

La Ley del Cuadrado de la Inversa Covariante Generalizada para todas las Órbitas.

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.

Utilizando la teoría de gravitación de fluidos, se muestra que todas las órbitas observables pueden expresarse como una ley del cuadrado de la inversa covariante generalizada para la gravitación universal. La ley puede expresarse en distintas maneras, en especial en cuanto a que la aceleración debida a la gravedad entre una masa m que gira en órbita alrededor de una masa M es la derivada de la velocidad orbital de m en un marco de referencia en movimiento. Esta es la derivada de Lagrange, y en gravitación de fluidos deviene la derivada convectiva.

Palabras clave: ECE2, gravitación de fluidos, ley del cuadrado de la inversa covariante generalizada.

1. Introducción.

En documentos inmediatamente precedentes de esta serie [1-12] se ha desarrollado el tema de gravitación de fluidos mediante la unificación de las ecuaciones de campo de la gravitación y de dinámica de fluidos de la teoría ECE2. Análogamente, en documentos anteriores, se desarrolló el tema de electrodinámica de fluidos mediante la unificación de la ecuación de campo ECE2 de electrodinámica y dinámica de fluidos. En el documento precedente, la dinámica de fluidos condujo a una nueva ley del cuadrado de la inversa para la atracción entre una masa m que gira en órbita alrededor de una masa M . En la Sección 2, se desarrolla esta ley de varias maneras y se aplica a tres ejemplos de órbitas planas: la sección cónica, la elipse con precesión y la espiral hiperbólica. Puede aplicarse también la ley en tres dimensiones, tal como se mostró en el documento precedente.

Este documento es una breve sinopsis de cálculos detallados que se incluyen en las Notas de Acompañamiento del UFT360 en el portal www.aias.us. La Nota 360(1) incluye una detallada verificación de consistencia interna para la órbita plana elíptica. La Nota 360(2) describe la ley del cuadrado de la inversa covariante generalizada para todas las órbitas. La Nota 360(3) deduce la nueva ley de fuerza para una galaxia en espiral. La Nota 360(4) da la nueva ley de fuerza para una órbita elíptica con precesión, y la Nota 360(5) da nuevas expresiones para la aceleración debida a la gravedad.

La Sección 3 constituye un análisis numérico y gráfico de la nueva ley.

2. Desarrollo de la Nueva Ley.

La ley puede expresarse como sigue:

$$\underline{g} = \left(\underline{v} \cdot \underline{\nabla} \right) \underline{v} \quad (1)$$

en dos o tres dimensiones. Aquí, g es la aceleración debida a la gravedad entre una masa m que gira en órbita alrededor de una masa M . La velocidad orbital de la masa m es \underline{v} . Por lo tanto, g es la derivada de \underline{v} en un marco de referencia en movimiento – la derivada de Lagrange. En gravitación de fluidos se conoce como la derivada convectiva, empleando terminología tradicional. Para órbitas planas, la ley del cuadrado de la inversa es:

$$\underline{g} = - \frac{MG}{X^2 + Y^2} \underline{e}_r \quad (2)$$

A partir de la Ec. (1), la velocidad orbital es:

$$\underline{v} = \frac{(MG)^{1/2} (-X \underline{i} + Y \underline{j})}{(X^2 + Y^2)^{3/4}} \quad (3)$$

La ley (1) es covariante generalizada porque se deduce a partir de una teoría de campo unificado

covariante generalizada. Para una órbita circular:

$$X^2 + Y^2 = r^2 \quad (4)$$

y la ley (1) se reduce a la forma de la ley del cuadrado de la inversa de la gravitación universal de Hooke Newton. Sin embargo, nótese cuidadosamente que para todas las órbitas incluyendo a la órbita circular, la nueva ley es covariante generalizada. La ley de Hooke Newton es empírica, no relativista y covariante galileana.

En coordenadas polares planas (r, θ) :

$$v^2 = \frac{MG}{(X^2 + Y^2)^{1/2}} = \dot{r}^2 + r^2 \dot{\theta}^2 \quad (5)$$

Para la órbita elíptica, es bien sabido que:

$$v^2 = MG \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a} \right) \quad (6)$$

donde a es el semieje mayor, de manera que para la órbita elíptica:

$$\frac{1}{(X^2 + Y^2)^{1/2}} = \frac{2}{r} - \frac{1}{a} = \frac{1}{MG} (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\theta}^2) \quad (7)$$

y la aceleración debida a la gravedad en gravitación de fluidos es:

$$\underline{g} = -\frac{MG}{X^2 + Y^2} \underline{e}_r = -MG \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a} \right) \underline{e}_r = -\frac{1}{MG} (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\theta}^2) \underline{e}_r \quad (8)$$

que se define mediante una ley del cuadrado de la inversa covariante generalizada. En dinámica de fluidos ECE (una extensión de la dinámica de fluidos de Kambe, como se describe en documentos previos):

$$\underline{g} = (\underline{v} \cdot \underline{\nabla}) \underline{v} = -\frac{\partial \underline{v}}{\partial t} - \underline{\nabla} \phi \quad (9)$$

donde \underline{v} desempeña el papel de potencial vectorial y donde

$$\phi = h \quad (10)$$

es el potencial escalar gravitacional. Aquí, h es la entalpía por unidad de masa m .

Por lo tanto, la Ec. (7) muestra que la aceleración debida a la gravedad es la derivada de Lagrange de la velocidad orbital, y puede expresarse como la siguiente ley de la relatividad general, la ley covariante generalizada:

$$\underline{g} = - \frac{v^4}{MG} \underline{e}_r \quad (11)$$

donde \underline{e}_r es el vector unitario radial.

En la teoría newtoniana covariante galileana:

$$\phi = - \frac{MG}{r} \quad (12)$$

y

$$H = \frac{1}{2} m v^2 - \frac{mMG}{r} \quad (13)$$

donde H es el hamiltoniano.

La nueva ley aplica a todas las órbitas, en el sentido de que todas las órbitas pueden describirse por la ley del cuadrado de la inversa covariante generalizada (2). Es bien sabido que la ley newtoniana sólo aplica para secciones cónicas. La órbita hiperbólica de una galaxia en espiral se considera en la Nota 360(3) y la órbita elíptica con precesión en la Nota 360(4).

Para todas las órbitas planas, X e Y , se definen como:

$$X = MG \frac{(r \dot{\theta} \sin \theta + r \dot{r} \cos \theta)}{(r^2 + r^2 \dot{\theta}^2)^{3/2}} \quad (14)$$

y

$$Y = MG \frac{(r \dot{r} \sin \theta - r \dot{\theta} \cos \theta)}{(r^2 + r^2 \dot{\theta}^2)^{3/2}} \quad (15)$$

y esta es la definición general del marco de referencia en movimiento. La observación astronómica para cualquier órbita plana define:

$$\dot{r} = \frac{dr}{dt} = \frac{dr}{d\theta} \frac{d\theta}{dt} \quad (16)$$

y

$$\dot{\theta} = \frac{d\theta}{dt} = \frac{L}{mr^2} \quad (17)$$

al establecer la dependencia funcional de r con θ .

1) Galaxia en espiral

En este caso:

$$r = \frac{r_0}{\theta} \quad (18)$$

donde r_0 es una constante. Se deduce que:

$$\dot{r}^2 + r^2 \dot{\theta}^2 = \frac{L^2}{m^2} \left(\frac{1}{r^2} + \frac{1}{r_0^2} \right) \quad (19)$$

donde L es el momento angular del sistema definido por m que gira en órbita alrededor de M . Es una constante de movimiento calculada a partir de la ecuación relevante de Euler Lagrange (ver Nota 360(4)). Se deduce, como en la Nota 360(3), que:

$$X = \frac{MG \left(\frac{L}{mr} \cos\left(\frac{r_0}{r}\right) - \frac{L}{mr_0} \sin\left(\frac{r_0}{r}\right) \right)}{\left(\frac{L^2}{m^2} \left(\frac{1}{r^2} + \frac{1}{r_0^2} \right) \right)^{3/2}} \quad (20)$$

y

$$Y = \frac{MG \left(\frac{L}{mr} \sin\left(\frac{r_0}{r}\right) - \frac{L}{mr_0} \cos\left(\frac{r_0}{r}\right) \right)}{\left(\frac{L^2}{m^2} \left(\frac{1}{r^2} + \frac{1}{r_0^2} \right) \right)^{3/2}} \quad (21)$$

definen el marco de referencia en movimiento relevante de la Ec. (1) para la galaxia en espiral y la órbita de la espiral hiperbólica de m alrededor de M . Estas órbitas, X e Y , se representan gráficamente en la Sección 3.

2) Órbita elíptica con precesión en un plano

Se observa a nivel astronómico, con alto grado de precisión, que todos los objetos del Sistema Solar con una masa m alrededor del Sol con una masa M en una órbita plana definida por:

$$r = \frac{\alpha}{1 + E \cos(x\theta)} \quad (22)$$

donde:

$$\chi = 1 + \frac{3MG}{c^2 \alpha} \quad (23)$$

en donde α es la semi latitud recta. Este resultado experimental o empírico también se cumple en objetos binarios fuera del Sistema Solar, en donde χ se encuentra muy cerca de la unidad. Se deduce, como en la Nota 360(4) que:

$$\dot{r} = \frac{dr}{dt} = \frac{\chi E L}{m \alpha} \left(1 + \frac{1}{E^2} \left(\frac{\chi}{r} - 1 \right)^2 \right)^{1/2} \quad (24)$$

y

$$\dot{\theta} = \frac{L}{m r^2} \quad (25)$$

De manera que X e Y pueden representarse gráficamente utilizando las Ecs. (14), (15), (24) y (25). Este procedimiento se lleva a cabo en la Sección 3, y define el marco de referencia en movimiento de la Ec. (1), que es la ley del cuadrado de la inversa covariante generalizada de la órbita elíptica con precesión, que se observa en astronomía.

Tal como se muestra en la Nota 350(5):

$$\underline{\underline{g}} = - \frac{v^4}{MG} \underline{\underline{e}}_r \quad (26)$$

para la órbita elíptica con precesión, de manera que su aceleración covariante generalizada debida a la gravedad puede expresarse como:

$$\underline{\underline{g}} = - \frac{L^4}{m^4 MG} \left(\frac{\chi^2 E^2}{\alpha^2} \left(1 - \frac{1}{E^2} \left(\frac{\chi}{r} - 1 \right)^2 \right) + \frac{1}{r^2} \right)^2 \quad (27)$$

La misma ecuación aplica para la aceleración covariante generalizada debida a la gravedad entre una estrella con masa m que gira en órbita alrededor de una masa central M en una galaxia en espiral. Estos resultados también se representan en la Sección 3. La elipse con precesión se reduce a la elipse estática cuando:

$$\chi = 1 \quad (28)$$

Por lo tanto:

$$\underline{\underline{F}} = - \frac{mMG}{X^2 + Y^2} \underline{\underline{e}}_r \quad (29)$$

es la ley del cuadrado de la inversa covariante generalizada para cualquier órbita plana.

3. Resultados numéricos y gráficas.

Incluimos algunos ejemplos para las coordenadas cartesianas y para la aceleración de varios tipos de órbitas planas. Las fórmulas generales para las coordenadas X, Y vienen dadas en las Ecs. (14, 15). Para una espiral hiperbólica definida por las Ecs. (18 - 21), se representan gráficamente las funciones $X(r)$ y $Y(r)$ en la Fig. 1. Se ha utilizado una escala logarítmica en r para volver visibles a las oscilaciones. Puede observarse su crecimiento exponencial.

Se representan gráficamente las coordenadas de una elipse con precesión, de acuerdo con la teoría x , en la Fig. (2) para $\epsilon = 0.5$. Se utilizaron dos valores para x : $x = 1$ (elipse normal) y $x = 0.9$ (elipse con acentuada precesión). Tal como puede observarse, los valores de X e Y comienzan en el mismo punto, en $r = r_{\min}$, pero $x = 0.9$ sobrepasa la elipse normal en $r = r_{\max}$, como habría de esperarse. Hay un punto de cruzamiento en las coordenadas Y . En el caso de órbitas parabólicas e hiperbólicas ($\epsilon \geq 1$) las mismas fórmulas conducen a estados sin límites, ver Fig. 3, con asíntotas.

El segundo tema de representación gráfica es la aceleración, dada en general por la Ec. (11). Para una espiral hiperbólica esto es

$$g = -\frac{L^4}{GMm^4} \left(\frac{1}{r^2} + \frac{1}{r_0^2} \right)^2 \quad (30)$$

que se representó gráficamente en la Fig. (4), que conduce a un comportamiento asintótico negativo para $r \rightarrow \infty$. Para las elipses con y sin precesión, encontramos el conocido comportamiento de $1/r^2$ para $x = 1$, y una curva de desviaciones menores de orden mayor para $x > 1$ (Fig. 5). En el caso de otras cónicas (Fig. 6) hay asíntotas diferentes para grandes valores de r .

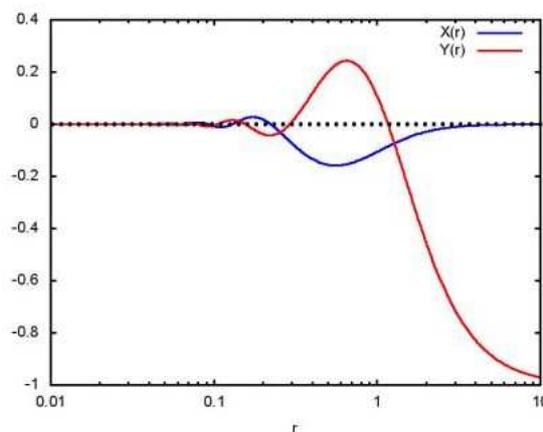


Figura 1: Coordenadas orbitales $X(r)$ e $Y(r)$ para una espiral hiperbólica.

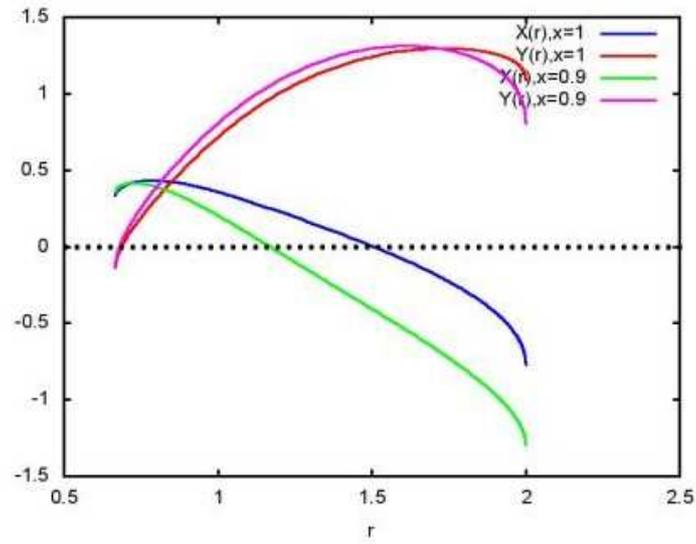


Figura 2: Coordenadas orbitales $X(r)$ e $Y(r)$ para elipses con y sin precesión.

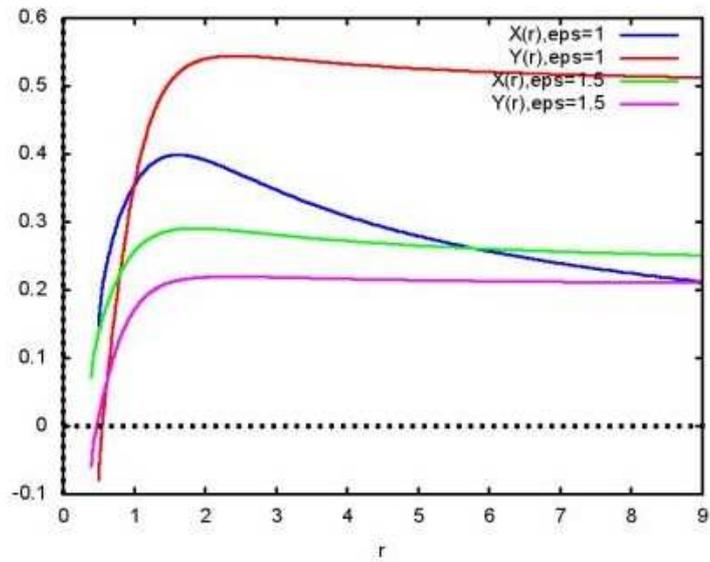


Figura 3: Coordenadas orbitales $X(r)$ e $Y(r)$ para secciones cónicas.

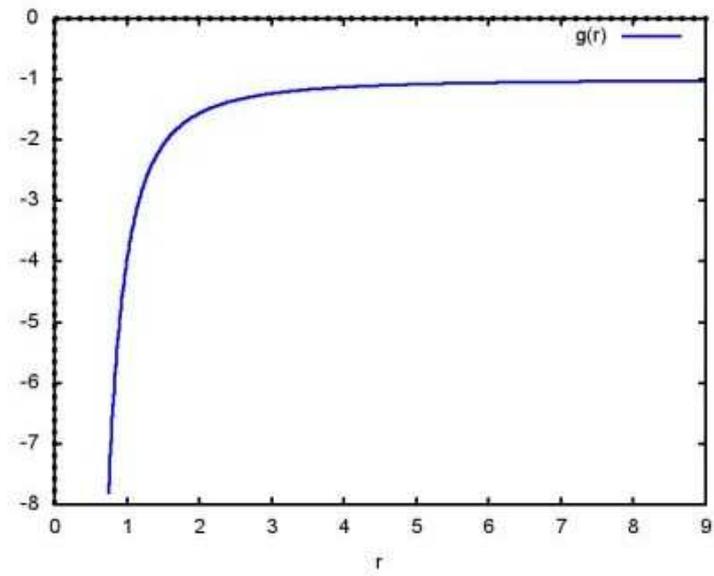


Figura 4: Aceleración para una espiral hiperbólica.

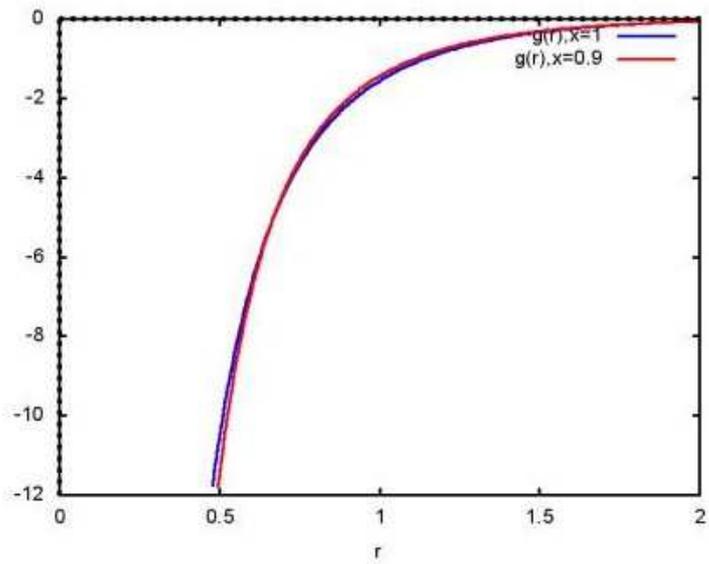


Figura 5: Aceleración para elipses con y sin precesión.

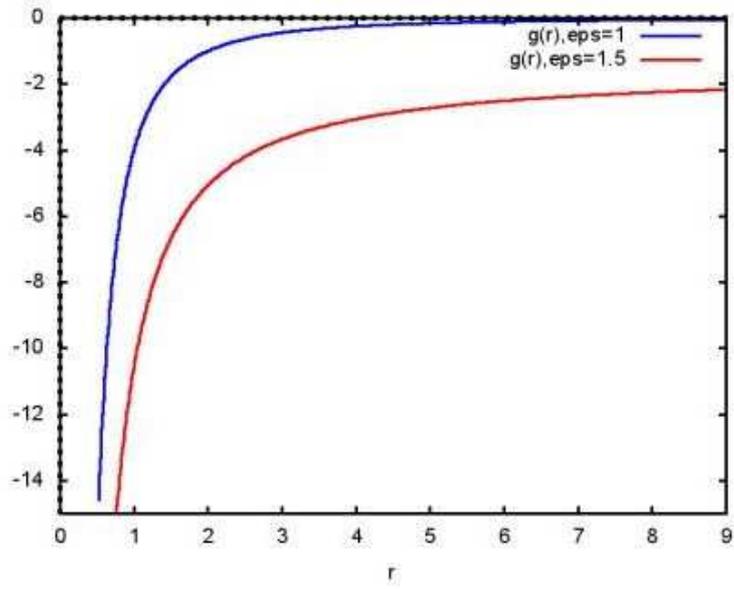


Figura 6: Aceleración para secciones cónicas.

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, por mantenimiento al portal y al programa, así como por las publicaciones en el mismo. 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, "Principles of ECE" (de libre acceso en los portales www.aias.us y www.upitec.org, con encuadernación dura epubli Berlín 2016, con encuadernación blanda New Generation Londres 2016, traducción al castellano por Alex Hill)
- [2] M. W. Evans, S. J. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast, "Criticisms of the Einstein Field Equation" (Cambridge International Science Publishing, CISP, 2010, de libre acceso como UFT301).
- [3] L. Felker, "The Evans Equations of Unified Field Theory" (Abramis, encuadernación blanda 2007, de libre acceso como UFT302, traducción al castellano por Alex Hill).
- [4] H. Eckardt, "The ECE Engineering Model" (UFT303).
- [5] M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom, "Generally Covariant Unified Field Theory" (Abramis 2005 a 2011 en siete volúmenes, de libre acceso en documentos UFT relevantes).
- [6] M. W. Evans, "Collected Scientometrics" (UFT307, New Generation 2015).
- [7] M. W. Evans, Ed., J. Found. Phys. Chem., (CISP 2011, de libre acceso en documentos UFT relevantes).
- [8] M. W. Evans, Ed., "Definitive Refutations of the Einstein Field Equation" (CISP 2012, de libre acceso en los portales www.aias.us y www.upitec.org.)
- [9] 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).
- [10] M. W. Evans y S. Kielich, Eds., "Modern 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 con encuadernación dura y blanda.
- [12] M. W. Evans y A. A. Hasanein, "The Photomagneton in Quantum Field Theory" (World Scientific, 1994).