

Nueva ecuación de onda para dinámica lagrangiana: la órbita plana para cualquier ley de fuerza.

por

M. W. Evans, H. Eckart y B. Foltz,

Civil List y AIAS

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

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen.

Se desarrolla una nueva ecuación de onda mediante métodos lagrangianos, para su aplicación en mecánica celeste, como parte de la teoría ECE. Se infiere un método para el cálculo de una órbita plana para cualquier fuerza generada entre una masa m que orbita alrededor de una masa M en un plano. Se presentan dos métodos de solución de la ecuación de onda y se verifica la consistencia interna del método en el límite newtoniano. Se demuestra que la relatividad general einsteiniana (RGE) es tan sólo una entre un número infinito de leyes de fuerza que generan una precesión orbital.

Palabras clave: Teoría ECE, mecánica celeste, ecuación de onda lagrangiana, órbita plana para cualquier fuerza.

1. Introducción.

Como parte de esta serie de 242 documentos a la fecha [1-10] la relatividad general einsteiniana (RGE) ha quedado refutada mediante una abundancia de detalles y en muchas formas diferntes. Con el objeto de buscar una teoría de reemplazo aplicable a todas las órbitas observables, se ha propuesto una serie de documentos recientes pertenecientes a esta serie. Se ha descubierto que la precesión orbital viene dada por un número infinito de leyes de fuerza, y no tan sólo la ley de fuerza de la relatividad general einsteiniana (RGE). Por ejemplo, la fuerza de Minkowski da origen a una precesión, y este proceso ha sido animado por B. Foltz en el portal www.aias.us. Cualquier ley de fuerza proporcional a r elevada a la potencia n da origen a una precesión, con la sola excepción de $n = 2$, y esta precesión también ha sido animada en el portal de www.aias.us por B. Foltz. El Ensayo 80, publicado en el portal www.aias.us incluye una lista de cincuenta y siete de las refutaciones disponibles acerca de la RGE, de manera que se trata de una teoría completamente refutada, y los documentos precedentes publicados en esta serie critican severamente las afirmaciones dogmáticas de la RGE en cuanto a que que se trata de una teoría precisa. En la Sección 2 se infiere una ecuación de onda a partir de una combinación de las dos ecuaciones clásicas de Euler Lagrange para un objeto con una masa m que orbita alrededor de un objeto con masa M en un plano. Estas ecuaciones clásicas se utilizan en la RGE, a pesar de su afirmación de que se trata de una teoría relativista. De manera que la RGE no sólo es incorrecta en muchas maneras sino que posee inconsistencias conceptuales internas. Esta ecuación de onda puede extenderse al espacio-tiempo de Minkowski en forma directa, y será ese el tema de trabajos futuros, pero en este documento sólo se examina el límite clásico. Serán dos soluciones de la ecuación de onda, una obtenida mediante álgebra computacional por H. Eckardt. Se verifica que esta segunda solución posea consistencia interna en el límite newtoniano y se aplica, mediante algunas sencillas leyes de fuerza, para hallar la órbita. Según el conocimiento de los autores de este documento, ésta sería la primera vez que se ha desarrollado un método en mecánica celeste para hallar la órbita para cualquier ley de fuerza. La órbita para la ley del cuadrado de la inversa de Hooke Newton es una elipse, como es bien sabido. La elipse con precesión viene dada por un número infinito de otros tipos de leyes de fuerza. Utilizando este método pueden verificarse las afirmaciones de la RGE de otra manera más. La Sección 3 es una descripción de los métodos numéricos utilizados por H. Eckardt: álgebra computacional utilizada para verificar los cálculos manuales y empleada también para resolver la nueva ecuación de onda.

2. Ecuación de onda y soluciones de orbital plano para cualquier fuerza.

Consideremos la órbita de una masa m que gira en órbita alrededor de una masa M en un plano. Las dos ecuaciones de movimiento obtenidas a partir de un conocido análisis lagrangiano [11]:

$$m(\ddot{r} - r\dot{\theta}^2) = F(r) \quad (1)$$

$$L_0 = m r^2 \dot{\theta}. \quad (2)$$

Aquí, F es la fuerza entre m y M y L_0 es el momento angular total conservado. Las coordenadas polares planas son r y θ . A partir de la Eq. (2) en la Eq. (1):

$$m \left(\ddot{r} - r \frac{L_0^2}{m^2 r^4} \right) = F(r) \quad (3)$$

de manera que

$$\ddot{r} - \frac{L_0^2}{m^2 r^3} = \frac{F(r)}{m} \quad (4)$$

y

$$\ddot{r} - \omega^2 r = \frac{F(r)}{m} \quad (5)$$

Esta es una ecuación de onda con estructura:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} + \Omega^2 r = 0 \quad (6)$$

donde

$$\Omega^2 = -\frac{L_0^2}{m^2 r^4} - \frac{F(r)}{m r} \quad (7)$$

Bajo una bien definida restricción que se analizará más adelante, esta ecuación constituye un oscilador armónico con un periodo:

$$T = \frac{2\pi}{\Omega} \quad (8)$$

y un ángulo absidal:

$$\psi = \frac{1}{2} T \frac{d\theta}{dt} = \frac{1}{2} \omega T \quad (9)$$

donde la velocidad angular viene definida por la Ec. (2):

$$\omega = \frac{d\theta}{dt} = \frac{L_0}{m r^2} \quad (10)$$

Por lo tanto, la coordenada angular es:

$$-\Omega^2 = -\left(\frac{dx}{dt} + x^2\right) \quad (19)$$

Q.E.D.

La Ec. (19) es una ecuación diferencial de segundo orden para la dependencia temporal de Ω y constituye una ecuación subsidiaria y restrictiva que debe de cumplirse para que la solución (12) sea verdadera. La Ec. (19) siempre puede resolverse, ya sea en forma analítica o numérica, de manera que la Ec. (12) siempre se cumplirá.

El segundo método de solución de la Ec. (6) se debe al álgebra computacional desarrollada por H. Eckardt, y que da la solución:

$$t = \frac{1}{\sqrt{2}} \int \left(-\int r \Omega^2 dr - A \right)^{-1/2} dr + B \quad (20)$$

donde A y B son constantes de integración que deben de obtenerse a través de un análisis ulterior. Para cualquier curva [11]:

$$dAr = \frac{1}{2} r^2 d\theta \quad (21)$$

donde Ar es un área. Supongamos que se barre un área Ar en el tiempo T. Entonces, en el tiempo t se barrerá un área igual a Ar t/T. Por lo tanto:

$$Ar t/T = \int dAr = \frac{1}{2} \int r^2 d\theta \quad (22)$$

y en general:

$$t = \frac{T}{2Ar} \int r^2 d\theta. \quad (23)$$

A partir de las Ecs (20) y (23):

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \int \left(-\int r \Omega^2 dr - A \right)^{-1/2} dr + B = \frac{T}{2Ar} \int r^2 d\theta \quad (24)$$

para cualquier curva y cualquier ley de fuerza.

Se define la función:

$$f(r) := \left(- \int \Omega^2 r dr - A \right)^{-1/2} \quad (25)$$

y por simplicidad se supone que B es igual a cero. Entonces:

$$t = \frac{1}{\sqrt{2}} \int f(r) dr = \frac{1}{2} \frac{I}{Ar} \int r^2 d\theta \quad (26)$$

y

$$\frac{dt}{dr} = \frac{1}{\sqrt{2}} f(r), \quad \frac{dt}{d\theta} = \frac{1}{2} \frac{I}{Ar} r^2. \quad (27)$$

Utilizando la regla de la cadena:

$$\frac{d\theta}{dr} = \frac{d\theta}{dt} \frac{dt}{dr} = \sqrt{2} \frac{f(r)}{r^2} \frac{Ar}{I} \quad (28)$$

y la coordenada polar angular es:

$$\theta = \sqrt{2} \frac{Ar}{I} \int \frac{f(r)}{r^2} dr \quad (29)$$

y puede hallarse para cualquier ley de fuerza, Q.E.D. Para cualquier curva en la dinámica clásica lagrangiana [11] de cualquier órbita plana:

$$dt = \frac{2m}{L_0} dAr \quad (30)$$

Integrando:

$$\int_0^T dt = \frac{2m}{L_0} \int_0^{Ar} dAr \quad (31)$$

de manera que:

$$\frac{Ar}{I} = \frac{L_0}{2m} \quad (32)$$

para todas las órbitas planas.

En el límite newtoniano [1 - 11] la ley de fuerza es:

$$F(r) = - \frac{L_0^2}{\alpha m r^2} \quad (33)$$

donde α es la semi magnitud recta de la órbita elíptica:

$$r = \frac{\alpha}{1 + \epsilon \cos \theta} \quad (34)$$

donde ϵ es la excentricidad. Se verificó mediante álgebra computacional, como se demuestra más abajo, que el resultado (29) produce la elipse (34) para la ley de fuerza newtoniana (33). Es ésta una rigurosa prueba de consistencia interna de la teoría. La solución de la Ec. (29) con la ley de fuerza (33) es, mediante álgebra computacional:

$$\theta = \psi - \frac{Z m A r}{L_0 T} \operatorname{sen}^{-1} \left(\frac{\frac{\alpha}{r} - 1}{(1 - 2\alpha^2 A m^2)^{1/2}} \right) \quad (35)$$

donde ψ es una constante de integración. Si:

$$A = - \frac{L_0^2}{2\alpha^2 m^2} (\epsilon - 1)(\epsilon + 1) \quad (36)$$

y

$$\psi = \pi \quad (37)$$

entonces:

$$\theta = \frac{m A r}{L_0 T} \left(\pi - 2 \operatorname{sen}^{-1} \left(\frac{\frac{\alpha}{r} - 1}{((\epsilon - 1)(\epsilon + 1))^{1/2}} \right) \right) \quad (38)$$

es decir:

$$r = \alpha \left(1 + \epsilon \cos \left(\frac{L_0 T}{Z m A r} \theta \right) \right)^{-1} \quad (39)$$

Utilizando la Ec. (32), la Ec. (39) se simplifica a:

$$r = \frac{\alpha}{1 + \epsilon \cos \theta} \quad (40)$$

la cual es la Ec. (34), Q. E. D.

De manera que la Ec. (29) es correcta rigurosamente para la fuerza newtoniana. Habiéndose evaluado de esta manera podrá aplicarse a otras fuerzas, y esto se lleva a cabo en la Sección 3.

La Ec. (36) puede simplificarse si se observa que:

$$a = \frac{\alpha}{1 - \epsilon^2} = \frac{\alpha}{(1 - \epsilon)(1 + \epsilon)} \quad (41)$$

donde a es el semieje mayor de la elipse [11]. Entonces:

$$A = \frac{L_0^2}{2a \alpha m^2} \quad (42)$$

En la teoría newtoniana [11]:

$$L_0^2 = m^2 M G \alpha \quad (43)$$

de manera que la constante de integración x es:

$$A = \frac{M G}{2a} \quad (44)$$

la cual posee las unidades correctas del cuadrado de una velocidad lineal.

La sección cónica con precesión:

$$r = \frac{\alpha}{1 + \epsilon \cos(\theta + \phi)} \quad (45)$$

Se obtiene a partir de la ley de fuerza [1 - 11]

$$F(r) = - \frac{m M G \alpha^2}{r^2} - \alpha (1 - \epsilon^2) \frac{m M G}{r^3} \quad (46)$$

y se utiliza álgebra computacional en la Sección 3 para verificar este resultado, obteniéndose un resultado preciso para la constante de precesión ϕ , lo cual constituye un nuevo resultado y un avance respecto del trabajo anterior. La RGE afirma que la ley de fuerza es:

$$F(r) = -\frac{mMG}{r^2} - \frac{3L_0^2 MG}{m c^2 r^4} \quad (47)$$

Esta afirmación puede evaluarse mediante el empleo de la Ec. (47) en la Ec. (29) para hallar la precesión del ángulo polar debido a la RGE, la cual afirma que para una revolución de 2π :

$$\phi \longrightarrow 2\pi(1+\chi_1) \quad (48)$$

donde

$$\chi_1 = \frac{3GM}{ac^2(1-\epsilon^2)} \quad (49)$$

Esta afirmación de la RGE se basa en el mismo análisis lagrangiano que conduce a la Ec. (6), de manera que la Ec.(29) deberá de producir el resultado (49) si la RGE es correcta. Se sabe, a partir del Ensayo 80, publicado en el portal www.aias.us, que la RGE es incorrecta en muchas formas.

Finalmente en esta sección, se ha demostrado en documentos inmediatamente precedentes a éste que la fuerza de Minkowski es:

$$\underline{F} = \left(\gamma^4 m \frac{d^2 r}{dt^2} - \gamma^2 \frac{L_0^2}{m r^3} \right) \underline{e}_r + \frac{L_0 \gamma^4}{m c r} \frac{dr}{dt} \frac{d^2 r}{dt^2} \underline{e}_\phi \quad (50)$$

donde \underline{e}_r y \underline{e}_ϕ son vectores unitarios del sistema de coordenadas polares en un plano. La fuerza de Minkowski es la fuerza newtoniana corregida por el factor de Lorentz:

$$\gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{-1/2} \quad (51)$$

donde la velocidad que aparece en el factor de Lorentz viene dada por la métrica como:

$$v^2 = \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 + \left(\frac{L_0}{m r} \right)^2 \quad (52)$$

A partir de la Ec. (20) :

$$\frac{dt}{dr} = \frac{1}{\sqrt{2}} f(r) \quad (53)$$

de manera que

$$\frac{dr}{dt} = \frac{\sqrt{2}}{f(r)} \quad (54)$$

Utilizando la regla de la cadena:

$$\frac{dr}{dt} = \frac{dr}{d\theta} \frac{d\theta}{dt} = \frac{L_0}{m r^2} \frac{dr}{d\theta} \quad (56)$$

de manera que la Ec. (55) puede utilizarse para hallar la órbita en la forma:

$$\frac{dr}{d\theta} = \frac{m r^2}{L_0} \frac{dr}{dt} = \sqrt{2} \frac{m}{L_0} \frac{r^2}{f(r)} \quad (56)$$

para cualquier ley de fuerza. Utilizando la Ec. (54) en la Ec. (29) la verdadera anomalía (o ángulo orbital polar) puede expresarse como:

$$\theta = \frac{\sqrt{2} L_0}{2 m} \int \frac{f(r) dr}{r^2} \quad (57)$$

donde:

$$f(r) = \left(- \int r^{-2} dr - A \right)^{-1/2} \quad (58)$$

de manera que la verdadera anomalía deviene:

$$\theta = \frac{L_0}{m} \int \frac{dt}{r^2} \quad (59)$$

lo cual implica que:

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{L_0}{m r^2} \quad (60)$$

que es la Ec. (2) Q. E. D. De manera que la teoría incluida en esta Sección es rigurosamente correcta y posee consistencia interna, a la vez que constituye un método nuevo y poderoso de la mecánica celeste.

3. Cálculo de órbitas para leyes de fuerza seleccionadas.

Antes de considerar las órbitas que emergen a partir de las leyes de fuerza, calculamos los ángulos absidales para algunos casos. El ángulo absidal se define mediante la Ec.(9) y puede expresarse con la ayuda de las ecuaciones (7), (8) y (60):

$$\psi = \frac{\pi L_0}{m r^2 \sqrt{-\frac{L_0^2}{m^2 r^4} - \frac{F(r)}{m r}}} \quad (61)$$

Los resultados se presentan en la Tabla 1. En la mayoría de los casos el ángulo absidal depende del radio r . Para hallar un valor razonable de r calculamos el valor de r para el caso $\psi = \pi$. El ángulo absidal es constante sólo para la ley de fuerza de $1/r^3$, la cual da una elipse con precesión con forma canónica. Para exponentes más elevados r varía, al igual que para una ley exponencial y aún una ley de fuerza constante. Lo mismo se cumple para una fuerza oscilante radialmente.

A continuación aplicamos la Ec.(29) a algunas leyes de fuerza para obtener la función orbital $\theta(r)$ en la forma más general. Con el resultado general (32) esta función puede expresarse como

$$\theta = \sqrt{2} \frac{L_0}{m} \int \frac{f(r)}{r^2} dr + B \quad (62)$$

con

$$f(r) = \left(- \int \alpha^2 r dr - A \right)^{-1/2} \quad (63)$$

donde Ω^2 viene dada por la Ec.(7) y A y B son constantes de integración. Insertando la ley de fuerza de una elipse con precesión, conduce (por álgebra computacional) a la relación orbital

$$F(r) = \sim \frac{m M G x_1^2}{r^2} - \frac{\alpha(1-x_1^2) m M G}{r^3} \quad (64)$$

con
$$r = \frac{\alpha}{-e \operatorname{sen}(\chi_1(\theta + B)) + 1} \quad (65)$$

$$e = \frac{L_0^2 x_1^2 - 2\alpha^2 A m^2}{L_0 x_1 \sqrt{L_0^2 x_1^2 - 2\alpha^2 A m^2}} \quad (66)$$

$$= \frac{1}{L_0 x_1} \sqrt{L_0^2 x_1^2 - 2\alpha^2 A m^2}$$

Ley de Fuerza

Angulo absidal

Radio para $\psi = \pi$

$$F(r) = -\frac{mGM}{r^2}$$
$$= -\frac{L_0^2}{\alpha m r^3}$$

$$\psi = \frac{\pi}{\sqrt{\frac{r}{\alpha} - 1}}$$

$$r = 2\alpha$$

$$F(r) = -\frac{\beta}{r^3}$$

$$\psi = \frac{\pi L_0}{\sqrt{\alpha m - L_0^2}}$$

cualquiera

$$F(r) = -\frac{\beta}{r^4}$$

$$\psi = \frac{\pi \sqrt{r} L_0}{\sqrt{\beta m - r L_0^2}}$$

$$r = \frac{\beta m}{2 L_0^2}$$

$$F(r) = -F_0 e^{-\beta r}$$

$$\psi = \frac{\pi e^{\frac{\beta r}{2}} L_0}{\sqrt{m r^3 F_0 - e^{\beta r} L_0^2}}$$

$$r^3 e^{-\beta r} = \frac{2 L_0^2}{m F_0}$$

$$F(r) = -F_0$$

$$\psi = \frac{\pi L_0}{\sqrt{m r^3 F_0 - L_0^2}}$$

$$r = \frac{2^{\frac{1}{3}} L_0^{\frac{2}{3}}}{m^{\frac{1}{3}} F_0^{\frac{2}{3}}}$$

$$F(r) = F_0 \sin(kr)$$

$$\psi = \frac{\pi L_0}{\sqrt{m r^3 \sin(kr) F_0 - L_0^2}}$$

$$r^3 = \frac{2 L_0}{F_0 \sin(kr)}$$

Tabla 1: Ángulos absidales ψ y radios para $\psi = \pi$ para varias leyes de fuerza.

Al elegir la constante

$$B = \frac{\pi}{2 \alpha_1} \quad (67)$$

podemos utilizar la relación

$$\sin\left(\beta - \frac{\pi}{2}\right) = -\cos \beta \quad (68)$$

de manera que llegamos a la órbita tradicional de una elipse con precesión:

$$r = \frac{\alpha}{\epsilon \cos(\chi\theta) + 1} \quad (69)$$

La constante restante A se relaciona con los parámetros físicos a través de la Ec.(66):

$$A = \frac{L_0^2 \chi_1^2 (1 - \epsilon^2)}{2\alpha^2 m^2} \quad (70)$$

La restricción de que la raíz cuadrada en ϵ debe poseer un valor real, conduce a la restricción

$$L_0^2 \chi_1^2 - 2\alpha^2 A m^2 \geq 0 \quad (71)$$

ó

$$A \leq \frac{L_0^2 \chi_1^2}{2\alpha^2 m^2} \quad (72)$$

En el caso de igualdad tendremos una órbita circular. El límite para una parábola ($\epsilon = 1$) se alcanza para $A = 0$, y la órbita es hiperbólicas para $A < 0$.

La órbita de la elipse con precesión se representa gráficamente en la forma $\theta(r)$ y $d\theta/dr$ en la Fig.1 para su comparación con otras leyes de fuerza. Los agentes verticales en los puntos de retorno de r son significativas.

A continuación inspeccionamos la ley de fuerza de Einstein:

$$F(r) = - \frac{mMG}{r^2} - \frac{3L_0^2 MG}{m^2 c^2 r^4} \quad (73)$$

Se obtiene a partir de la Ec.(62) en la integral no se puede resolver analíticamente, sino que debe de resolverse en forma numérica. La órbita viene dada por

$$\theta = L_0 c \sqrt{m} \int \frac{1}{\sqrt{r} \sqrt{(2c^2 m^3 r^2 + 2L_0^2)GM - 2c^2 A m^3 r^3 - L_0^2 c^2 m r}} dr + B \quad (74)$$

La ley de fuerza de Minkowski es

$$F(r) = - \frac{\chi(r)^4 mMG}{r^2} - \frac{\chi(r)^2 \alpha m M}{r^3} (1 - \chi(r)^2). \quad (75)$$

La órbita puede calcularse primero en la aproximación de un factor relativista constante el cual se define mediante

$$\gamma(r) = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (76)$$

donde v es el valor absoluto de la velocidad orbital. Suponiendo una órbita cercana a un círculo podría justificarse la aproximación $v \approx \text{const}$. Esto resulta en una órbita

$$r = \frac{\gamma^4 \alpha m^2 M - \gamma^2 \alpha m^2 M + L_0^2}{\epsilon \sin\left(\frac{\theta - B}{L_0}\right) \sqrt{\frac{\gamma^4 - \gamma^2}{L_0} \alpha m^2 M + L_0^2}} - \gamma^4 m^2 G M \quad (77)$$

con

$$\epsilon = m \sqrt{\gamma^8 m^2 G^2 M^2 + (2\gamma^2 - 2\gamma^4) \alpha A m^2 M - 2L_0^2} \quad (78)$$

El resultado es una elipse con precesión que se encuentra "deformada" si se la compara con el caso canónico de la Ec.(65), véase la Fig. 2 en comparación con la Fig. 1.

Cuando debe tomarse en consideración la forma correcta de γ , debemos de utilizar una expresión para la velocidad. Aquí adoptamos la aproximación a partir de las notas de acompañamiento del documento UFT 238:

$$\gamma(r) = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{M G}{c^2} \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{\alpha}\right)}} \quad (79)$$

de manera que sólo tenemos dependencia radial. Entonces la función $f(r)$ puede evaluarse. La estructura de constantes es tan complicada que sólo presentamos la expresión utilizada en la representación gráfica, el integrando de la Ec.(29):

$$\frac{\sqrt{2} L_0}{2 m r^2} f(r) = \frac{1}{\sqrt{2} r^2 \sqrt{-3 \log(2r-2) + \frac{3 \log(r)}{4} - \frac{4r^2 - 4}{8r^3 - 8r} + 0.45}} \quad (80)$$

Este integrando representa $d\theta/dr$ y se muestra en la Fig. 3 como la curva de color rojo. Esta función se ha integrado en forma numérica para dar origen a la curva de color azul. Las gráficas pueden compararse directamente a la Fig. 2 para el caso de un valor constante de γ . Se observa que $\theta(r)$ se comportan de una manera diferente en el límite inferior de r , lo cual representa un efecto claramente relativista.

Debiera notarse que los parámetros en las fórmulas fueron adoptados experimentalmente para las representaciones gráficas, en forma tal que los resultados fuesen comparables.

Además, se seleccionaron de manera que se obtuvieron curvas limitadas (no hipérbolas, etc.). Se requeriría de un gran esfuerzo para establecer las constantes de integración de una manera tal que el mismo sistema físico se describiera en todos los casos.

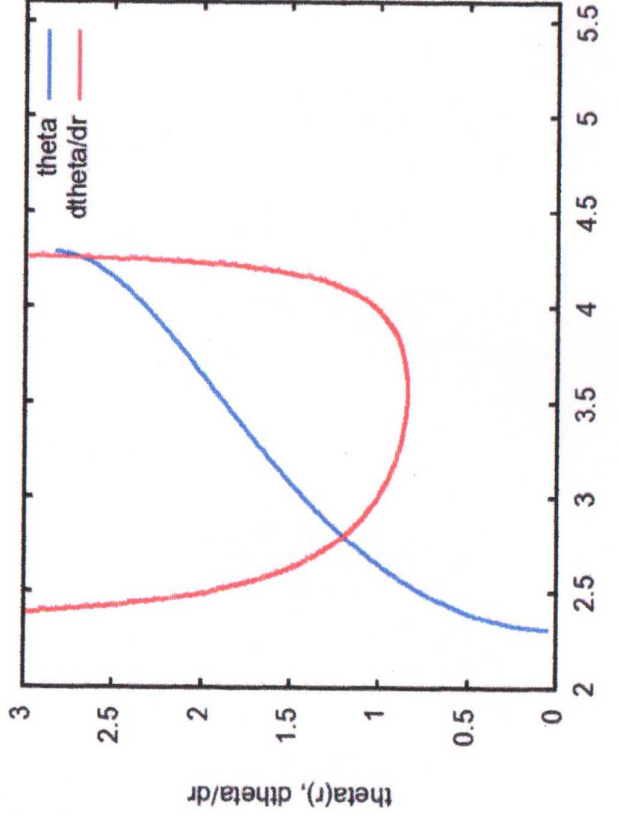


Figura 1: $\theta(r)$ y $d\theta/dr$ para una elipse con precesión con $\varepsilon = 0.3$; $\alpha = 3$; $x = 1.1$.

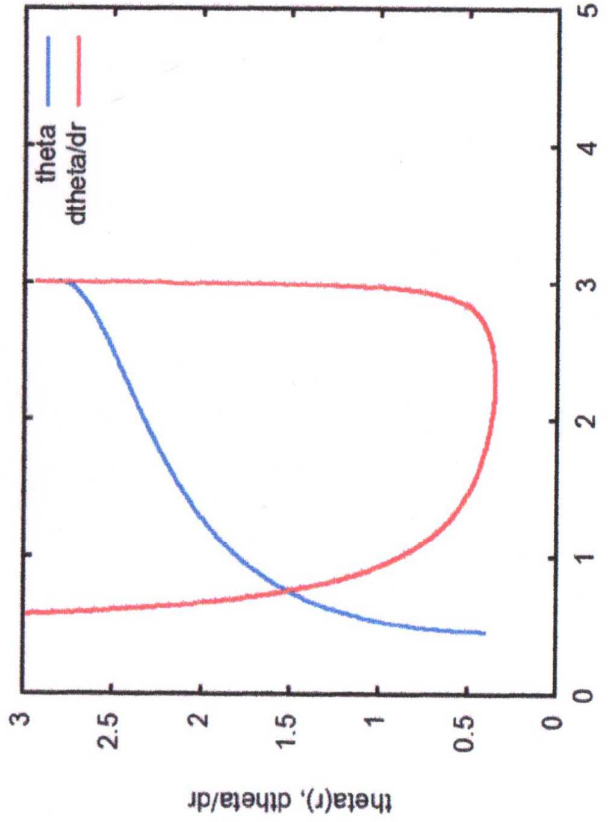


Figura 2: $\theta(r)$ y $d\theta/dr$ para la fuerza de Minkowski con parámetros adoptados, $\gamma = \text{const}$.

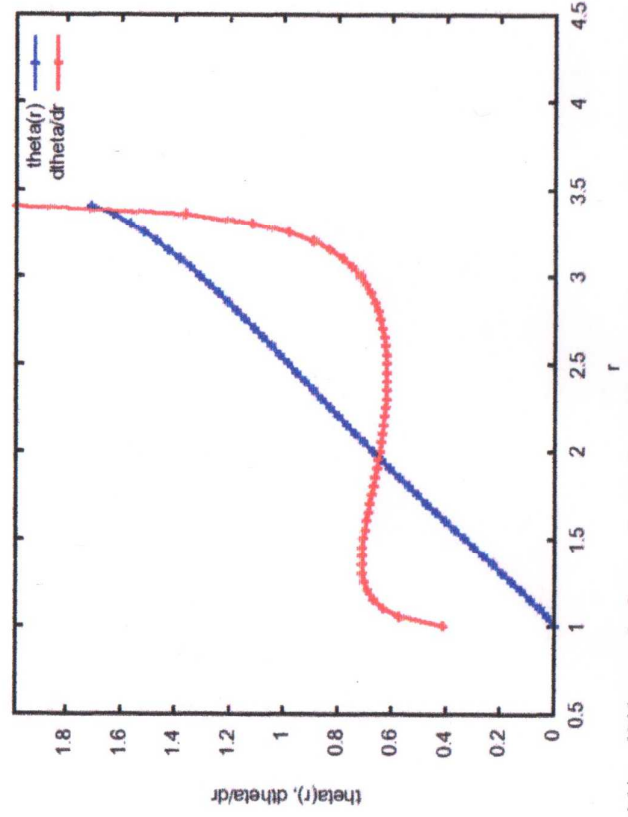


Figura 3: $\theta(r)$ y $d\theta/dr$ para la fuerza de Minkowski con parámetros adoptados, solución numérica.

Agradecimientos

Se agradece el Gobierno Británico por la Pensión Civil Vitalicia y a AIAS y a otros por muchas discusiones interesantes. Se agradece a Dave Burtleigh por las publicaciones en red y a Robert Cheshire y Alex Hill por las grabaciones y las traducciones.

Referencias.

- [1] M. W. Evans, Ed., "Definitive Refutations of the Einsteinian General Relativity" edición especial número seis de la referencia 2, (Cambridge International Science Publishing, CISP, 2012).
- [2] M. W. Evans, Ed., J. Found. Phys. Chem., (CISP 2011, seis publicaciones anuales).
- [3] M. W. Evans, S. J. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast, "Criticisms of the Einstein Field Equation" (CISP 2001, www.cisp-publishing.com).
- [4] M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom, "Generally Covariant Unified Field Theory" (Abramis 2005 a 2011) en siete volúmenes.
- [5] M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom, documentos y plenaria en la Academia de Ciencias de Serbia, 2010 al presente, y documentos publicados en Physica B, Found. Phys. Lett., y Acta Phys. Polonica acerca de la teoría ECE.
- [6] L. Felker, "The Evans Equations of Unified Field Theory" (Abramis 2007, traducción al castellano de Alex Hill publicado en el portal www.aias.us).
- [7] M. W. Evans y L. B. Crowell, "Classical and Quantum Electrodynamics and the B(3) Field" (World Scientific 2001).
- [8] M. W. Evans y S. Kielich, Ed., "Modern Non Linear Optics" (Wiley Interscience, Nueva York, 1992, 1993, 1997, 2001) en dos ediciones y seis volúmenes.
- [9] M. W. Evans y J.-P. Vigié, "The Enigmatic Photon" (Kluwer, Dordrecht, 1994 a 2002) en diez volúmenes con encuadernación dura y blanda.
- [10] M. W. Evans y A. A. Hasanein, "The Photomagnetron in Quantum Field Theory" (World Scientific, 1994).
- [11] J. B. Marion y S. T. Thornton, "Classical Dynamics" (Harcourt, Nueva York, tercera edición, 1988).