

El gir6scopo cl6sico como una 6rbita tridimensional.

por

M. W. Evans y H. Eckardt,

Civil List y AIAS / UPITEC

(www.archive.org, www.aias.us, www.upitec.org , www.et3m.net)

Traducci3n: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen

Se describe el movimiento del gir6scopo cl6sico en t6rminos de coordenadas esf6ricas polares, y se demuestra que la atracci3n gravitatoria entre su centro de masa y la masa de la Tierra se ve contrapuesta por las fuerzas tridimensionales centrífuga y de Coriolis. El movimiento global del centro de masa es intrincado, y se ve gobernado por la expresi3n para la aceleraci3n en coordenadas polares esf6ricas. El punto de contacto del gir6scopo con la superficie terrestre puede elevarse a causa de una fuerza adicional o torque. Se utiliza la din6mica de fluidos ECE2 para proponer semejante origen.

Palabras clave: teoría ECE2, gir6scopo en din6mica cl6sica, fuerza debida a derivada convectiva.

1. Introducción.

En documentos recientes de esta serie [1-12], se ha desarrollado sistemáticamente la dinámica de fluidos ECE2, siendo el concepto básico el desarrollo del espacio-tiempo, éter o vacío como un fluido gobernado por las leyes de la dinámica de fluidos, en el formato de ECE2. En la Sección 2 de este documento se extiende el método al movimiento rotacional, utilizándose al giróscopo como ejemplo. Este documento constituye un resumen de cálculos detallados incluidos en las Notas de Acompañamiento UFT 367, publicadas en el portal www.aias.us. La Nota 367(1) resume el movimiento en coordenadas polares planas, e introduce el efecto del espacio-tiempo fluido a través de la derivada convectiva de un campo de velocidad. La Nota 367(2) introduce las ecuaciones de Euler tridimensionales, y comenta el concepto básico del movimiento en un marco de referencia en rotación – la dinámica de los ejes mismos. La Nota 367(3) calcula el efecto del agregado de la derivada convectiva del momento angular al torque del marco de referencia del laboratorio en el giróscopo. La derivada convectiva representa el efecto de un espacio-tiempo fluido sobre el giróscopo. La Nota 367(4) considera la teoría del giróscopo en dinámica clásica, con el agregado de la derivada convectiva. La Nota 365(5) es una evaluación, basada en fuerzas, del giróscopo, con consideraciones de la fuerza adicional debida a la derivada convectiva, de manera que la derivada completa de la velocidad deviene la derivada convectiva. La Nota 367(6) es el desarrollo lagrangiano del movimiento de un trompo simétrico con un punto fijo. La geometría de esta nota puede ajustarse para describir el conocido experimento de Laithwaite, en el que el giróscopo es horizontal. La Nota 367(7) define la velocidad lineal y aceleración en coordenadas polares esféricas. La Nota 367(8) define las fuerzas en un marco en movimiento, en términos de coordenadas polares esféricas, y constituye la base de la Sección 2 de este documento.

2. El giróscopo en coordenadas polares esféricas.

El concepto fundamental del marco en movimiento (1, 2, 3) es el movimiento de sus vectores unitarios:

$$\frac{d\mathbf{e}_i}{dt} = \underline{\omega} \times \mathbf{e}_i, \quad i=1,2,3 \quad (1)$$

donde $\underline{\omega}$ es la velocidad angular:

$$\underline{\omega} = \omega_1 \mathbf{e}_1 + \omega_2 \mathbf{e}_2 + \omega_3 \mathbf{e}_3 \quad (2)$$

Por lo tanto, la fuerza en el marco (1, 2, 3) se define [1-12] mediante:

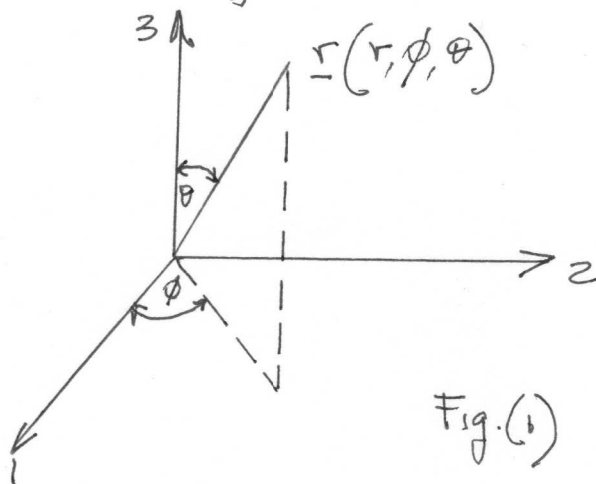
$$\underline{F} = m \left(\frac{d\underline{v}}{dt} + \underline{\omega} \times \underline{v} \right) \quad (3)$$

donde la velocidad se define mediante:

$$\underline{v} = \frac{d\underline{r}}{dt} + \underline{\omega} \times \underline{r} \quad (4)$$

La Fig. (1) define el marco (1, 2, 3) en términos de coordenadas polares esféricas:

$$\begin{aligned} r_1 &= r \operatorname{sen} \theta \cos \phi \\ r_2 &= r \operatorname{sen} \theta \operatorname{sen} \phi \\ r_3 &= r \cos \theta \end{aligned} \quad (5)$$



La fuerza en el marco en movimiento es:

$$\begin{aligned} F &= F_1 e_1 + F_2 e_2 + F_3 e_3 \\ &= F_r e_r + F_\theta e_\theta + F_\phi e_\phi \end{aligned} \quad (6)$$

donde:

$$\begin{aligned} F_1 &= m \left(\frac{dv_1}{dt} + (w_2 v_3 - w_3 v_2) \right) \\ F_2 &= m \left(\frac{dv_2}{dt} + (w_3 v_1 - w_1 v_3) \right) \\ F_3 &= m \left(\frac{dv_3}{dt} + (w_1 v_2 - w_2 v_1) \right) \end{aligned} \quad (7)$$

y:

$$\begin{aligned} F_r &= m \left(\ddot{r} - r \dot{\theta}^2 - r \operatorname{sen} \theta \dot{\phi}^2 \right) \\ F_\theta &= m \left(2 \dot{r} \dot{\theta} + r \ddot{\theta} - r \operatorname{sen} \theta \cos \theta \dot{\phi}^2 \right) \\ F_\phi &= m \left(2 \dot{r} \dot{\phi} \operatorname{sen} \theta + 2 r \dot{\theta} \dot{\phi} \cos \theta + r \operatorname{sen} \theta \ddot{\phi} \right) \end{aligned} \quad (8)$$

La fuerza en el marco del laboratorio (X, Y, Z) es:

$$\underline{F} = F_x \underline{i} + F_y \underline{j} + F_z \underline{k}. \quad (9)$$

Por invariancia galileana en dinámica clásica:

$$\begin{aligned} F_1^2 + F_2^2 + F_3^2 &= F_r^2 + F_\theta^2 + F_\phi^2 \\ &= F_x^2 + F_y^2 + F_z^2 \end{aligned} \quad (10)$$

La fuerza en el marco del laboratorio es la fuerza gravitacional en el centro de masa del giróscopo de masa m :

$$\underline{F} = mg \underline{k} = m \frac{d^2 \underline{r}}{dt^2} \quad (11)$$

donde la aceleración debida a la gravedad terrestre es:

$$g = -\frac{MG}{R^2} \quad (12)$$

donde M y R son la masa y radio de la Tierra, y G es la constante de Newton. En coordenadas polares esféricas, el vector del radio se define como:

$$\underline{r} = r \underline{e}_r \quad (13)$$

donde \underline{e}_r es el vector unitario radial de las coordenadas polares esféricas. Nótese que el giróscopo siempre se encuentra gobernado por la Ec. (11), y su punto de contacto no puede elevarse. Esto constituye la experiencia cotidiana, como en un trompo. En general:

$$\begin{aligned} \underline{F} &= F_x \underline{i} + F_y \underline{j} + F_z \underline{k} \\ &= F_r \underline{e}_r + F_\theta \underline{e}_\theta + F_\phi \underline{e}_\phi \\ &= F_1 \underline{e}_1 + F_2 \underline{e}_2 + F_3 \underline{e}_3 \end{aligned} \quad (14)$$

En el gir6scopo:

$$\underline{F} = mg\underline{k} = F_r \underline{e}_r + F_\theta \underline{e}_\theta + F_\phi \underline{e}_\phi \quad (15)$$

N6tese que si:

$$\dot{\theta} = \dot{\phi} = 0 \quad (16)$$

entonces:

$$\underline{F} = F_r \underline{e}_r = m\ddot{r} \underline{e}_r \quad (17)$$

y:

$$\underline{F} = mg\underline{k} = m\ddot{r} \underline{e}_r \quad (18)$$

Esto describe un gir6scopo sin rotaci6n, su movimiento es pura atracci6n gravitatoria entre m y M . Cuando se hace girar el gir6scopo, aplica la Ec. (15), y la fuerza de la gravedad se ve contrabalanceada como sigue.

En la Ec. (15):

$$\underline{e}_r = \sin\theta \cos\phi \underline{i} + \sin\theta \sin\phi \underline{j} + \cos\theta \underline{k} \quad (19)$$

$$\underline{e}_\theta = \cos\theta \cos\phi \underline{i} + \cos\theta \sin\phi \underline{j} - \sin\theta \underline{k} \quad (20)$$

$$\underline{e}_\phi = -\sin\phi \underline{i} + \cos\phi \underline{j} \quad (21)$$

de manera que si igualamos los componentes \underline{k} :

$$\underline{F} = mg\underline{k} = (F_r \cos\theta - F_\theta \sin\theta) \underline{k} \quad (22)$$

Se deduce que:

$$\ddot{r} \cos \theta = g + (r\dot{\theta}^2 + r \sin^2 \theta \dot{\phi}^2) \cos \theta + (2r\dot{\theta} + r\ddot{\theta} - r \sin \theta \cos \theta \dot{\phi}^2) \sin \theta \quad (23)$$

En ausencia de rotación:

$$\dot{\theta} = \dot{\phi} = 0 \quad (24)$$

y:

$$g = \ddot{r} \cos \theta = -MG/R^2 \quad (25)$$

Por lo tanto, la dinámica del giróscopo se describe mediante:

$$\ddot{r} \cos \theta = -\frac{MG}{R^2} + (r\dot{\theta}^2 + r \sin^2 \theta \dot{\phi}^2) \cos \theta + (2r\dot{\theta} + r\ddot{\theta} - r \sin \theta \cos \theta \dot{\phi}^2) \sin \theta \quad (26)$$

y la fuerza de atracción se ve contrabalanceada por las fuerzas tridimensionales centrífuga y de Coriolis.

En el caso especial:

$$\theta = 0, R = r \quad (27)$$

la Ec. (26) se reduce a la ecuación de Leibnitz de las órbitas planas:

$$\ddot{r} = -\frac{MG}{r^2} + r\dot{\theta}^2 \quad (28)$$

Por lo tanto, el gir6scopo es una 6rbita tridimensional de su centro de masa alrededor de su punto de contacto con la superficie terrestre, QED.

Tal como se describe en el documento UFT270, la Ec. (26) contiene constantes de movimiento que se desarrollarn en el pr6ximo documento, y que simplifican el problema de resoluci6n de la Ec. (26). En din6mica de fluidos ECE2, la fuerza completa es la derivada convectiva:

$$\underline{F} = m \left(\frac{d\underline{v}}{dt} + \underline{\omega} \times \underline{v} \right)_{123} + m (\underline{v} \cdot \underline{\nabla}) \underline{v} \quad (29)$$

y en general est1 presente una fuerza que puede elevar el punto del gir6scopo:

$$\underline{F}_z = \left(v_x \frac{\partial}{\partial x} + v_y \frac{\partial}{\partial y} + v_z \frac{\partial}{\partial z} \right) v_z. \quad (30)$$

En din6mica de fluidos ECE2, la velocidad de la din6mica cl1sica:

$$\underline{v} = \underline{v}(t) \quad (31)$$

se sustituye con el campo de velocidad:

$$\underline{v} = \underline{v}(\underline{r}(t), t) \quad (32)$$

y se emplea la derivada convectiva de la velocidad:

$$\frac{D\underline{v}}{Dt} = \frac{d\underline{v}}{dt} + (\underline{v} \cdot \underline{\nabla}) \underline{v} \quad (33)$$

donde:

$$\frac{d\underline{v}}{dt} = \left(\frac{d\underline{v}}{dt} + \underline{\omega} \times \underline{v} \right)_{123} \quad (34)$$

para el movimiento rotacional.

La din6mica de fluidos ECE2 puede proporcionar una explicaci6n de los conocidos experimentos de Laithwaite y Shipov, en los que se eleva el punto del gir6scopo. Sin duda, tambi6n puede elevarse mediante una fuerza mec1nica aplicada en el marco del laboratorio.

3. Análisis numérico y gráfico.

De acuerdo con la Ec. (29), la fuerza completa de dinámica de fluidos es

$$\mathbf{F} = \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = \frac{d\mathbf{v}}{dt} + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v} + \mathbf{F}_c \quad (35)$$

con la fuerza convectiva

$$\mathbf{F}_c = (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v}. \quad (36)$$

En esta sección, incluimos algunos ejemplos para la fuerza convectiva y el observar si esto producirá una fuerza de elevación para el giróscopo en la dirección Z. En la Tabla 1 se incluyen algunas expresiones analíticas para el campo de velocidad \mathbf{v} , junto con el término convectivo resultante \mathbf{F}_c .

El primer ejemplo es una onda armónica longitudinal en la dirección Z. Las representaciones gráficas de \mathbf{v} y \mathbf{F}_c en la Fig. 1 (para $t = 0$) muestran que la fuerza de dinámica de fluidos resultante posee la misma dirección, pero el doble de frecuencia, es decir que la fuerza oscila al doble del ritmo del campo de velocidad. Se obtiene un resultado similar para una onda con polarización circular, ver el caso 2. La distribución especial del vector de velocidad en el plano XY se representa gráficamente en la Fig. 2. Hay fuentes y sumideros virtuales que varían en función del tiempo (nuevamente, sólo consideramos el caso de $t = 0$). El patrón de la fuerza correspondiente (Fig. 3) muestra un patrón oscilatorio con el doble de frecuencia espacial.

Una onda esférica longitudinal (Fig. 3) da los mismos resultados que el caso 1, y no se representa gráficamente. Un caso interesante lo constituyen las velocidades con variación polinomial en la dirección Z (caso 4). El exponente a cambia a $2a - 1$, que da incremento de fuerza con exponentes mayores para $a > 1$, ver ejemplos en la Fig. 4. Cuando se elige $a < 1$, entonces resultan velocidades de tipo raíz. La fuerza presenta una singularidad para $z = 0$, de manera que se vuelven posible fuerzas fluidas muy fuertes cerca de este punto (Fig. 5). Una fuerza con crecimiento exponencial (caso 6) genera una fuerza con duplicación del exponente, de manera que esto también constituye una posibilidad para incrementar significativamente la fuerza.

No.	Type	\mathbf{v}	\mathbf{F}_c
1	longitudinal wave in direction Z	$\begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ v_3 \cos(k_Z Z - \omega t) \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ -v_3^2 k_Z \sin(2k_Z Z - 2\omega t) \end{bmatrix}$
2	circularly polarized plane wave	$\begin{bmatrix} v_1 \cos(k_X X - \omega t) \\ v_2 \sin(k_Y Y - \omega t) \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} -\frac{v_1^2}{2} k_X \sin(2k_X X - 2\omega t) \\ \frac{v_2^2}{2} k_Y \sin(2k_Y Y - 2\omega t) \\ 0 \end{bmatrix}$
3	spherical longitudinal wave	$\begin{bmatrix} v_1 \cos(k_r r - \omega t) \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} -v_1^2 k_r \sin(2k_r r - 2\omega t) \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$
4	polynomial velocity characteristics	$\begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ v_3 Z^a \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ av_3^2 Z^{2a-1} \end{bmatrix}$
5	exponential velocity characteristics	$\begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ v_3 \exp(aZ) \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ av_3^2 \exp(2aZ) \end{bmatrix}$

Tabla 1. Ejemplos para la velocidad \mathbf{v} y el término de fuerza convectiva \mathbf{F}_c .

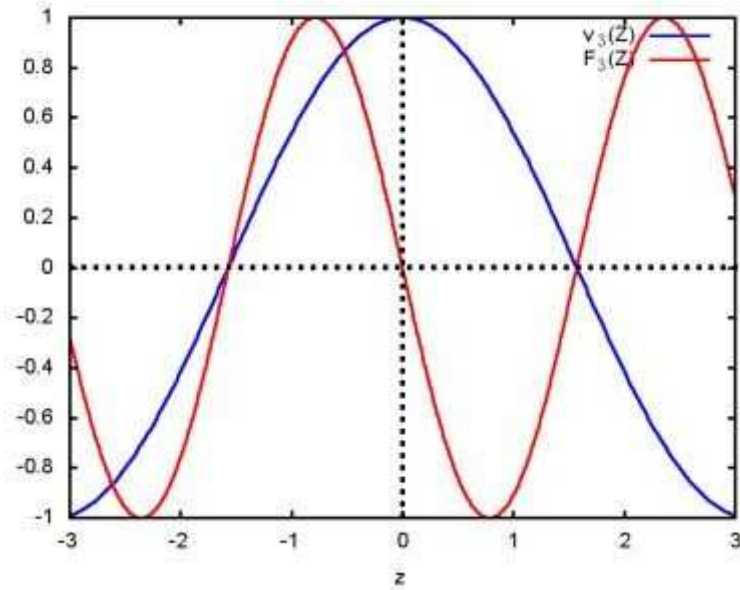


Figura 1: Onda longitudinal en la dirección Z .

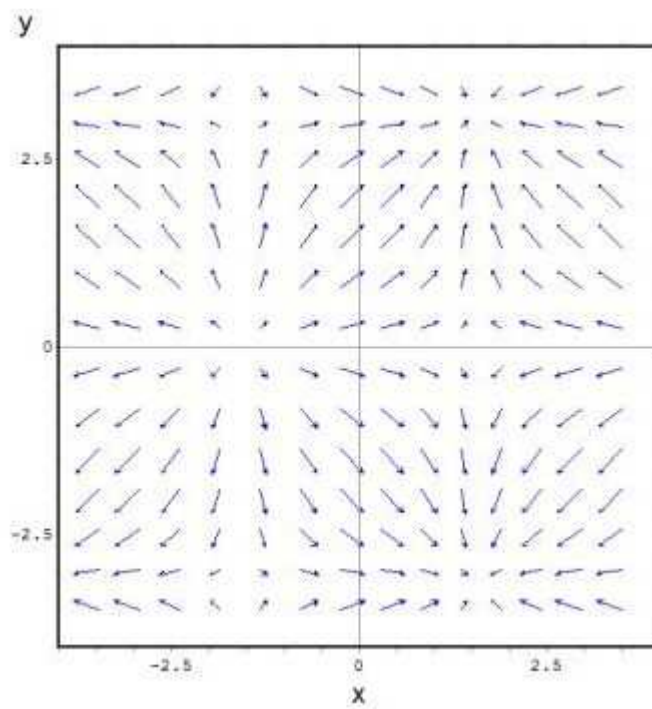


Figura 2. Onda con polarización circular, distribución de v .

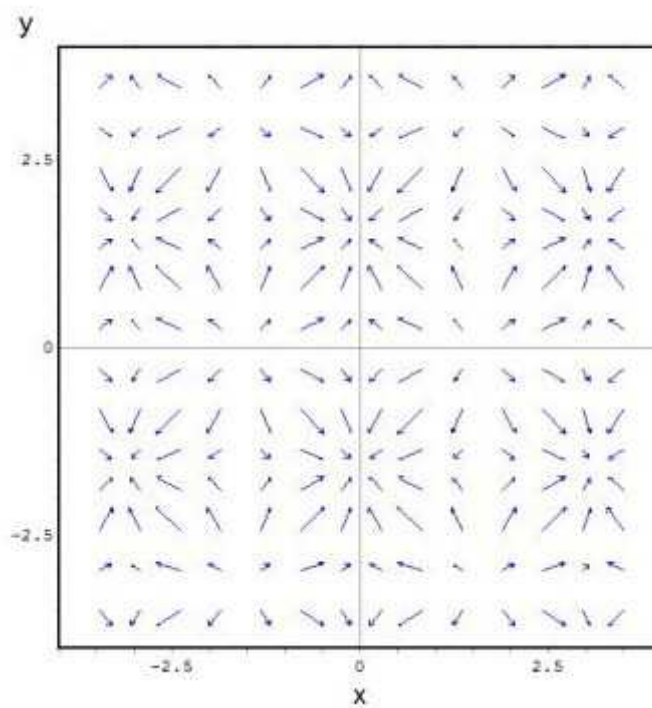


Figura 3. Onda con polarización circular, distribución de F_c .

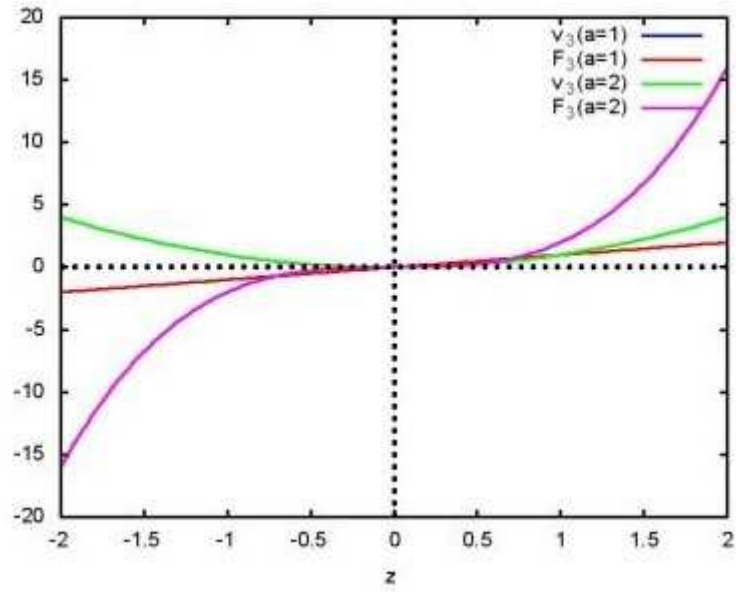


Figura 4: Velocidad polinomial, $a \geq 1$.

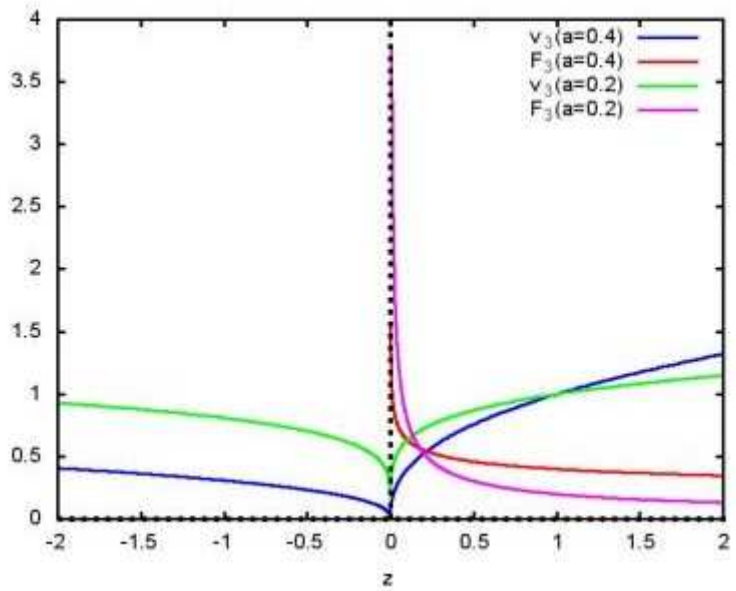


Figura 5. Velocidad polinomial, $a < 1$.

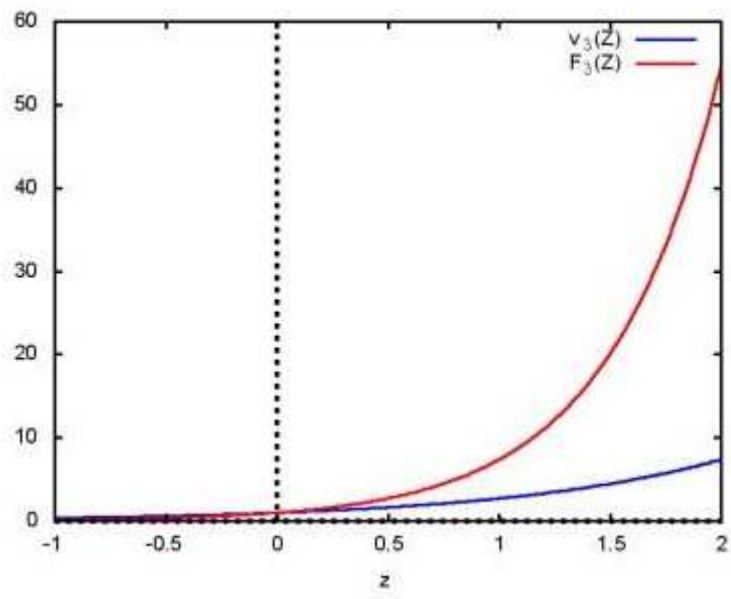


Figura 6: Velocidad exponencial.

Agradecimientos.

Se agradece al Gobierno Británico por el otorgamiento de la Pensión Civil Vitalicia, y al equipo técnico de AIAS y otros por muchas discusiones interesantes. Se agradece a David Burleigh, CEO de Annexa Inc., como anfitrión del portal www.aias.us, y su publicación voluntaria, así como la programación de retroalimentación y mantenimiento del equipo. 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: The Second Paradigm Shift" (de libre acceso como UFT366 y con encuadernación dura, www.epubli.de 2017, en prep.)
- [2] M. W. Evans, H. Eckardt, D. W. Lindstrom y S. J. Crothers, "The Principles of ECE" (de libre acceso en los portales www.aias.us y www.upitec.org, encuadernación dura Epubli y blanda New Generation, 2016, traducción al castellano por Alex Hill, de libre acceso.)
- [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 (CISP) 2010).
- [4] M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom, "Generally Covariant Unified Field Theory" (Abramis 2005 - 2011 y de libre acceso como documentos UFT relevantes, en el portal www.aias.us).
- [5] L. Felker, "The Evans Equations of Unified Field Theory" (Abramis 2007, de libre acceso como UFT302, traducción al castellano por Alex Hill).
- [6] M. W. Evans, "Collected Scientometrics" (UFT307, New Generation 2015).
- [7] M. W. Evans, ed., J. Found. Phys. Chem., (CISP 2011).
- [8] H. Eckardt, "The ECE Engineering Model" (UFT303).
- [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, 2001) en dos ediciones y seis volúmenes.
- [11] M. W. Evans y J. - P. Vigié, "The Enigmatic Photon" (Kluwer, 1994 a 2002, de libre acceso en la Sección Omnia Opera del portal www.aias.us), 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).