

El gir6scopo comprendido ıntegramente: Movimiento girosc6pico completo con torque externo.

Horst Eckardt¹
A.I.A.S. y UPITEC
(www.aias.us, www.atomicprecision.com, www.upitec.org)

Enero 4, 2018

Traducci3n: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen

La serie de documentos acerca de gir6scopos se completa mediante la teorıa completa lagrangiana de gir6scopos que incluyen torque externo. Se presentan soluciones num6ricas. Se introduce una aproximaci3n para gir6scopos de r3pida rotaci3n, la cual reduce significativamente el esfuerzo de c3lculo. Los efectos de elevaci3n, observados por Laithwaite y Kidd se explican cuantitativamente. Estos, al igual que los experimentos de Shipov, pueden interpretarse en base a mec3nica cl3sica. Las soluciones de las ecuaciones de Lagrange demuestran la existencia de un momento lineal local de gir6scopos impulsados que puede emplearse para propulsi3n. Una evaluaci3n experimental propia de los efectos de elevaci3n se est3 llevando a cabo.

Palabras clave: gir6scopo; mec3nica lagrangiana; experimento de Laithwaite; experimento de Kidd; experimento de Shipov.

1 Introduccion.

Las leyes del movimiento girosc6pico han sido un misterio para mucha gente durante siglos, porque los sistemas rotacionales no son de f3cil comprensi3n. Un gir6scopo reacciona a fuerzas aplicadas mediante un movimiento perpendicular a dichas fuerzas. En mec3nica cl3sica s3lo el formalismo de Lagrange es capaz de describir ıntegramente este tipo de movimiento rotacional. Las leyes de movimiento girosc6pico son difıciles de establecer porque se trata de una teorıa de cuerpos s3lidos[5]. De hecho hay dos problemas. Primero, las ecuaciones de movimiento son complicadas, de manera que resulta trabajoso establecerlas en forma manual. Por lo tanto, en ning3n libro de texto se incluye el conjunto completo de ecuaciones (con todas las coordenadas) para un movimiento completo en 3D. Segundo, s3lo existen soluciones analıticas a3n para subconjuntos de las ecuaciones. Por lo tanto, para el conjunto general de ecuaciones presentado en este documento no existe soluci3n analıtica. Las ecuaciones deben de resolverse num6ricamente en equipo de c3mputo. Tales soluciones raramente se encuentran en libros de texto, en particular para problemas de mec3nica cl3sica. Es 3ste un problema de fısica teorıca, la cual se encuentra dominada por fısicos muy conservadores. Fuera del campo de la investigaci3n serıa en fısica, hay un campo abierto de afirmaciones m3s o menos no cientıficas sobre gir6scopos, vertidas por investi-

gadores aficionados e inventores. Esto pudo llevar a la opinión en el mundo científico de que "no hay nada nuevo bajo el sol" acerca de los giróscopos. Sin embargo, en este artículo mostramos que algunos aspectos sobre giróscopos no se han investigado a fondo ni comprendido. Con ayuda de álgebra computacional y métodos numéricos pudimos presentar el conjunto completo de ecuaciones, sin aproximaciones, y así presentar soluciones numéricas. Mediante teoría lagrangiana tenemos los medios para calcular la dinámica completa de sistemas clásicos. Obviamente, esto nunca se hizo en el pasado para giróscopos con tal nivel de detalle, en particular cuando se aplica un torque externo. Como resultado, hallamos un nuevo método para generar localmente un momento lineal en un sistema. Esto corresponde a una caja negra capaz de efectuar su propia propulsión sin interacción con su medio ambiente.

En la Sección 2 incluimos un resumen de nuestros artículos anteriores sobre este tema, y agregamos una aproximación para giróscopos de alta rotación. El empleo de torques externos conduce a efectos de elevación, que confirman los hallazgos de Laithwaite y Shipov. Luego de una breve descripción de nuestros experimentos (Sección 3) analizamos los resultados en la Sección 4.

2 Teoría del giróscopo.

2.1 El giróscopo con un punto fijo.

Computamos el movimiento de un trompo simétrico con un punto fijo, por ejemplo un trompo que gira sobre una mesa. Esto es como ya se ha calculado en [1–3], una formulación lagrangiana basada en teoría ECE2 [4]. Se supone al punto fijo como origen del sistema de coordenadas, que consiste de tres ángulos eulerianos, ver Fig.1. Los ángulos θ y φ son idénticos a aquellos de un sistema de coordenadas esférico (ángulo polar y azimutal). ψ es el ángulo de rotación alrededor del eje del cuerpo del giróscopo. La energía cinética (definida por las coordenadas del cuerpo) es puramente rotacional. Según cálculo de Lagrange, las coordenadas del cuerpo deben transformarse al sistema de coordenadas (θ, φ, ψ) , que conducen a la energía cinética rotacional

$$T_{rot} = \frac{1}{2}I_{12} \left(\dot{\phi}^2 \sin(\theta)^2 + \dot{\theta}^2 \right) + \frac{1}{2}I_3 \left(\dot{\phi} \cos(\theta) + \dot{\psi} \right)^2 \quad (1)$$

donde I_{12} y I_3 son los momentos de inercia alrededor de los 3 ejes principales del giróscopo (para detalles ver [1–3, 5]). La energía potencial se define a partir del campo gravitacional sobre la superficie terrestre:

$$U = m g Z = m g h \cos(\theta) \quad (2)$$

con aceleración gravitacional constante g . El lagrangiano es

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= T_{rot} - U \\ &= \frac{1}{2}I_{12} \left(\dot{\phi}^2 \sin(\theta)^2 + \dot{\theta}^2 \right) + \frac{1}{2}I_3 \left(\dot{\phi} \cos(\theta) + \dot{\psi} \right)^2 - m g h \cos(\theta). \end{aligned} \quad (3)$$

Las tres ecuaciones de Euler-Lagrange para las coordenadas angulares q_j

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_j} = \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_j} \right) \quad (4)$$

conducen a tres ecuaciones que contienen primeras y segundas derivadas temporales de las coordenadas angulares, y pueden reordenarse y dar el sistema de ecuaciones diferenciales ordinarias

$$\ddot{\theta} = \frac{\left((I_{12} - I_3) \dot{\phi}^2 \cos(\theta) - I_3 \dot{\phi} \dot{\psi} + mgh \right) \sin(\theta)}{I_{12}}, \quad (5)$$

$$\ddot{\phi} = -\frac{\left((2I_{12} - I_3) \dot{\phi} \cos(\theta) - I_3 \dot{\psi} \right) \dot{\theta}}{I_{12} \sin(\theta)}, \quad (6)$$

$$\ddot{\psi} = \frac{\left((I_{12} - I_3) \dot{\phi} \cos(\theta)^2 + I_{12} \dot{\phi} - I_3 \dot{\psi} \cos(\theta) \right) \dot{\theta}}{I_{12} \sin(\theta)}. \quad (7)$$

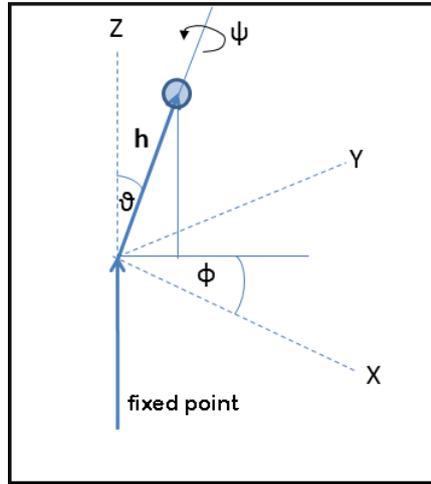


Figura 1: Ángulos eulerianos de giroscopio con un punto fijo.

Estas ecuaciones pueden en principio resolverse numéricamente. Sin embargo, hay más información en las ecuaciones de Lagrange (4). Hay dos constantes de movimiento [1] que representan los momentos angulares alrededor del eje Z y del cuerpo:

$$L_\phi = I_{12} \dot{\phi} \sin(\theta)^2 + I_3 \cos(\theta) \left(\dot{\phi} \cos(\theta) + \dot{\psi} \right), \quad (8)$$

$$L_\psi = I_3 \left(\dot{\phi} \cos(\theta) + \dot{\psi} \right). \quad (9)$$

Estas ecuaciones contienen sólo las primeras derivadas temporales de ϕ y ψ . Usando estas ecuaciones en vez de las Ecs.(6,7) conduce al sistema de ecuaciones más sencillo

$$\ddot{\theta} = \frac{\left((I_{12} - I_3) \dot{\phi}^2 \cos(\theta) - I_3 \dot{\phi} \dot{\psi} + mgh \right) \sin(\theta)}{I_{12}}, \quad (10)$$

$$\dot{\phi} = \frac{L_\phi - L_\psi \cos(\theta)}{I_{12} \sin(\theta)^2}, \quad (11)$$

$$\dot{\psi} = \frac{L_\psi - I_3 \dot{\phi} \cos(\theta)}{I_3}. \quad (12)$$

Las constantes L_ϕ y L_ψ deben elegirse adecuadamente para una solución. También, para este sistema de ecuaciones más sencillo se requiere un mecanismo de solución numérica.

I_{12}	$h^2 m = 0.013 \text{ kg m}^2$
I_3	0.005552 kg m^2
m	1.3 kg
g	9.81 m/s^2
h	0.08 m
L_ϕ	$0.015 \text{ kg m}^2/\text{s}$
L_ψ	$0.3 \text{ kg m}^2/\text{s}$
$\dot{\psi}_0$	54.03 rad/s
f	516.0 /min
T_{q0}	0.2 Nm
D	$1.2 \text{ kg m}^2/\text{s}^2$
θ_0	$\pi/2$

Tabla 1: Parámetros del giróscopo.

2.2 Aproximación por rotación veloz.

En el caso de alta rotación de ψ , el momento angular L_ψ es mucho mayor que L_ϕ y, en consecuencia, ψ es mucho mayor que ϕ . Esto conduce a movimiento en diferentes escalas de tiempo, y obtenemos un así-llamado sistema tieso. Tal sistema es de difícil manejo numérico, porque deben de usarse pequeños avances temporales a fin de modelar la veloz rotación, mientras que casi no hay cambios visibles en las variables de baja rotación. Por lo tanto, aproximamos la Ec. (12) mediante

$$\dot{\psi} \approx \frac{L_\psi}{I_3} = \text{const.} \quad (13)$$

Insertando este valor constante en la energía cinética (1) conduce entonces a sólo dos variables de Lagrange (de variación lenta), θ y ϕ . Queda sólo una constante de movimiento para ϕ . El lagrangiano (3) conduce al conjunto final de ecuaciones:

$$\ddot{\theta} = \frac{\left((I_{12} - I_3) \dot{\phi}^2 \cos(\theta) - I_3 \dot{\phi} \dot{\psi}_0 + mgh \right) \sin(\theta)}{I_{12}}, \quad (14)$$

$$\dot{\phi} = \frac{L_\phi - I_3 \dot{\psi}_0 \cos(\theta)}{I_{12} \sin^2(\theta) + I_3 \cos^2(\theta)} \quad (15)$$

con un valor constante de velocidad de ψ_0 a definirse a priori. Si la frecuencia de rotación f se expresa en rpm (revoluciones por minuto), es

$$\dot{\psi}_0 = 2\pi f / 60 \quad (16)$$

en radianes/s. Pruebas numéricas mostraron que para $f \gtrsim 500/\text{min}$ no hay diferencia visible entre esta aproximación y el método exacto.

Ejemplos de un giróscopo veloz se dan en las Figs.2-3. Los cálculos se realizaron con los parámetros de la Tabla 1. Puede verse de la Fig.2 que ψ aumenta linealmente y mucho más rápido que ϕ , tenemos un trompo de veloz rotación con velocidad de ψ bastante constante. ϕ y θ son casi lineales con pequeñas oscilaciones. Las oscilaciones de θ corresponden a una nutación periódica, tal como puede verse de la curva espacial del centro de masa representado en la Fig.3.

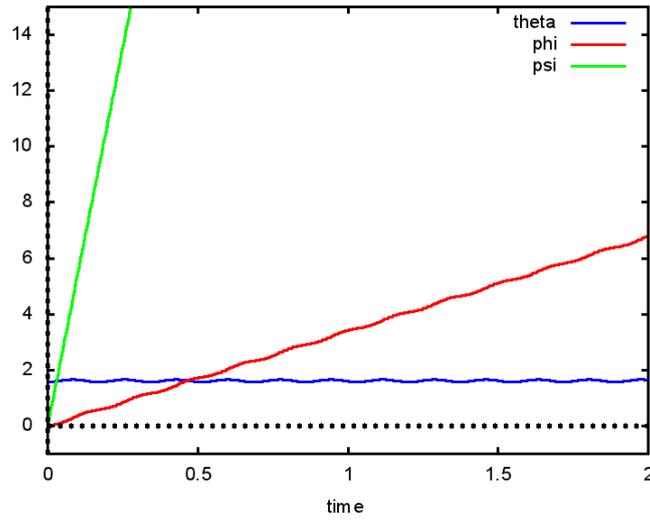


Figura 2: Dependencia temporal de θ , φ , ψ para un gir6scopo que gira libre. Ello es id6ntico a un gir6scopo que gira veloz, con un valor predefinido de velocidad de ψ .

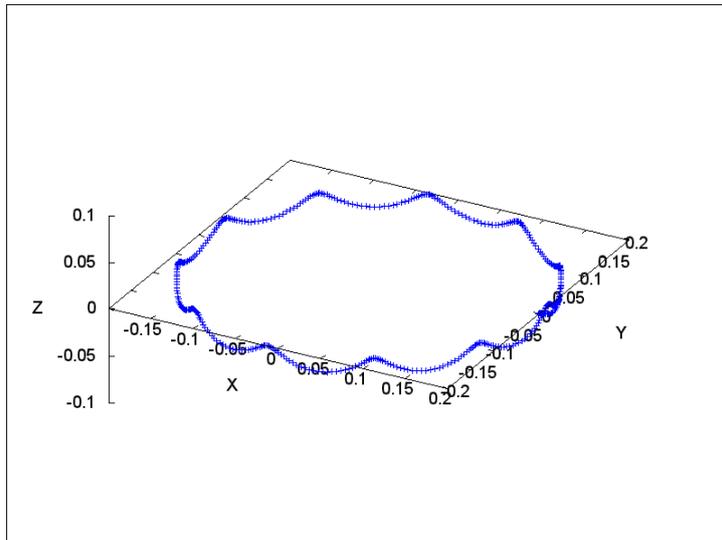


Figura 3: Curva espacial del centro de masa para un gir6scopo libre (y veloz).

2.3 Sumando torque externo.

Puede introducirse un torque externo mediante una fuerza generalizada en el mecanismo de Lagrange. Dado que la teor3a de Lagrange trabaja con potenciales, definimos un potencial que otorga un torque constante T_{q0} alrededor del eje Z (para el 6ngulo φ) mediante

$$T_q = - \frac{\partial U_q}{\partial \phi} \quad (17)$$

con

$$U_q = -T_{q0} \phi \quad (18)$$

y sumamos esto a la energía potencial:

$$U = mgZ + U_q = mgh \cos(\theta) - T_{q0} \phi. \quad (19)$$

Entonces no quedan constantes de movimiento y las ecuaciones de Euler-Lagrange quedan como (en una aproximación de alta rotación):

$$\ddot{\theta} = \frac{\left((I_{12} - I_3) \dot{\phi}^2 \cos(\theta) - I_3 \dot{\phi} \dot{\psi}_0 + mgh \right) \sin(\theta)}{I_{12}}, \quad (20)$$

$$\ddot{\phi} = -\frac{\left(2(I_{12} - I_3) \dot{\phi} \cos(\theta) - I_3 \dot{\psi}_0 \right) \sin(\theta) \dot{\theta} - T_{q0}}{I_{12} \sin(\theta)^2 + I_3 \cos(\theta)^2}. \quad (21)$$

Debido a que no hay constante de movimiento, ambas ecuaciones son de segundo orden. Se elige un término de torque no muy pequeño, el cual tiene un enorme impacto en el movimiento del giróscopo. Como se ha mostrado en [2] para un giróscopo de baja rotación, los resultados pueden ser muy exóticos en su dependencia del valor de T_{q0} y las condiciones iniciales.

Otros efectos, más complejos, emergen cuando T_q se vuelve periódico en el tiempo, por ejemplo

$$T_q = T_{q0} \cos(\omega t) \quad (22)$$

con una frecuencia temporal ω . Entonces pueden aparecer nuevos efectos, como heterodinas en las velocidades angulares [2]. En este caso, no hay rotación continua en la dirección ϕ . Mediante condiciones iniciales adecuadas, es posible incluso detener todas las rotaciones.

Algunos ejemplos, basados en parámetros listados en la Tabla 1, se graficaron en las Figs. 4-6. Un término impulsor constante T_q conduce a una elevación lineal del trompo hasta que alcanza su "posición de polo" ($\theta = 0$ (Fig. 4). El trompo logra contrabalancear el torque impulsor en dirección ϕ mediante un movimiento perpendicular que corresponde a las leyes del giróscopo. Luego de alcanzar la posición de polo, se aplica directamente aceleración al ángulo ϕ , mostrando un incremento cuadrático del ángulo. Estos efectos también son detectables considerando las velocidades angulares representadas en la Fig. 5. La velocidad de ϕ aumenta linealmente luego de que el trompo no logra elevarse más. La velocidad de θ oscila con un valor promedio por debajo de cero, o sea que hay un movimiento neto de θ a ángulos menores. Una vez alcanzada la posición de polo $\theta = 0$, hay pura oscilación. Esto puede verse a partir de la curva del centro de masa en la Fig. 6. La elevación del trompo se superpone con oscilaciones de tipo nutación.

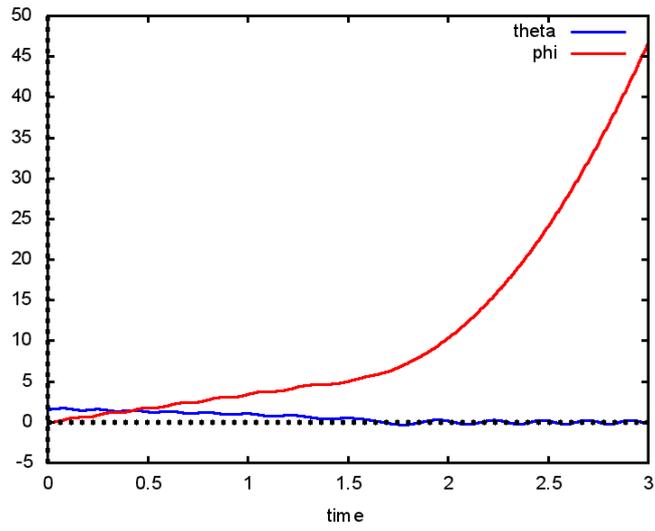


Figura 4: Dependencia temporal de θ , φ para un gir6scopo veloz impulsado.

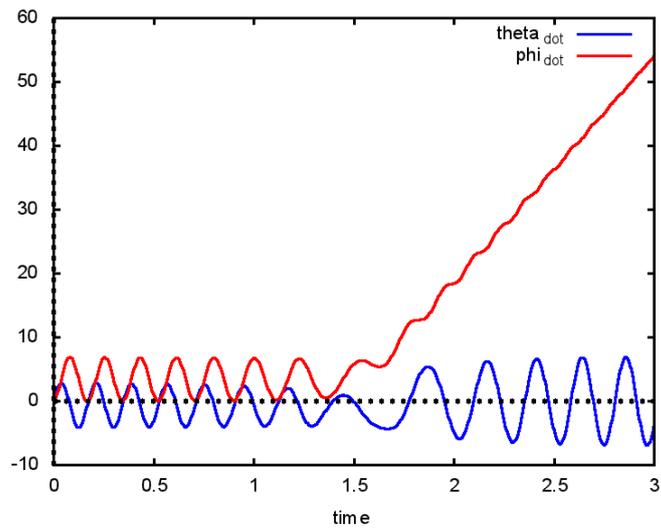


Figura 5: Dependencia temporal de las velocidades angulares de θ y φ para un gir6scopo veloz impulsado.

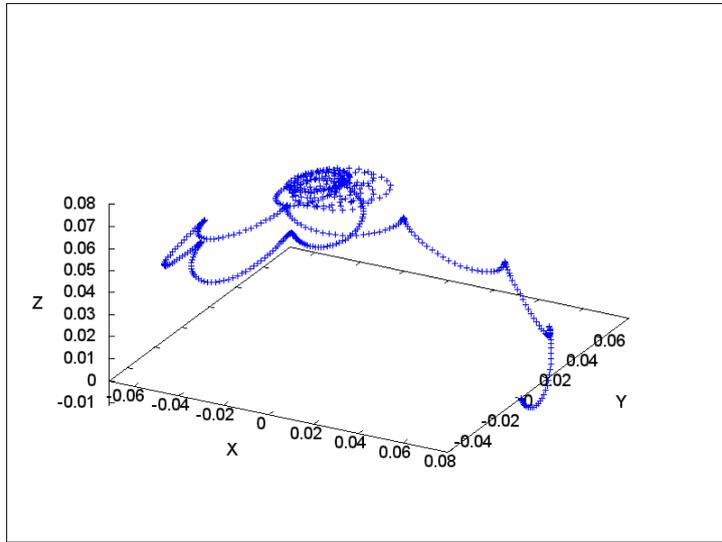


Figura 6: Curva espacial del centro de masa para un gir6scopo veloz impulsado.

2.4 Efectos de elevaci3n.

2.4.1 Bloqueo de elevaci3n mediante un resorte.

Una elevaci3n del gir6scopo, con el eje fijo en un punto, significa que el trompo que gira se alinea en la direcci3n Z (perpendicular al suelo). Entonces el 3ngulo θ se reduce a cero, como se demostr3 en la Fig. 6. Si esta elevaci3n se limita mediante un dispositivo mec3nico, ser3a posible transferir la fuerza de elevaci3n a la mec3nica ambiental del gir6scopo. Dado que no podemos sencillamente imponer l3mites no lineales al rango de θ en la teor3a de Lagrange (se requieren funciones estables), introducimos un mecanismo de resorte en un enfoque preliminar que amortigua la elevaci3n del gir6scopo. Para ello, introducimos un t3rmino no arm3nico

$$U_1 = D(\theta_0 - \theta)^2 \quad (23)$$

en la energ3a potencial con una constante de resorte D y $\theta_0 = \pi/2$. Entonces la ecuaci3n de Euler-Lagrange (20) se modifica por el t3rmino adicional de un torque externo retardante:

$$\ddot{\theta} \rightarrow \ddot{\theta} + 2\frac{D}{I_{12}}(\theta_0 - \theta). \quad (24)$$

El ejemplo de la secci3n precedente muestra entonces una elevaci3n m3s lenta de la masa en rotaci3n, y el punto m3s elevado con $\theta = 0$ no se alcanza, ver Fig. 7.

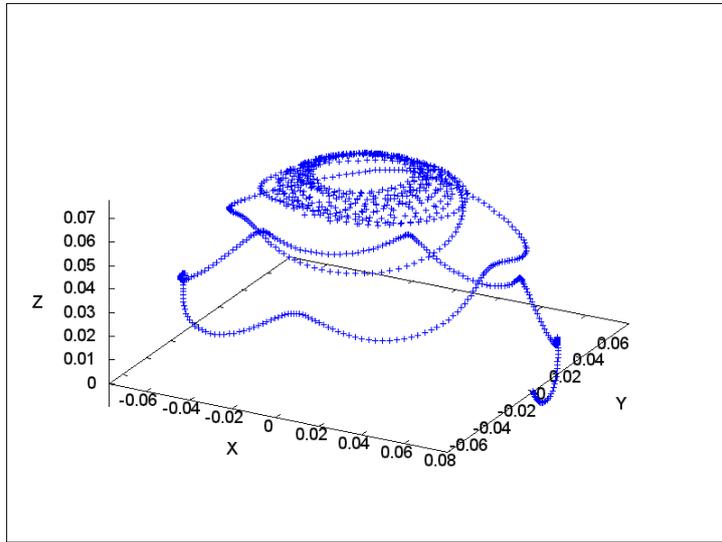


Figura 7: Curva espacial del centro de masa para un gir6scopo veloz impulsado, con un freno de resorte en direcci6n θ .

2.4.2 Gir6scopo en ca6da libre.

Con el objeto de estudiar verdaderos efectos de elevaci6n, hacemos que el gir6scopo

se mueva libremente en la direcci6n Z . Usamos la aproximaci6n del gir6scopo veloz, con las velocidades de $\psi = \psi_0 = \text{constante}$, como antes, y se impulsa al gir6scopo mediante un torque constante T_{q0} alrededor del eje Z . Para movimiento vertical debemos introducir la coordenada de Lagrange Z , ver Fig. 8. No permitimos movimiento en la direcci6n polar θ , dejando este 6ngulo en 90 grados por definici6n. Esta configuraci6n se emplea, por ejemplo, en la patente de Kidd [9, 10] y reduce el n6mero de variables de Lagrange, dejando s6lo φ y Z .

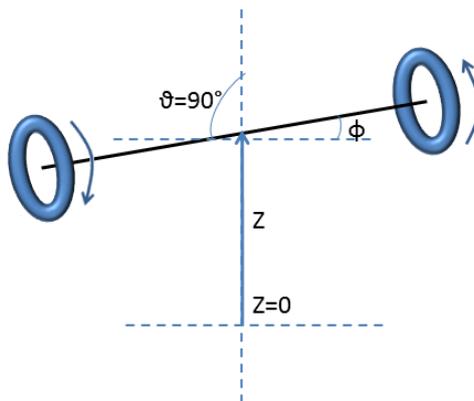


Figura 8: Gir6scopo impulsado, en ca6da libre.

Adem6s de la energ6a cin6tica rotacional de la Eq.(1), debemos ahora agregar un

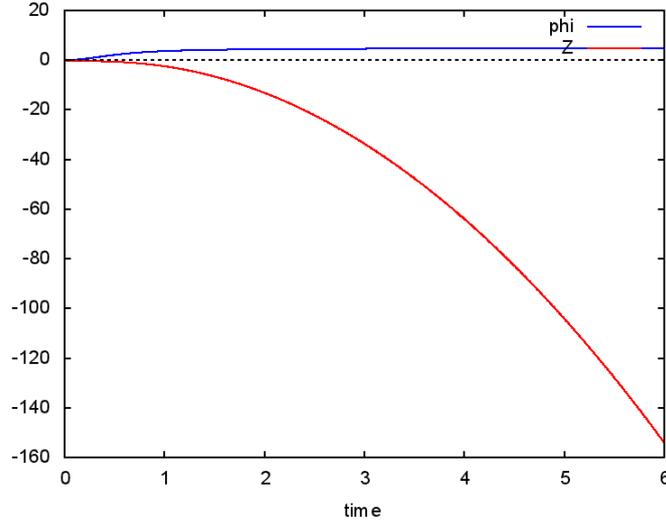


Figura 9: Desarrollo de ángulo y altura de un giróscopo impulsado y en caída libre con velocidad de $\psi_0 = 516/\text{min}$.

término de energía cinética traslacional

$$T_{\text{trans}} = \frac{m}{2} \dot{Z}^2 \quad (25)$$

al lagrangiano (3). Las ecuaciones de Euler-Lagrange resultan:

$$\ddot{\phi} = -\frac{2I_3 Z \dot{Z} \dot{\phi} - T_{q0} h^2 + I_3 \dot{Z} \dot{\psi}_0 h}{I_{12} h^2 + I_3 Z^2}, \quad (26)$$

$$\ddot{Z} = \frac{I_3 Z \dot{\phi}^2 + I_3 \dot{\psi}_0 h \dot{\phi} - g h^2 m + 2D_Z (Z_0 - Z) h^2}{h^2 m}. \quad (27)$$

Para la simulación supusimos dos giróscopos girando en forma sincronizada con una masa total m , o sea que cada giróscopo tiene ahora la masa $m/2$.

Los resultados con los parámetros de la Tabla 1 muestran un giróscopo en caída libre, y obviamente ninguna elevación. Tal como puede verse de la Fig.9, la coordenada Z del giróscopo cae formando una parábola, como en una caída libre. Esto es lo que uno habría de esperar ingenuamente. El ángulo ϕ llega a un punto de reposo, aunque hay un torque impulsor en el mismo. En caída libre, el giróscopo está libre de fuerzas y no hay precesión [2]. Obviamente, el torque aplicado no es lo suficientemente fuerte como para mantener el movimiento precesional. El tipo de movimiento cambia completamente, sin embargo, cuando se aumenta la velocidad de rotación de las ruedas, por ejemplo de 516/min a 1032/min (Fig.10). Por las gráficas en la Fig.10, sin duda observamos una elevación del giróscopo, superpuesta a un pequeño movimiento oscilatorio. El ángulo ϕ aumenta linealmente, indicando una velocidad angular constante. Una inspección de los resultados de la simulación muestra que las oscilaciones dependen en forma intrincada de las condiciones iniciales. También el punto en donde la caída cambia a elevación depende de éstos; el sistema muestra aquí una conducta sensitiva.

La teoría de Lagrange se basa en conservación de energía por definición. Por lo tanto, la energía se conserva en todos los sistemas cerrados modelados por la teoría de Lagrange. Si se agrega energía mediante fuentes externas (un torque en nuestro caso), esto debiera de aparecer como una energía adicional.

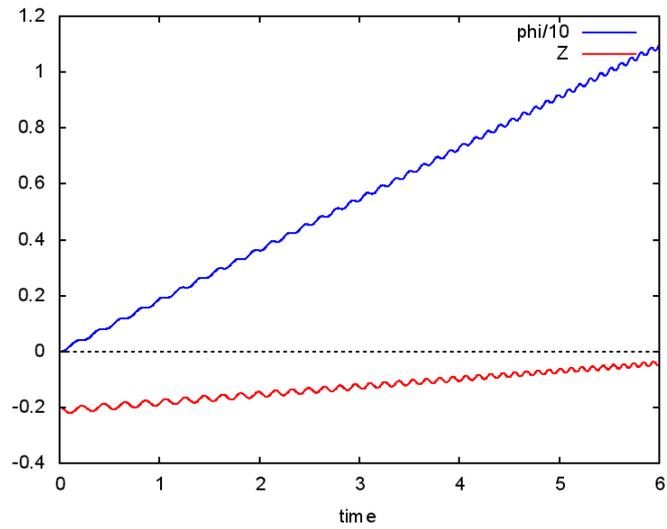


Figura 10: Desarrollo de ángulo y altura de un giróscopo impulsado y en caída libre, con velocidad de $\psi_0 = 1032/\text{min}$.

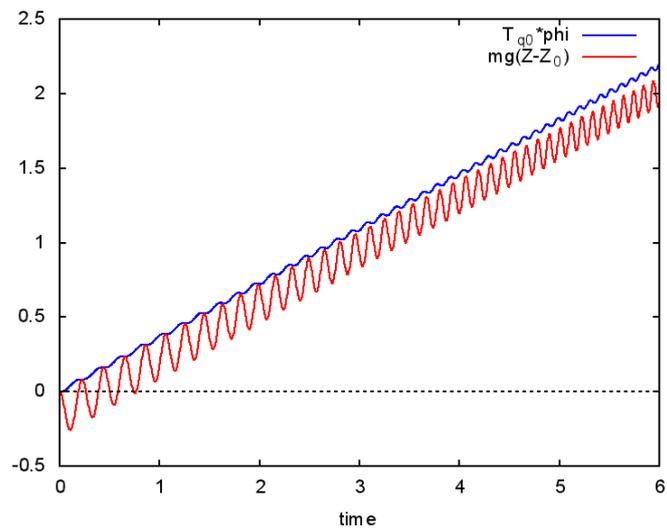


Figura 11: Energías potenciales de un giróscopo impulsado que se eleva, con velocidad $\psi_0 = 1032/\text{min}$

En el caso de un gir6scopo de auto-elevaci6n, esta energ3a adicional debiera de aparecer en la energ3a potencial mgZ que eleva el gir6scopo. El torque se modela como una energ3a potencial $T_{q0} \phi$. En el caso de conservaci6n perfecta de energ3a, tendr3amos

$$m g (Z - Z_0) = T_{q0} \phi. \quad (28)$$

Agregamos un corrimiento constante Z_0 de manera que ambas energ3as potenciales comienzan en cero para $t = 0$. Ambas expresiones se representan en la Fig.11. Obviamente, la diferencia es cercana a cero, pero no exactamente cero, y oscilando. Sin embargo, esto no se debe a que fracasa la teor3a de Lagrange, sino a que es un artefacto del modelaje. Recordemos que utilizamos el enfoque de la velocidad angular constante (Ecs. 13/16)

$$\dot{\psi}_0 = \text{constante} \quad (29)$$

para las ruedas del gir6scopo. A partir de art3culos anteriores, sabemos que los movimientos de todas las coordenadas est3n acopladas. De manera que supusimos que la velocidad del gir6scopo se mantiene a un valor constante mediante una fuerza impulsora adicional, y as3 lo hicimos en los experimentos (ver m3s adelante). Si efectu3semos un c3lculo de tres coordenadas, la diferencia ser3a exactamente igual a cero. En conclusi6n, la energ3a para transporte lineal del gir6scopo se obtiene de los dos torques de entrada.

2.5 Re-evaluando los experimentos de Laithwaite y Shipov.

En [2] ya intentamos explicar los experimentos de Laithwaite [6] y Shipov [7] cualitativamente mediante un gir6scopo con lenta rotaci6n. Aplicando un torque en ϕ (o sea alrededor de la direcci6n Z) un gir6scopo debiera de perder peso. Mostramos mediante nuestros c3lculos num3ricos que esto sin duda es posible. Se requiere de un gir6scopo que gire lo suficientemente r3pido. Laithwaite rota un gir6scopo de m3s de 20 kg con una sola mano, y as3 le da una aceleraci6n angular en direcci6n precesional. Fue ridiculizado por sus colegas. Alexander Kidd construy6 un gir6scopo doble [9,10] del cual derivamos nuestro dise1o. Su construcci6n no pudo ser explicada por la Universidad de Southampton. Este documento demuestra, en un nivel te6rico, que ambos casos operan tal como se afirma, aun cuando no pareciera posible a primera vista.

Shipov ha llevado a cabo investigaci6n sobre gir6scopos durante a1os, y desarroll6 una teor3a completa denominada f3sica torsional [8]. Investig6 movimiento propulsor lineal. Sus construcciones son diferentes de las de Kidd. Shipov y sus colegas hallaron cambios irregulares en momento, los cuales probablemente pueden explicarse mediante el momento lineal adicional reportado en este documento.

3 Experimentos propios.

El grupo de Munich inici6 sus propios experimentos con un gir6scopo doble (foto en la Fig 12) similar a la construcci6n de Kidd, esquematizada en la Fig.8. Se utiliza un motor para impulsar las ruedas, mientras que un segundo motor genera el torque ϕ . Luego de alguna experimentaci6n, la transmisi6n de polea se sustituy6 por ruedas dentadas, a fin de evitar demasiadas p3rdidas mec3nicas. El brazo en rotaci6n se coloc6 en un resorte, de manera que puede observarse una elevaci6n. En los primeros experimentos hallamos una elevaci6n de 3ndole cualitativa. Se han programado futuros experimentos, con mediciones y mejoras de los aparatos empleados.

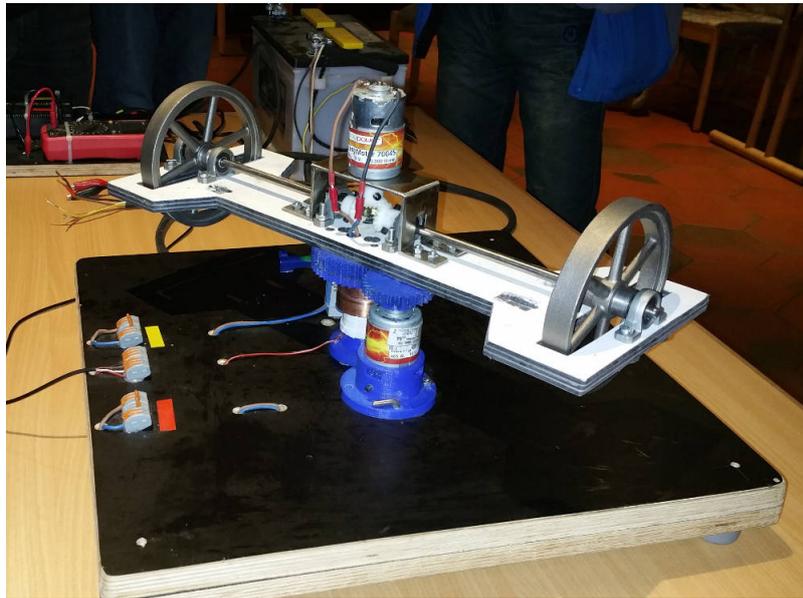


Figura 12: Disposición experimental del giróscopo doble.

4 Resumen y análisis.

Se incluyó en este documento un amplio análisis del movimiento giroscópico. Se desarrolló un nuevo enfoque para giróscopos de alta velocidad. El aspecto más asombroso es la posibilidad de elevación. Los torques locales generan un momento lineal, por lo tanto esto no se conserva. Este momento no constituye una constante de movimiento, mientras que la coordenada correspondiente forma parte de la formulación lagrangiana. De manera que no hay necesidad de esperar semejante conservación. El lector debiera de tomar en cuenta que la teoría de Lagrange utiliza *coodenadas generalizadas* y *momentos generalizados*, que son los momentos lineal y angular. Cuales son relevantes depende de las coordenadas.

El problema para comprender el comportamiento de los giróscopos se remonta históricamente. Newton no estaba familiarizado con la diferencia entre momento lineal y momento angular. Formuló sus leyes para el momento lineal, y cada físico toma esto como la gran verdad hasta el día de hoy. Sin embargo, Euler y Lagrange introdujeron la dinámica del movimiento rotacional al mundo de la física, y la tercera ley de Newton (conservación del momento) debiera de reformularse de manera tal que sólo los momentos característicos de un movimiento específico se conserven. Esto se cumple para la teoría lagrangiana, pero no así para el momento lineal exclusivo original de Newton. De manera que la conservación de la energía no significa que debe de conservarse cualquier momento lineal. El exhaustivo edificio científico de la mecánica se basa en Euler, Lagrange y Hamilton, no en Newton.

Aun cuando Shipov llevó a cabo mucha investigación teórica y práctica en el tema del movimiento giroscópico, omitió la más sencilla de las explicaciones dada aquí mediante la teoría clásica de Lagrange. Se dispone de soluciones numéricas de ecuaciones de movimiento desde principios de la década de 1980, de manera que resulta asombroso que se sintiese forzado a desarrollar una muy compleja teoría de la torsión para el movimiento de los giróscopos [8]. En este artículo podemos explicar la elevación como un efecto puramente clásico.

La generación de momentos lineales por parte de giróscopos puede tener aplicaciones prácticas en el posicionamiento de satélites. En la actualidad, se utilizan giróscopos para estabilizar posiciones, pero sería posible el cambio de órbitas sin necesidad de utilizar combustible. Para aplicaciones sobre la superficie terrestre, el gran peso de los giróscopos constituye una importante limitación. Sin embargo, una flotación por encima del suelo podría ser posible. Resultados de simulación muestran que el punto de transición entre caída libre y elevación es difícil de lograr. Para la flotación se requeriría estabilizar las velocidades angulares de φ y/o ψ de modo tal que Z permaneciese constante. Con los parámetros listados en la Tabla 1, teníamos que aumentar la velocidad de ψ_0 por un factor de exactamente 1.1255, obviamente el sistema es muy sensible en este rango, y semejante estado sólo puede mantenerse mediante un proceso de control digital.

Agradecimientos.

Agradezco a Lorenzo Santini por su contribución en provechosas discusiones. Se agradece en especial a Bernhard Foltz y Dieter Wolf por haber construido los prototipos experimentales.

Referencias

- [1] Documento UFT368 en <http://www.aias.us>, sección en Español, 2017.
- [2] Documento UFT369 en <http://www.aias.us>, sección en Español, 2017.
- [3] Documento UFT370 en <http://www.aias.us>, sección en Español, 2017.
- [4] M. W. Evans, “Generally Covariant Unified Field Theory” (Abramis, Suffolk, 2005 en adelante), volúmenes uno a cinco, también disponible en artículos individuales en el portal www.aias.us.
- [5] J. B. Marion y S. T. Thornton, Classical Dynamics of Particles and Systems, fourth edition, Saunders College Publishing, 1995, chapter 11.
- [6] Lectures of Eric Laithwaite, videos on <http://gyroscopes.org/1974lecture.asp>.
- [7] Claude Swanson, “The Science of Torsion, Gyroscopes and Propulsion”, <http://www.synchronizeduniverse.com/IUFO%20OUTLINE%20v23.pdf>, 2016.
- [8] Shipov torsion physics, see articles on <http://www.shipov.com>.
- [9] Sandy Kidd, Gyroscopic Propulsion, <http://www.rexresearch.com/kidd/kidd.htm>, US patent 5024112 A.
- [10] Videos on Sandy Kidd’s device: <https://www.youtube.com/watch?v=Taj4VA1Lvw>, <https://www.youtube.com/watch?v=MmtO AfrGnw0>, <https://www.youtube.com/watch?v=ExCC9zZeZuY>.