

# Precesión hacia adelante y en retroceso a partir del lagrangiano ECE2.

por

M. W. Evans y H. Eckardt,

Civil List y AIAS / UPITEC

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

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

## Resumen

Se demuestra que el lagrangiano covariante ECE2 puede producir precesión hacia Adelante y en retroceso, mientras que la relatividad general einsteiniana (RGE) solo produce precesión hacia adelante.

La ecuación de fuerza relevante es la ecuación de fuerza newtoniana relativista. Esto se combina con las ecuaciones de campo gravitacional covariantes ECE2 para la gravitostática, para dar origen a una teoría autoconsistente precisa y para definir las conexiones de espín relevantes.

*Palabras clave:* teoría de campo unificado ECE2, precesiones hacia Adelante y en retroceso, conexiones de espín.

## 1. Introducción.

En documentos recientes de esta serie [1-12], se ha desarrollado la teoría de la precesión mediante varias ecuaciones de fuerza y lagrangianos. En este documento se muestra que el lagrangiano covariante ECE2 puede generar precesiones tanto hacia adelante como en retroceso, según cómo se resuelva. La precesión en retroceso viene dada por el lagrangiano ECE2 que corresponde con la ley de fuerza newtoniana relativista y una ecuación vectorial de Euler Lagrange, mientras que la precesión hacia adelante se obtiene mediante el empleo del mismo lagrangiano y las ecuaciones escalares de Euler Lagrange. La solución se combina con las ecuaciones de campo ECE2 para calcular las conexiones de espín relativistas en forma única. Las conexiones de espín se determinan completamente mediante la órbita.

Este documento constituye una breve sinopsis de cálculos detallados, incluidos en las Notas de Acompañamiento del documento UFT377 en los portales [www.aias.us](http://www.aias.us) y [www.upitec.org](http://www.upitec.org). En la Nota 377(1), la ecuación orbital se define utilizando la ley de Newton relativista. En la Nota 377(2) se introduce el vector de conexión de espín y se analiza la precesión en retroceso. La Nota 377(3) incluye un resumen de cálculos. Las Notas 377(4) a 377(7) muestran que las precesiones hacia adelante y en retroceso pueden ser iguales si y sólo si la órbita es la elipse newtoniana, y si y sólo si las precesiones desaparecen. La Nota 377(8) utiliza el límite gravitostático de las ecuaciones de campo de ECE2 junto con la ecuación de fuerza para definir en forma única las conexiones de espín relevantes.

## 2. Precesiones hacia adelante y en retroceso a partir del mismo lagrangiano.

Consideremos el lagrangiano ECE2 en el formato cartesiano [1-12]:

$$\mathcal{L} = -mc^2 \left( 1 - \frac{\dot{x}^2 + \dot{y}^2}{c^2} \right)^{1/2} + \frac{mMG}{(x^2 + y^2)^{1/2}} \quad (1)$$

El factor de Lorentz es:

$$\gamma = \left( 1 - \frac{\dot{x}^2 + \dot{y}^2}{c^2} \right)^{-1/2} \quad (2)$$

en donde:

$$v^2 = \dot{x}^2 + \dot{y}^2 \quad (3)$$

La energía potencial es:

$$U = -\frac{mMG}{(x^2 + y^2)^{1/2}} \quad (4)$$

Este lagrangiano es una descripción de una masa  $m$  que gira en órbita alrededor de una masa  $M$  en un plano, a una distancia  $r$  de la misma. Las variables propias de Lagrange son  $X$  y  $Y$ , y las ecuaciones de Euler Lagrange:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial X} = \frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{X}} \quad (5)$$

y

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial Y} = \frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{Y}}. \quad (6)$$

Se desarrollan mediante álgebra computacional, como en la sección 3, para dar:

$$\ddot{X} = \frac{MG}{\gamma(X^2 + Y^2)^{3/2}} \left( \frac{\dot{X}\dot{Y}Y + X\dot{X}^2}{c^2} - X \right) \quad (7)$$

y

$$\ddot{Y} = \frac{MG}{\gamma(X^2 + Y^2)^{3/2}} \left( \frac{\dot{Y}\dot{X}X + Y\dot{Y}^2}{c^2} - Y \right). \quad (8)$$

Estas ecuaciones se integran mediante álgebra computacional, tal como se comenta en la Sección 3. Dan lugar a una órbita en la que se produce una precesión hacia adelante en un plano. Esto significa una precesión en la misma dirección del movimiento de  $m$  alrededor de  $M$ . Para una condición inicial de:

$$v(v) = 7.7529 \times 10^6 \text{ m s}^{-1} \quad (9)$$

la precesión es

$$\Delta\phi = 5.903 \times 10^{-4} \text{ rad.} \quad (10)$$

Consideremos ahora el mismo lagrangiano (1) expresado como:

$$\mathcal{L} = -mc^2 \left( 1 - \frac{\dot{\underline{r}} \cdot \dot{\underline{r}}}{c^2} \right)^{1/2} + \frac{mMG}{|\underline{r}|} \quad (11)$$

donde

$$\underline{r} = X\underline{i} + Y\underline{j}. \quad (12)$$

La variable propia de Lagrange es  $r$ , y la ecuación de Euler Lagrange es:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial r} = \frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{r}} \quad (13)$$

en la que el momento relativista es:

$$\underline{p} = \frac{d\underline{r}}{dt} = \gamma \frac{d\underline{r}}{dt} = \gamma m \underline{v}_0 = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{r}} \quad (14)$$

donde  $\underline{v}_0$  es la velocidad newtoniana o no relativista:

$$\underline{v}_0 = \dot{\underline{r}} = \frac{d\underline{r}}{dt} \quad (15)$$

Puede demostrarse, como en la Nota 377(1), que:

$$\frac{d\underline{p}}{dt} = \frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{r}} = \gamma^3 m \ddot{\underline{r}} \quad (16)$$

Más aún:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial r} = -mMG \frac{r}{r^3} \quad (17)$$

de manera que la ecuación de Euler Lagrange (13) deviene:

$$\underline{F} = \gamma^3 m \ddot{\underline{r}} = -mMG \frac{r}{r^3} \quad (18)$$

\* Esta es la ecuación orbital con la fuerza newtoniana relativista:

$$\underline{F} = \gamma^3 m \ddot{\underline{r}} \quad (19)$$

Tal como se muestra en la Nota 377(1), esta fuerza es consistente con la ecuación de energía de Einstein:

$$E = \gamma mc^2 \quad (20)$$

Las ecuaciones de las componentes cartesianas de la Ec. (18) son:

$$\ddot{X} = - \frac{MG}{\gamma^3 (x^2 + y^2)^{3/2}} X \quad (21)$$

y

$$\ddot{Y} = - \frac{MG}{\gamma^3 (x^2 + y^2)^{3/2}} Y \quad (22)$$

Éstas se integran mediante álgebra computacional en la Sección 3 y dan una precesión negativa o retrógrada de:

$$\Delta\phi = -1.7697 \times 10^{-3} \text{ radianes} \quad (23)$$

para una condición inicial del sistema estelar S2 [1-12] de:

$$v(0) = 7.7529 \times 10^6 \text{ m s}^{-1} \quad (24)$$

La precesión observada experimentalmente para el sistema estelar S2 se ubica entre -0.017 y 0.035 radianes. Los resultados teóricos son:

$$\Delta\phi = 5.903 \times 10^{-4} \text{ rad}, \quad (25)$$

$$\Delta\phi = -1.7697 \times 10^{-3} \text{ rad}. \quad (26)$$

a partir de las Ecs. (7) y (8), y a partir de la Ec. (13) respectivamente. Por lo tanto, los resultados teóricos se ubican en la mitad del intervalo experimental. La relatividad general einsteiniana (RGE) sólo es capaz de dar una precesión hacia adelante, de manera que se prefiere la relatividad ECE2 en lugar de RGE en otro caso más. Durante el transcurso del desarrollo de ECE2, se ha refutado la RGE en por lo menos ochenta y tres formas (ver "Eighty Three Refutations of EGR" en [www.aias.us](http://www.aias.us)).

En el límite no relativista:

$$\gamma \rightarrow 1 \quad (27)$$

el lagrangiano (1) deviene:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} m (\dot{x}^2 + \dot{y}^2) + \frac{mMG}{(x^2 + y^2)^{1/2}} \quad (28)$$

y las ecuaciones de Euler Lagrange (5) y (6) dan una órbita elíptica a partir de las ecuaciones:

$$\ddot{X} = -MG \frac{X}{(X^2 + Y^2)^{3/2}} \quad (29)$$

y

$$\ddot{Y} = -MG \frac{Y}{(X^2 + Y^2)^{3/2}} \quad (30)$$

En el mismo límite no relativista, el lagrangiano no relativista puede expresarse como:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} m \underline{\dot{r}} \cdot \underline{\dot{r}} + \frac{mMG}{|r|} \quad (31)$$

y la ecuación de Euler Lagrange (13):

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \underline{r}} = \frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \underline{\dot{r}}} \quad (32)$$

da la órbita elíptica a través de:

$$\underline{\ddot{r}} = -MG \frac{\underline{r}}{r^3} \quad (33)$$

que es la forma vectorial de las Ecs. (29) y (30).

El lagrangiano vectorial es igual que el lagrangiano escalar porque:

$$\underline{\dot{r}} \cdot \underline{\dot{r}} = \dot{X}^2 + \dot{Y}^2 \quad (34)$$

y:

$$\frac{1}{|\underline{r}|} = \frac{1}{r} = \frac{1}{(X^2 + Y^2)^{1/2}} \quad (35)$$

Sin embargo, la ecuación vectorial de Euler Lagrange es:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (X_i + Y_j)} = \frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\dot{X}_i + \dot{Y}_j)} \quad (36)$$

Nótese ahora que:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (X_i + Y_j)} = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial X} \frac{\partial X}{\partial (X_i + Y_j)} = \frac{1}{i} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial X}, \quad (37)$$

de manera que:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial X} = \underline{i} \cdot \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (X_i + Y_j)} \quad (38)$$

Análogamente:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial Y} = \underline{j} \cdot \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (X_i + Y_j)} \quad (39)$$

También:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{X}} = \underline{i} \cdot \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\dot{X}_i + \dot{Y}_j)} \quad (40)$$

y:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{Y}} = \underline{j} \cdot \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\dot{X}_i + \dot{Y}_j)}, \quad (41)$$

Por lo tanto:

$$\underline{i} \cdot \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial r} = \underline{i} \cdot \frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{r}_i} \quad (42)$$

da:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial X} = \frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{X}} \quad (43)$$

y:

$$\underline{j} \cdot \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial r} = \underline{j} \cdot \frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{r}_j} \quad (44)$$

da:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial y} = \frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{y}} \quad (45)$$

Las ecuaciones escalares de Euler Lagrange son los dos componentes de la ecuación vectorial de Euler Lagrange. Se llega a la asombrosa conclusión de que el mismo lagrangiano puede dar una precesión hacia adelante y en retroceso, según cual sea el método de solución.

Tal como se describe en las Notas 377(4) a 377(7), si se supone que:

$$\ddot{X} = \frac{MG}{\gamma(X^2+Y^2)^{3/2}} \left( \frac{\dot{X}\dot{Y} + X\dot{X}^2}{c^2} - X \right) = - \frac{MGX}{\gamma^3(X^2+Y^2)^{3/2}} \quad (46)$$

y:

$$\ddot{Y} = \frac{MG}{\gamma(X^2+Y^2)^{3/2}} \left( \frac{\dot{Y}\dot{X} + Y\dot{Y}^2}{c^2} - Y \right) = - \frac{MGY}{\gamma^3(X^2+Y^2)^{3/2}} \quad (47)$$

se deduce que:

$$\dot{X}Y = X\dot{Y} \quad (48)$$

Este resultado se obtiene a partir de la ecuación para una elipse:

$$\frac{X^2}{a^2} + \frac{Y^2}{b^2} = 1 \quad (49)$$

donde  $a$  y  $b$  son los semiejes mayor y menor, respectivamente. De manera que las precesiones hacia adelante y en retroceso son iguales si y sólo si ambas son idénticamente iguales a cero, cuando no hay precesión y cuando la órbita es una elipse. En general, dos fenómenos de precesión completamente diferentes se obtienen a través del mismo lagrangiano ECE2. El método correcto y el signo correcto de la precesión deben hallarse por comparación con los datos experimentales. Por ejemplo, en el sistema astral S2 la precesión es negativa o retrógrada. Esta situación no puede describirse mediante RGE.

Las conexiones de espín para una precesión retrógrada se obtienen a partir de la ecuación de fuerza (33) y dos ecuaciones de campo gravitacionales ECE2 [1-12]:

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{g} = \underline{\kappa} \cdot \underline{g} = 4\pi G \rho_m \quad (50)$$

y

$$\nabla \times \underline{g} = \underline{\kappa} \times \underline{g} = 0 \quad (51)$$

en donde  $\underline{\kappa}$  se relaciona con la conexión de espín, tal como se describe en el documento UFT318, y en donde  $\rho_M$  es la densidad de masa de la fuente de masa  $M$ . Se deduce a partir de la ley gravitacional de Coulomb (50) que:

$$X K_x + Y K_y = -1 \quad (52)$$

(Nota 377(8)). En el límite gravitostático, la ley de inducción de Faraday ECE2 deviene:

$$\nabla \times \underline{g} = \underline{\kappa} \times \underline{g} = 0 \quad (53)$$

de manera que:

$$\underline{\kappa} \parallel \underline{g} \quad (54)$$

Se deduce que:

$$K_x = - \frac{M G X}{v_0^2 (X^2 + Y^2)^{3/2}} \quad (55)$$

y:

$$K_y = - \frac{M G Y}{v_0^2 (X^2 + Y^2)^{3/2}} \quad (56)$$

donde  $v_0$  es una velocidad a definir. Utilizando la Ec. (52), se deduce que la velocidad es:

$$v_0^2 = \frac{M G}{(X^2 + Y^2)^{1/2}} = \frac{M G}{r} \quad (57)$$

y tal como se muestra en la Nota 377(8):

$$K_x = - \frac{X}{X^2 + Y^2} \quad (58)$$

y

$$K_y = - \frac{Y}{X^2 + Y^2} \quad (59)$$

para la precesión en reversa, y puede hallarse mediante solución numérica que da  $X$  y  $Y$ . Estos componentes vectoriales de  $\underline{\kappa}$  se representan gráficamente en la Sección 3.

### 3. Análisis de resultados numéricos y gráficos.

#### 3.1 Cuatro teorías de movimiento relativista.

Damos aquí cierto refinamiento de las ecuaciones para la precesión hacia adelante y en retroceso. En primer lugar, presentamos las ecuaciones de cuatro formulaciones de las ecuaciones relativistas del movimiento, deducidas a partir del lagrangiano relativista (1).

##### 3.1.1 Modelo del lagrangiano relativista con $t$ .

Con las variables de Lagrange  $X$  y  $Y$  se obtienen las siguientes ecuaciones de movimiento, a partir de las ecuaciones de Euler-Lagrange (5,6):

$$\ddot{X} = MG \frac{\dot{X}Y\dot{Y} + X\dot{X}^2}{\gamma c^2 (Y^2 + X^2)^{3/2}} - \frac{MGX}{\gamma(X^2 + Y^2)^{3/2}}, \quad (60)$$

$$\ddot{Y} = MG \frac{\dot{Y}X\dot{X} + Y\dot{Y}^2}{\gamma c^2 (X^2 + Y^2)^{3/2}} - \frac{MGY}{\gamma(X^2 + Y^2)^{3/2}}. \quad (61)$$

Estas pueden combinarse en forma vectorial como

$$\ddot{\mathbf{r}} = \frac{MG}{\gamma r^3} \left( \frac{\dot{\mathbf{r}}(\dot{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{r})}{c^2} - \mathbf{r} \right) \quad (62)$$

con

$$r = (X^2 + Y^2)^{1/2}. \quad (63)$$

##### 3.1.2 Modelo del lagrangiano relativista con $\tau$ .

En la teoría de Lagrange relativista tradicional, la derivada temporal en las ecuaciones de Euler-Lagrange (5-6) se define mediante el tiempo propio  $\tau$ :

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial X} = \frac{d}{d\tau} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{X}}, \quad (64)$$

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial Y} = \frac{d}{d\tau} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{Y}}. \quad (65)$$

Esto conduce a un factor adicional de  $1/\gamma$  en las Ecs. (60, 61):

$$\ddot{X} = MG \frac{\dot{X}Y\dot{Y} + X\dot{X}^2}{\gamma^2 c^2 (Y^2 + X^2)^{3/2}} - \frac{MGX}{\gamma^2 (X^2 + Y^2)^{3/2}}, \quad (66)$$

$$\ddot{Y} = MG \frac{\dot{Y}X\dot{X} + Y\dot{Y}^2}{\gamma^2 c^2 (X^2 + Y^2)^{3/2}} - \frac{MGY}{\gamma^2 (X^2 + Y^2)^{3/2}}, \quad (67)$$

y en forma vectorial:

$$\ddot{\mathbf{r}} = \frac{MG}{\gamma^2 r^3} \left( \frac{\dot{\mathbf{r}}(\dot{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{r})}{c^2} - \mathbf{r} \right). \quad (68)$$

### 3.1.3 Ecuación de Newton relativista.

La ecuación relativista de Newton (21, 22), tal como se obtuvo en la Sección 2 a partir de la forma vectorial (18) de las ecuaciones de Euler Lagrange, es:

$$\ddot{\mathbf{r}} = -\frac{MG}{\gamma^3 r^3} \mathbf{r}. \quad (69)$$

Aparece aquí en el denominador un factor de  $\gamma^3$ , y no hay dependencia respecto de una velocidad adicional, como es el caso en (62) y (68).

### 3.1.4 Fuerza de Minkowski

Las ecuaciones de fuerza de Minkowski pueden deducirse directamente a partir de la teoría de Minkowski, y contienen un factor  $\gamma$  adicional en el denominador:

$$\ddot{\mathbf{r}} = -\frac{MG}{\gamma^4 r^3} \mathbf{r}. \quad (70)$$

### 3.1.5 Comparación entre ecuaciones.

Las cuatro ecuaciones se han resuelto numéricamente para la estrella S2, tal como se describió en detalle en el documento UFT 375. Nuestro primer foco es el momento angular. En ambas teorías de Lagrange, (62) y (68), se conserva por construcción el momento angular relativista (Figs. 1 y 2). Para la fuerza relativista de Newton y Minkowski sólo se conserva el momento angular no relativista (Figs. 3 y 4), dando un resultado inconsistente. No se cuenta con ninguna explicación sencilla, ya que el momento angular relativista se utiliza en la Ec. (14).

La precesión es negativa (o en retroceso) tanto para la fuerza de Minkowski como para la de Newton relativista. A partir de las ecuaciones de la teoría de Lagrange la precesión es positiva.

	$T$ [yr]	$r_{\max}$ [ $10^{14}$ m]	$\epsilon$	$\Delta\phi$ [rad]	const. of motion
Euler-Lagr. $t$	15.50	2.78609	0.88712	$5.9033 \cdot 10^{-4}$	$L_{\text{rel}}$
Euler-Lagr. $\tau$	15.57	2.79440	0.88746	$7.5090 \cdot 10^{-7}$	$L_{\text{rel}}$
Rel. Newton	15.50	2.78621	0.88720	$-1.7697 \cdot 10^{-3}$	$L_{\text{non-rel}}$
Minkowski	15.06	2.79452	0.88753	$-2.3585 \cdot 10^{-3}$	$L_{\text{non-rel}}$
Experiment	15.56	2.68398	0.8831	-0.017... +0.035	

Tabla 1: Parámetros de la órbita de la Estrella S2 ( $v_0 = 7.7529648 \cdot 10^6$  m/s, varios cálculos y experimento).

Sin embargo, la precesión es extremadamente pequeña en la versión  $\tau$  de la teoría lagrangiana. Apenas supera el límite de precisión numérica de  $10^{-8}$  radianes, tal como se determinó en el documento UFT 375. Existe también un problema de lógica para la teoría de Lagrange basada en el tiempo propio  $\tau$ . Todas las cantidades se computan en el marco del observador, pero la derivada temporal de  $\partial L / \partial \dot{r}$  se computa para el marco de referencia local de la masa en órbita. Esto pareciera inconsistente. Por lo tanto, la teoría de Lagrange basada en el tiempo del observador  $t$  pareciera ser la mejor elección para una descripción global consistente de efectos relativistas. En la Tabla 1 se incluye una comparación de las cuatro variantes de teoría para la órbita de la estrella S2. Las diferencias entre radios máximos y excentricidades resultan marginales.

### 3.2 Vector de conexión de espín.

El vector de conexión de espín  $\kappa$  puede calcularse a partir de la solución de trayectorias orbitales con varios grados de aproximación. A través de la Ec. (52) tenemos una ecuación para ambos componentes  $\kappa_X$  y  $\kappa_Y$ . Bajo la suposición de que los valores de las  $\kappa$ 's varían solamente en forma lenta con el tiempo, podemos extraer la derivada temporal de esta ecuación como una segunda ecuación, obteniendo

$$\kappa_X X + \kappa_Y Y = -1, \quad (71)$$

$$\kappa_X \dot{X} + \kappa_Y \dot{Y} = 0. \quad (72)$$

Resolviendo este conjunto de ecuaciones, se obtiene

$$\kappa_X = \frac{\dot{Y}}{\dot{X}Y - X\dot{Y}}, \quad (73)$$

$$\kappa_Y = -\frac{\dot{X}}{\dot{X}Y - X\dot{Y}}. \quad (74)$$

Sin embargo, observamos que los valores de las  $\kappa$ 's dependen del tiempo, ya que éste es el caso para las trayectorias  $X(t)$ ,  $Y(t)$  y sus derivadas. Estas trayectorias se han representado gráficamente en las Figs. 5 y 6 para la estrella S2. Debido a la elevada elipticidad de la órbita, se observan agudos picos en el periastro. La solución aproximada (73, 74) se ha representado gráficamente en la Fig. 7. Existe una gran similitud con las derivadas  $\dot{X}$ ,  $\dot{Y}$  de la Fig. 6, con intercambio de  $X$  y  $Y$  y el signo de un componente.

La Ec. (52) se dedujo a partir de la ecuación de campo de tipo Coulómbica (50). En lugar de calcular una derivada temporal adicional, podemos utilizar la ley de Ampere estática (51). En dos dimensiones existe solamente un componente  $Z$  del operador rotacional, dando en total el conjunto de ecuaciones

$$\kappa_X X + \kappa_Y Y = -1, \quad (75)$$

$$\kappa_X Y - \kappa_Y X = 0. \quad (76)$$

Esto puede resolverse directamente mediante álgebra computacional:

$$\kappa_X = -\frac{X}{X^2 + Y^2}, \quad (77)$$

$$\kappa_Y = -\frac{Y}{X^2 + Y^2}. \quad (78)$$

Ahora el denominador es siempre positivo, lo cual conduce a una curva más suave para los valores de  $\kappa$ 's, excepto en el periastro, ver Fig. 8. Este hecho debiera de provocar una seria preocupación respecto de la relatividad general einsteiniana, en donde los infinitos ("hoyos negros") se crean por construcción. Tal como podemos observar a partir de estos ejemplos, en la naturaleza no existen los infinitos, y mediante una mejora del enfoque descriptivo se eliminan los infinitos. La teoría einsteiniana nunca logró alcanzar este nivel. En vez de resolver las ecuaciones de campo (75, 76) para  $\kappa$ , podemos resolverlas alternativamente para  $X$ ,  $Y$ . Esto conduce a

$$X = -\frac{\kappa_X}{\kappa_X^2 + \kappa_Y^2}, \quad (79)$$

$$Y = -\frac{\kappa_Y}{\kappa_X^2 + \kappa_Y^2}. \quad (80)$$

Obviamente, la órbita queda completamente determinada por la conexión de espín, lo cual constituye un resultado completamente novedoso en física gravitacional relativista. Las

conexiones de espín y las coordenada orbitales son mutuamente simétricas, mostrando cierta simetría, la cual quizás pueda interpretarse como una correspondencia entre configuración y espacio de momento.

Esto ofrece la capacidad de investigar qué ocurre cuando se modifican ligeramente las conexiones de espín, una especie de ingeniería del espacio-tiempo o del éter. Como ejemplo, modificamos el componente  $Y$  del vector de conexión de espín por

$$\kappa_Y \longrightarrow \kappa_Y - t \cdot 10^{-17}. \quad (81)$$

El componente  $Y$  se disminuye continuamente. El resultado es una precesión en retroceso para la órbita, tal como se muestra en la Fig. 9. De manera que cualquier clase de precesión puede – además de mediante otros métodos – evocarse mediante ingeniería del éter.

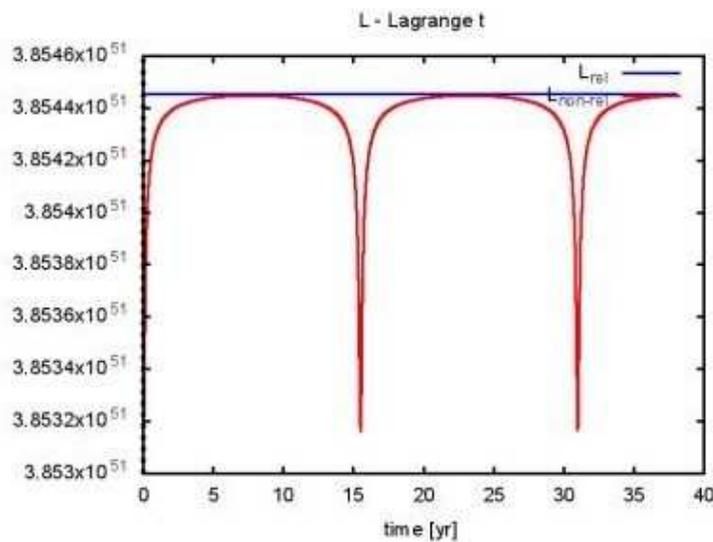


Figura 1. Momento angular, ecuaciones de Euler Lagrange con  $t$ .

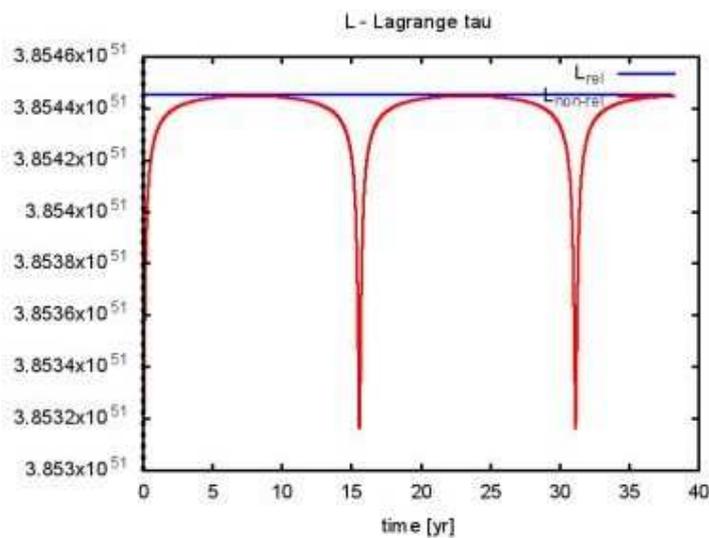


Figura 2. Momento angular, ecuaciones de Euler Lagrange con  $\tau$ .

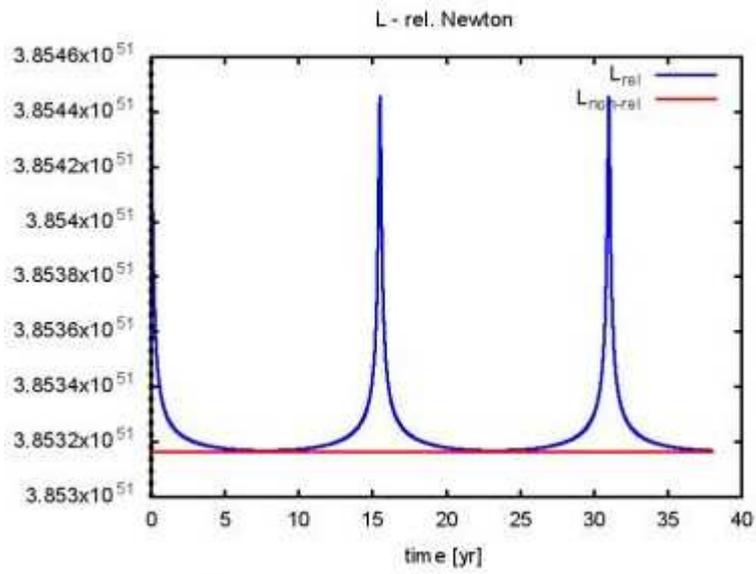


Figura 3. Momento angular, ecuación relativista de Newton.

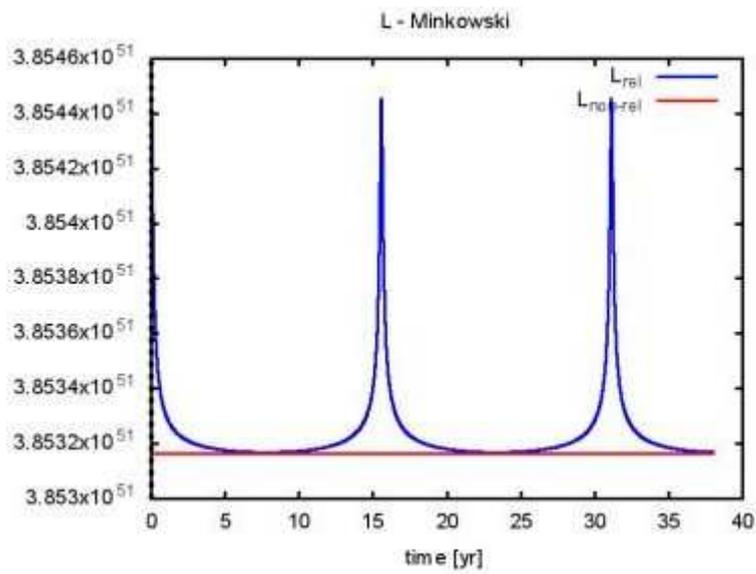


Figura 4. Momento angular, ecuación de Minkowski.

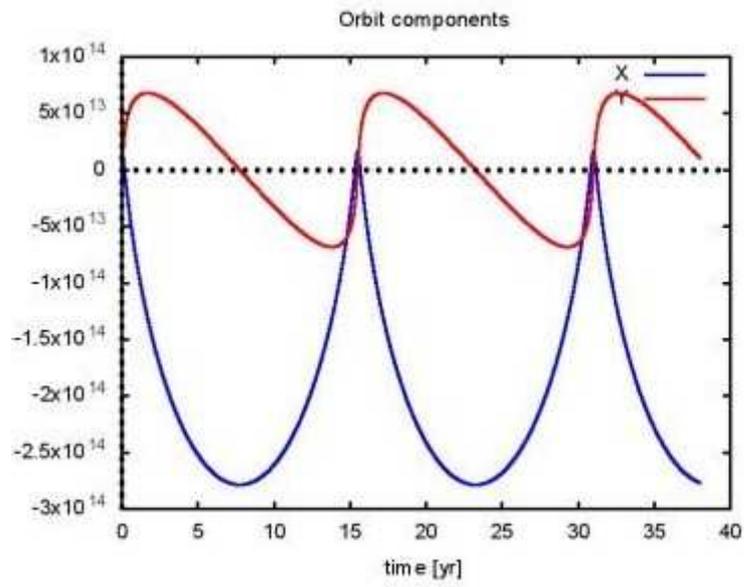


Figura 5. Trayectorias orbitales para el movimiento de S2.

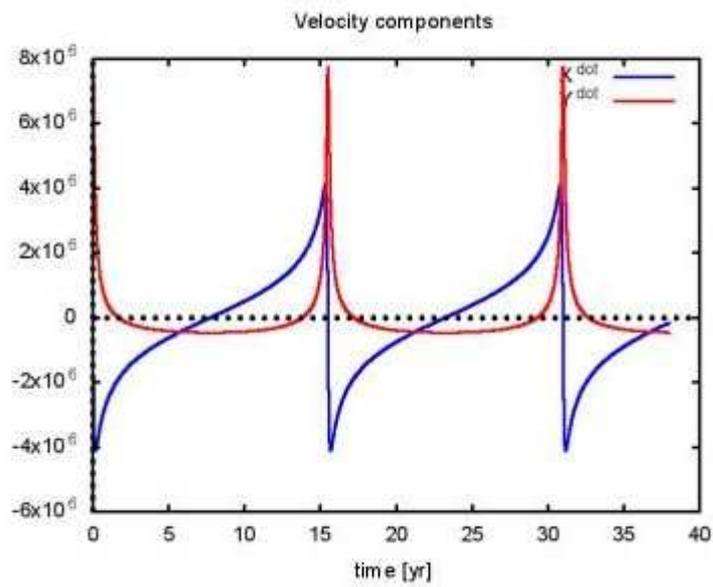


Figura 6. Derivadas temporales de trayectorias orbitales para el movimiento de S2.

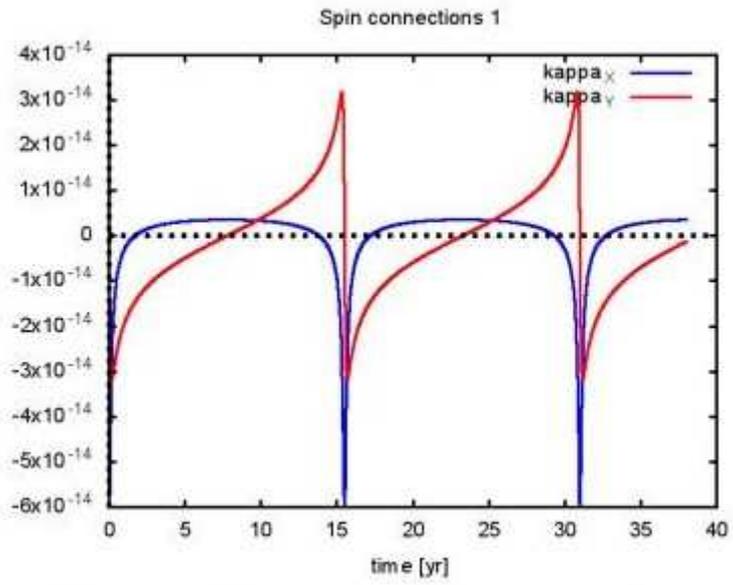


Figura 7. Componentes de la conexión de espín para aproximación (73, 74).

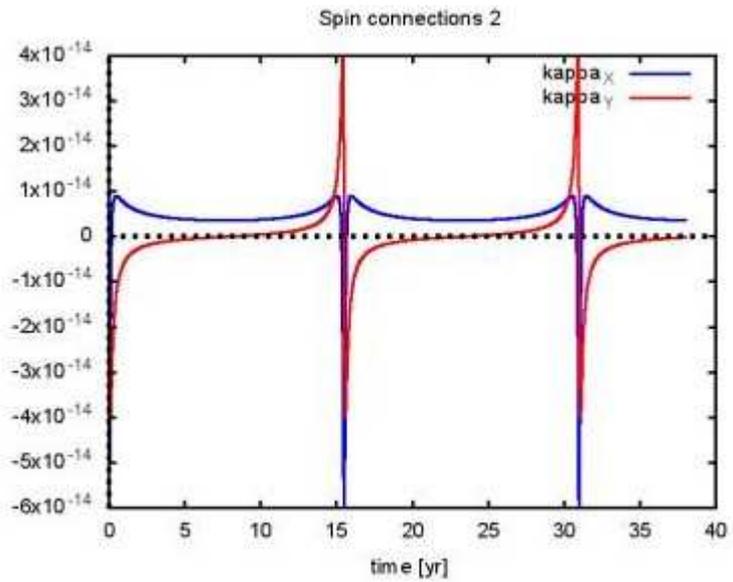


Figura 8. Componentes de la conexión de espín para la solución exacta (77, 78).

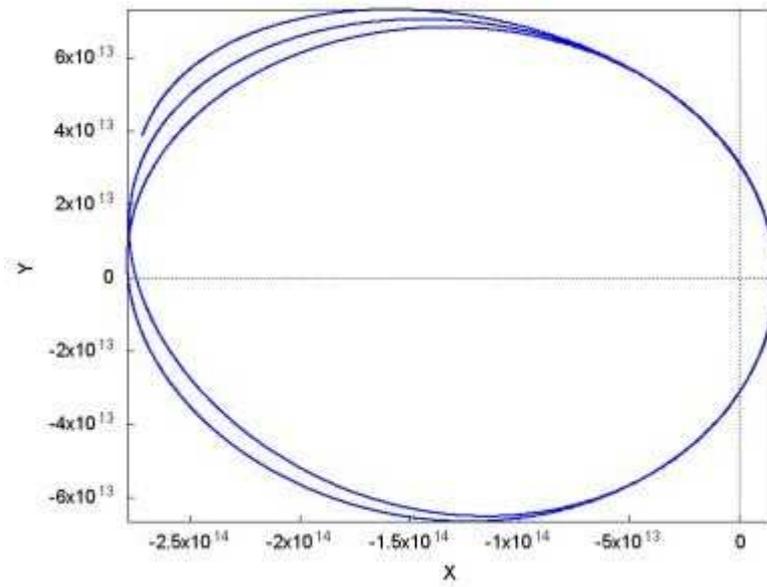


Figura 9. Órbita con precesión en retroceso, evocada mediante ingeniería del éter (conexión de espín modificada).

## 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](http://www.aias.us), su mantenimiento y la programación de retroalimentación. Se agradece a Alex Hill por las traducciones y lecturas en idioma castellano y a Robert Cheshire por as 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 los sitios [www.aias.us](http://www.aias.us) y [www.upitec.org](http://www.upitec.org) como UFT366 y ePubli en prep., traducción al castellano por Alex Hill).
- [2] M. W. Evans. H. Eckardt. D. W. Lindstrom y S. J. Crothers. "Principios de ECE" (de libre acceso como UFT350 y en la Sección en Español. ePubli. Berlín 2016. Enc.dura. New Generation. Londres. Enc. blanda. Traducción al castellano por Alex Hill, Sección en Español del portal [www.aias.us](http://www.aias.us) ).
- [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. 2010).
- [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 docs relevantes de la serie UFT, 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 del portal [www.aias.us](http://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. Vigiér. "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](http://www.aias.us) ).
- [11] M. W. Evans. Ed. "Definitive Refutations of the Einsteinian General Relativity" (Cambridge International, 2012. De libre acceso en los portales mencionados).
- [12] M. W. Evans y A. A. Hasanein, "The Photomagnetron in Quantum Field Theory" (World Scientific, 1994).