Precesión a partir de la Ecuación de Fuerza de Minkowski covariante según la Teoría ECE2.

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 demuestra que la ecuación de fuerza de Minkowski covariante según ECE2 produce precesión orbital en un plano. La ecuación se deduce a través de ecuaciones de Euler Lagrange covariantes según ECE2, las cuales han sido inferidas por primera vez en este documento. Estas ecuaciones muestran la existencia de un Principio de Acción Mínima de Hamilton, covariante según ECE2. Se compara la precesión a partir de las ecuaciones relativistas de Euler Lagrange con la precesión deducida a partir de la gravitación de fluidos según la teoría ECE2.

Palabras clave: ecuación de fuerza de Minkowski covariante según ECE2, ecuación de Euler Lagrange covariante según ECE2, comparación entre teorías de precesión.

1. Introducción.

En documentos recientes de esta serie [1-12], se han desarrollado teorías covariantes ECE2 de precesión orbital, utilizando integración numérica de ecuaciones diferenciales simultáneas. En la Sección 2, se infieren por primera vez las ecuaciones de Euler Lagrange covariantes según ECE2. Estas ecuaciones contienen el tiempo propio τ, y en definitiva se deducen a partir de un Principio de Acción Mínima de Hamilton, covariante según ECE2. Se utilizan estas ecuaciones para inferir la ecuación de fuerza de Minkowski covariante según ECE2, para una órbita plana, una ecuación que produce precesión orbital. Se compara este tipo de teoría de precesión con la precesión a partir de la dinámica de fluidos covariante según ECE2.

Este documento constituye una breve sinopsis de extensos cálculos incluidos en las Notas de Acompañamiento UFT376, publicadas en el portal www.aias.us. En la Nota 376(1) se incluye la teoría de precesión a partir de gravitación de fluidos, y se desarrolla el conjunto completo de ecuaciones de campo gravitacionales según ECE2. La Nota 376(2) incluye las ecuaciones de gravitostática y gravitomagnetostática. Las Notas 376(3) y 376(6) desarrollan las ecuaciones de Euler Lagrange covariantes según ECE2, y las compara con las ecuaciones de precesión debidas al espacio-tiempo fluido. Finalmente, la Nota 376(7) define el momento angular relativista como una constante de movimiento, utilizando la derivada con respecto al tiempo propio.

2. Las ecuaciones de Euler Lagrange covariantes según la Teoría ECE2.

Consideremos el lagrangiano covariante ECE2, desarrollado en documentos recientes de la serie UFT [1-12]:

$$\mathcal{L} = -\frac{mc^2}{\gamma} - U \tag{1}$$

donde γ es el factor de Lorentz, m es una masa que gira en órbita alrededor de una masa M en dos o tres dimensiones, c es la velocidad de la luz en el vacío y U es la energía potencial. Se denota a $\underline{r}$ como el vector distancia entre m y M. El factor de Lorentz se define entonces como:

$$\gamma = \left(1 - \frac{\dot{\underline{r}}\cdot\dot{\underline{r}}}{c^2}\right)^{-1/2} \tag{2}$$

El momento relativista se define como:

$$\underline{p} = \gamma m \underline{v} = \gamma m \dot{\underline{r}} = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\underline{r}}} = m\frac{d\underline{r}}{d\tau} = \gamma m \frac{d\underline{r}}{dt} \tag{3}$$

donde τ es el tiempo propio, y la fuerza relativista o de Minkowski es la derivada del momento relativista con respecto al tiempo propio:

$$\underline{F} = \frac{d\underline{p}}{d\tau} = \gamma \frac{d(\gamma \underline{p}_0)}{dt} = \gamma^4 m \frac{d^2\underline{r}}{dt^2} . \quad (4)$$

En el movimiento orbital, esta fuerza también se define como:

$$\underline{F} = -\partial U / \partial \underline{r} \quad (5)$$

donde $U(\underline{r})$ es la energía potencial de atracción entre m y M. Por lo tanto, la ecuación orbital covariante ECE2 es:

$$\underline{F} = \gamma^4 m \frac{d^2\underline{r}}{dt^2} = -mMG \frac{\underline{r}}{r^3} . \quad (6)$$

Para un potencial central del tipo:

$$U = -\frac{mMG}{r} \quad (7)$$

la Ec. (6) viene dada por la ecuación de Euler Lagrange covariante según ECE2:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \underline{r}} = \frac{d}{d\tau} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\underline{r}}} \quad (8)$$

Q. E. D.

Se infiere por primera vez la Ec. (8), que implica la existencia de un Principio de Acción Mínima de Hamilton covariante según ECE2. Nótese cuidadosamente que debe de utilizarse el tiempo propio τ del lado derecho de la Ec. (8).

Por lo tanto, la ecuación orbital covariante ECE2 es:

$$\gamma^4 \ddot{\underline{r}} = -MG \frac{\underline{r}}{r^3} . \quad (9)$$

Esto da lugar a una órbita con precesión, tal como se muestra a través de métodos numéricos en la Sección 3 de este documento.

La ecuación orbital covariante debe de resolverse mediante las ecuaciones de campo gravitacionales de la teoría ECE2, dadas en documentos previos de la serie UFT, y desarrolladas en detalle en la Nota 376(1). Si se desprecia el campo gravitomagnético $\underline{\Omega}$, las ecuaciones de campo se transforman en aquellas de la gravitostática:

$$\underline{\nabla} \times \underline{g} = \underline{0} \tag{10}$$

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{g} = \underline{\kappa} \cdot \underline{g} = 4\pi G \rho_M \tag{11}$$

$$\partial \underline{g} / \partial t = \underline{0} \tag{12}$$

donde el vector $\underline{\kappa}$ se relaciona con el vector de la conexión de espín. Aquí, G es la constante de Newton y ρ_m es la densidad de masa. Por lo tanto, debe hallarse la órbita mediante la resolución de la Ec. (9) en forma numérica, y utilizando las ecuaciones de campo (10) a (12) como restricciones. La ecuación de Minkowski es la ecuación de Newton covariante según ECE2.

Tal como se mostró en documentos UFT inmediatamente precedentes, la ecuación de fuerza de la gravitación de fluidos ECE2 es:

$$\underline{F} = m\underline{g} = m\left(\frac{\partial \underline{v}}{\partial t} + (\underline{v} \cdot \underline{\nabla})\underline{v}\right) = -mMG\frac{\underline{r}}{r^3} \tag{13}$$

en donde aparece la derivada convectiva del campo de velocidad del espacio-tiempo:

$$\underline{v} = \underline{v}\left(\dot{X}(t), \dot{Y}(t), t\right). \tag{14}$$

El campo de velocidad depende de $X(t)$, $Y(t)$ y t, de manera que es una función de otra función. El campo de velocidad es la derivada convectiva del elemento de posición $\underline{R}$ ($X(t)$, $Y(t)$, t) como sigue:

$$\underline{v} = \frac{\partial \underline{R}}{\partial t} + (\underline{v} \cdot \underline{\nabla})\underline{R}. \tag{15}$$

Las dos teorías dan la misma precesión orbital si:

$$\gamma^4 \frac{d^2 \underline{r}}{dt^2} = \frac{\partial \underline{v}}{\partial t} + (\underline{v} \cdot \underline{\nabla})\underline{v}. \tag{16}$$

En el límite newtoniano:

$$\underline{v}(\dot{X}(t), \dot{Y}(t), t) \rightarrow \underline{v}(t) \tag{17}$$

y

$$\gamma \rightarrow 1. \tag{18}$$

Puede inferirse a partir de la Ec. (16) que el efecto de un espacio-tiempo fluido es el cambio de la ecuación de Newton, la cual se transforma en la ecuación de Minkowski. Por lo tanto, el espacio-tiempo fluido induce la precesión orbital. En el límite newtoniano, la Ec. (16) se reduce a:

$$\underline{v} = \dot{\underline{r}}. \tag{19}$$

Las ecuaciones del espacio-tiempo fluido son las ecuaciones de Kambe [1-12]:

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{E}_F = q_F \tag{20}$$

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{B}_F = 0 \tag{21}$$

$$\underline{\nabla} \times \underline{E}_F + \partial \underline{B}_F / \partial t = \underline{0} \tag{22}$$

$$\underline{\nabla} \times \underline{B}_F - \frac{1}{a_0} \frac{\partial \underline{E}_F}{\partial t} = \frac{1}{a_0^2} \underline{J}_F \tag{23}$$

donde $\underline{E}_F$ es el campo eléctrico de Kambe:

$$\underline{E}_F = (\underline{v}_F \cdot \underline{\nabla}) \underline{v}_F = -\underline{\nabla} \Phi_F - \frac{\partial \underline{v}_F}{\partial t} \tag{24}$$

donde Φ_F es un término de potencial. El campo magnético de Kambe es la vorticidad del espacio-tiempo fluido:

$$\underline{B}_F = \underline{\nabla} \times \underline{v}_F. \tag{25}$$

La cantidad a_0 es la velocidad del sonido y $\underline{J}_F$ es la corriente de Kambe [1-12]. El conjunto de ecuaciones (20 - 23) posee la misma estructura que las ecuaciones de campo gravitacionales covariantes según ECE2:

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{\Omega} = 0 \tag{26}$$

$$\underline{\nabla} \times \underline{g} + \partial \underline{\Omega} / \partial t = \underline{0} \tag{27}$$

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{g} = \underline{K} \cdot \underline{g} = 4\pi G \rho_M \tag{28}$$

$$\underline{\nabla} \times \underline{\Omega} - \frac{1}{c^2} \partial \underline{g} / \partial t = \underline{K} \times \underline{\Omega} = \frac{4\pi G}{c^2} \underline{J}_M \tag{29}$$

$$\partial \rho_M / \partial t + \underline{\nabla} \cdot \underline{J}_M = 0 \tag{30}$$

donde $\underline{\Omega}$ es el campo gravitomagnético, ρ_M es la densidad de masa y $\underline{J}_M$ la densidad de corriente de masa.

Si se desprecia la vorticidad, las ecuaciones de Kambe se reducen a:

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{E}_F = q_F \tag{31}$$

$$\underline{\nabla} \times \underline{E}_F = \underline{0} \tag{32}$$

$$\partial \underline{E}_F / \partial t = \underline{0} \tag{33}$$

de manera que

$$\underline{g} = \frac{\partial \underline{v}_F}{\partial t} + \underline{E}_F . \tag{34}$$

El lagrangiano (1) puede desarrollarse en coordenadas polares planas (r, ϕ) si

$$v^2 = \underline{\dot{r}} \cdot \underline{\dot{r}} = \dot{r}^2 + r^2 \dot{\phi}^2 . \tag{35}$$

Las variables propias de Lagrange son r y ϕ , y las ecuaciones de Euler Lagrange son:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial r} = \frac{d}{d\tau} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{r}} \right) \tag{36}$$

y

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} = \frac{d}{d\tau} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\phi}} \right) \tag{37}$$

Estas son covariantes según ECE2, de manera que el tiempo propio aparece del lado derecho.

En la Ec. (36):

$$p = m \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{r}} = m \gamma \dot{r} \tag{38}$$

y en la Ec. (37):

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\phi}} = \gamma r^2 \dot{\phi} . \tag{39}$$

Se deduce entonces que:

$$F = m \frac{dp}{d\tau} = - \frac{mMG}{r^2} . \tag{40}$$

El momento angular relativista es:

$$L = \gamma m r^2 \dot{\phi} = \gamma m r^2 \frac{d\phi}{dt} \tag{41}$$

y a partir de la Ec. (37) se conserva como sigue:

$$\frac{dL}{d\tau} = \gamma \frac{dL}{dt} = 0 . \tag{42}$$

El torque covariante según ECE2 es:

$$T_q = \frac{dL}{d\tau} \tag{43}$$

y el momento angular relativista es:

$$L = \gamma L_0 \tag{44}$$

donde:

$$L_0 = m r^2 \frac{d\phi}{dt} , \tag{45}$$

el momento angular no relativista es:

$$L_0 = \frac{L}{\gamma}. \tag{46}$$

Por lo tanto:

$$T_q = \frac{dL}{d\tau} = \gamma \frac{dL}{dt} = \gamma \frac{d}{dt}\left(\gamma L_0\right) = 0. \tag{47}$$

El momento angular relativista no cambia con el tiempo propio:

$$\frac{dL}{d\tau} = 0 \tag{48}$$

es decir

$$\gamma \frac{dL}{dt} = 0 \tag{49}$$

A partir de la Ec. (47):

$$\frac{dL}{dt} = L_0 \frac{d\gamma}{dt} + \gamma \frac{dL_0}{dt} = 0 \tag{50}$$

de manera que, en general:

$$\frac{dL_0}{dt} \neq 0. \tag{51}$$

Es decir, el momento angular no relativista no se conserva en una teoría relativista.

3. Demostración numérica de la precesión.

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. como anfitrión del portal www.aias.us, mantenimiento del portal y programación de 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. "ECE2: El Segundo Cambio Paradigmático" (de libre acceso en ambos portales www.aias.us y www.upitec.org como UFT366 y ePubli en preparación, traducción de Alex Hill).
[2] M. W. Evans, H. Eckardt, D. W. Lindstrom y S. J. Crothers. "Principios de la Teoría ECE" (de libre acceso como UFT350 y en la Sección en Español de los portales. ePubli. Berlín 2016, enc.dura. New Generation. Londres, enc. blanda. Traducción de Alex HilL Sección en Español de los portales ya mencionados).
[3] M. W. Evans, S. J. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast. "Criticisms of the Einstein Field Equation. (de libre acceso como UFT301. Cambridge International.).
[4] M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom. "Generally Covariant Unified Field Theory" (Abramis 2005 – 2011, en siete volúmenes, con enc. blanda. De libre acceso en los documentos UFT relevantes en ambos portales).
[5] L. Felker, "Las Ecuaciones de Evans de la Teoría de Campo Unificado" (Abramis 2007. De libre acceso como UFT302. Traducción al castellano por Alex Hill).
[6] H. Eckardt, "The ECE Engineering Model" (de libre acceso como UFT303. Ecuaciones reunidas).
[7] M. W. Evans, "Collected Scientometrics" (de libre acceso como UFT307. New Generation, 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. 2001) en dos ediciones y seis volúmenes.
[10] M. W. Evans y J.- P. Vigier, "The Enigmatic Photon". (Kluwer, 1994 a 2002. En cinco volúmenes con 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 2012, de libre acceso en ambos portales).
[12] M .W. Evans y A. A. Hasanein, "The Photomagneton in Quantum Field Theory'" (World Scientific, 1994).