (31), la cual da origen a expresiones bastante complejas. Luego definimos un valor constante $\Omega_{X,Y,Z} = \Omega_0$ para cada una de las componentes. Esto da origen a ecuaciones que pueden resolverse para la coordenada radial r , definiendo una hipersuperficie en 3D. Nuevamente seleccionamos \mathbf{L} para que se ubique sobre el eje Z , como en la Ec. (30). Entonces, las ecuaciones para las hipersuperficies adoptan la forma

$$r = A_1(\cos \varphi \cos \theta \operatorname{sen} \theta)^{1/3} \quad (32)$$

$$r = A_1(\operatorname{sen} \varphi \cos \theta \operatorname{sen} \theta)^{1/3} \quad (33)$$

$$r = A_2(2 - 3 \operatorname{sen}^2 \theta)^{1/3} \quad (34)$$

con las constantes A_1 y A_2 . La primera hipersuperficie (para la componente X de $\mathbf{\Omega}$) se ha representado gráficamente en la Fig. 2. La superficie para la componente Y tiene el mismo aspecto pero está rotada 90° alrededor del eje Z . Éstas tienen la forma de orbitales atómicos p . La componente Z (Fig. 3) posee una forma diferente, siendo reminiscente de un orbital atómico d . Si se rota el eje del momento angular, las hipersuperficies cambian a una forma similar (pero

no idéntica) a una Ω_Z rotada. Como ejemplo, hemos representado gráficamente Ω_Z para un momento angular

$$\mathbf{L} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (35)$$

en la Fig. 4. Este efecto sucederá, cualitativamente, en el Sistema Solar, en donde el eje de rotación del Sol posee un ángulo de alrededor de 7.25° respecto del eje de la órbita de la Tierra.

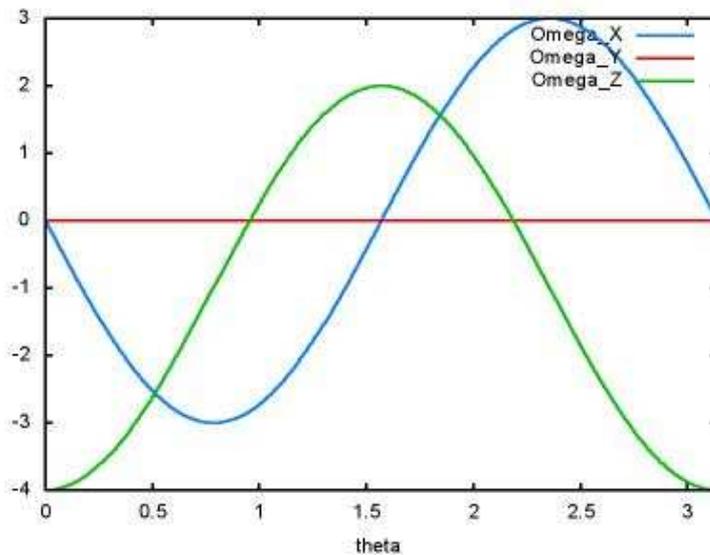


Figura 1: Componentes de Ω de acuerdo con la Ec.(31).

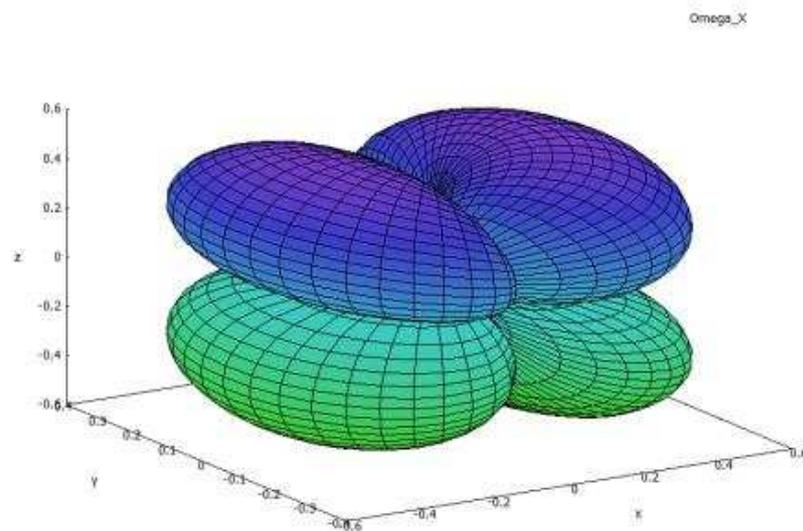


Figura 2: Hipersuperficie de Ω_X , idéntica a aquella de Ω_Y excepto por una rotación de 90° .

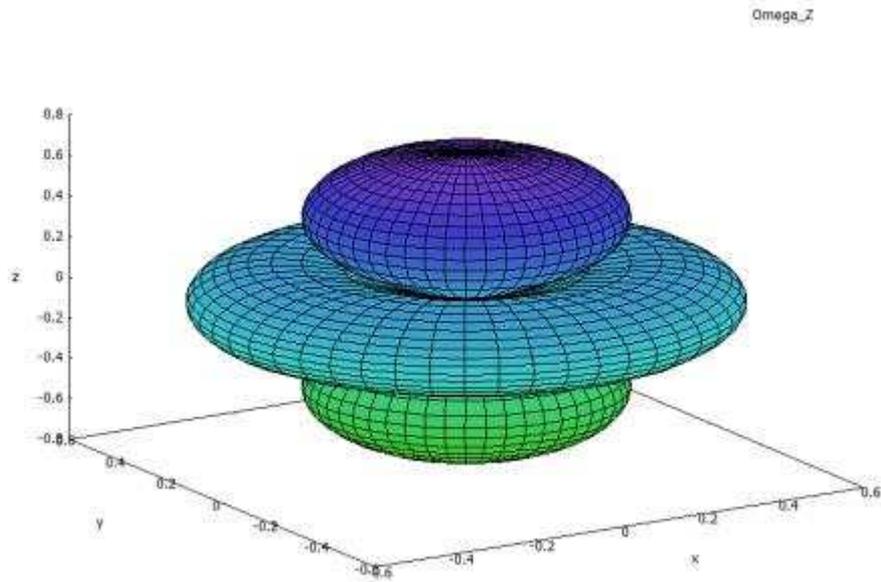


Figura 3: Hipersuperficie de Ω_Z .

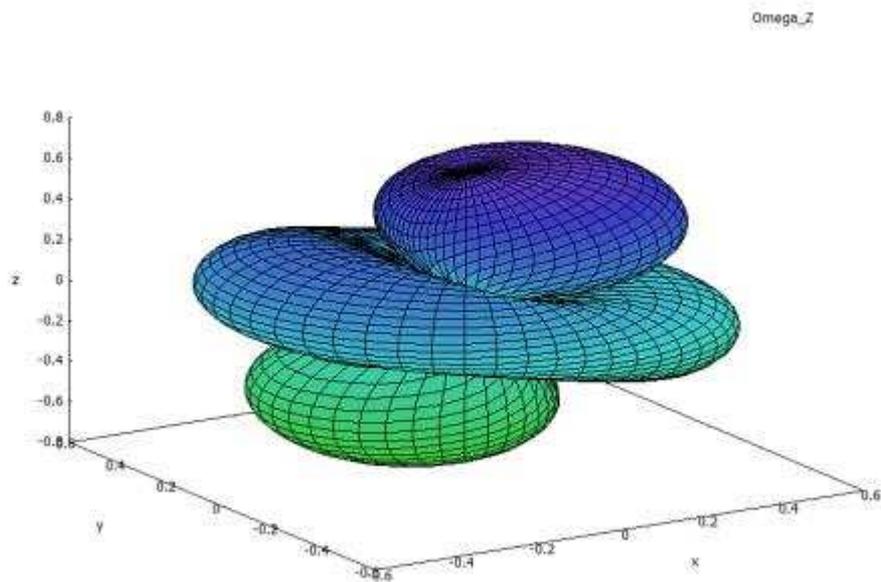


Figura 4: Hipersuperficie de Ω_Z para un momento angular inclinado $L = [1, 0, 1]$.

Agradecimientos.

Se agradece al Gobierno Británico por haber otorgado la Pensión Civil Vitalicia y al equipo técnico de AIAS y otros por muchas discusiones interesantes. Se agradece a Dave Burleigh por el mantenimiento al portal, a la programación de retroalimentación y su mantenimiento y a las publicaciones, 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 Theory” (UFT281 - 288, New Generation, Londres, en prensa).
- [2] M. W. Evans, “The Book of Scientometrics” (UFT307, New Generation, Londres, 2015).
- [3] M. W. Evans, S. J. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast, “Criticisms of the Einstein Field Equation” (UFT301, Cambridge International (CISP), 2010).
- [4] M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom, “Generally Covariant Unified Field Theory” (Abramis 2005 a 2011, y documentos relevantes de la serie UFT en el portal www.aias.us).
- [5] M. W. Evans, Ed., J. Found. Phys. Chem., (CISP 2011 y documentos UFT relevantes).
- [6] M. W. Evans, Ed. “Definitive Refutations of the Einsteinian General Relativity”, publicación especial de la ref. [5].
- [7] L. Felker, “The Evans Equations of Unified Field Theory” (UFT302, Abramis 2007). Hay traducción al castellano por Alex Hill en la Sección en Español del portal www.aias.us .
- [8] H. Eckardt, “The Engineering Model” (UFT303 en el portal www.aias.us).
- [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 S. Kielich, Eds., “Nonlinear Optics” (Wiley Interscience, Nueva York, 1992, 1993, 1997, y 2001), en dos ediciones y seis volúmenes.
- [11] M. W. Evans y J.-P. Vigié, “The Enigmatic Photon” (Kluwer, Dordrecht, 1994 - 2002) en cinco volúmenes.
- [12] M. W. Evans y A. A. Hasanein, “The Photomagnetron in Quantum Field Theory” (World Scientific, 1994).