

# Dinámica del sólido rígido. Giróscopo

Álvaro Díaz Carmona

4 de diciembre de 2020

## Resumen

[https://github.com/adiaz97/proyecto\\_final](https://github.com/adiaz97/proyecto_final)

En este informe se reproduce un experimento para analizar el movimiento de un sólido rígido. El objetivo principal es la determinación empírica de uno de los momentos de inercia de un disco plano que gira sobre su eje de simetría. También se estudiará su rotación, precesión y nutación. En la toma de datos y su procesamiento se usaron programas específicos para experimentos de esta clase, enlazados a los sensores de medición.

**Palabras clave:** *Sólido rígido. Rotación. Precesión. Nutación. Momento de inercia.*

## 1. Introducción

El movimiento giroscópico es el de un cuerpo que gira en torno a un eje móvil. En el caso concreto del giróscopo, el cuerpo tiene simetría de revolución y gran momento de inercia respecto al eje de giro.

De la misma manera que la masa de un objeto está relacionada con su resistencia a cambiar su desplazamiento, el momento de inercia para un cierto sólido no es más que una magnitud que mide su resistencia a la rotación en un punto. Si su geometría tiene ciertas simetrías, el momento de inercia puede ser el mismo en varios puntos, en un eje o incluso en todo el sólido. El momento de inercia para cualquier sólido solo depende de la distribución de masa dentro del volumen que ocupa. Para su cálculo se puede usar su definición  $I = \int_0^M r^2 dm$  donde  $r$  es el módulo de la distancia al eje de rotación. Esta definición es válida cuando el eje de rotación del sólido coincide con alguno de los ejes principales (si existen). Los ejes principales son ejes que aportan información sobre simetrías del cuerpo. En general, puede haber desde 0 hasta 3 ejes de simetría distintos (llamados  $X$ ,  $Y$  y  $Z$ ).

También hay otra manera de conocer el momento de inercia para un sólido, aprovechando las simetrías y las leyes de la Mecánica. Por ejemplo, supongamos un disco circular con un cierto espesor, que puede hacerse girar sobre su eje de revolución a través de una polea que une el eje del disco con una masa libre para caer (ver Figura 1). Podemos aplicar la segunda Ley de Newton en su versión angular:

$$\sum F = m_d a_d \Leftrightarrow \sum M = I \alpha. \quad (1)$$

Aquí,  $\sum F$  es la suma de todas las fuerzas externas ejercidas sobre el disco,  $m_d$  es su masa,  $a_d$  es la aceleración lineal que adquiere,  $\sum M$  es la suma de los momentos de las fuerzas externas y  $\alpha$  es la aceleración angular. Sabemos que, al estar causando la rotación con la polea, se produce un movimiento de rodadura en el disco, entonces  $\alpha = \frac{a}{R}$ . Por otro lado, por la definición del momento de una fuerza tenemos que

$$M = \vec{R} \times \vec{F}, \quad (2)$$

siendo  $\vec{R}$  la distancia desde la fuerza al punto de aplicación. Así, pues, el momento de inercia en el eje de rotación (que es un eje principal del disco) es

$$I = \frac{R^2 \times F_{eje}}{a}. \quad (3)$$

Sucede que, en el eje, la única fuerza externa es la tensión de la cuerda  $T$ . El peso no contribuye porque su punto de aplicación (el centro de gravedad) está dentro del eje y por lo tanto su distancia es nula. Para averiguar la tensión volvemos a aplicar la segunda Ley de Newton, esta vez en su forma original:

$$\sum F = ma \Rightarrow mg - T = ma \Rightarrow T = m(g - a). \quad (4)$$

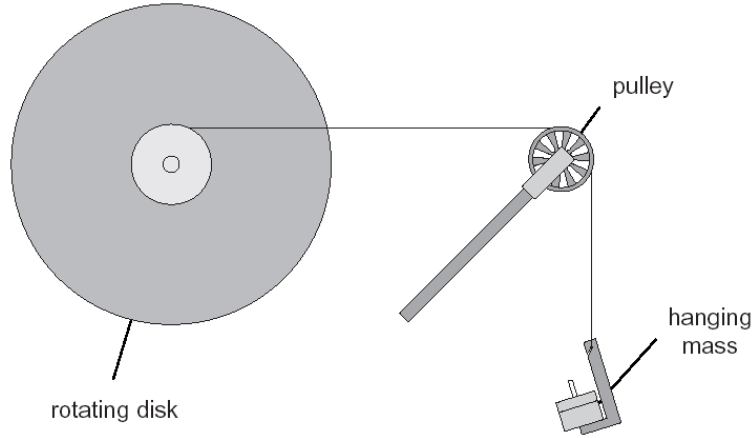


Figura 1: Disco y polea, según la disposición experimental.

En este caso  $m$  es la masa de la pesa, y  $a$  es la aceleración lineal que tiene. Sustituyendo (4) en (3) tenemos que

$$I = mR^2 \left( \frac{g}{a} - 1 \right). \quad (5)$$

Con este resultado, observamos la influencia de la masa, el radio y la aceleración del disco sobre el momento de inercia. Llevaremos este sencillo ejemplo a la práctica para ilustrar otros efectos dinámicos. Este cálculo servirá de base para la experiencia registrada en el informe, pero los conceptos son fácilmente generalizables a cualquier sólido rígido.

El momento de inercia es una magnitud esencial en los problemas de dinámica. Conocer su valor teórico es importante, pero medirlo en un laboratorio es indispensable, ya que así se puede comprobar, por ejemplo, que la distribución de masa de un objeto es homogénea (o no).

## 2. Fundamento Teórico

Hemos dicho que el momento de inercia se basa en las simetrías del cuerpo que se considera, pero perturbar esas simetrías también provoca efectos interesantes, como veremos.

Supongamos un sólido libre de girar sin rozamiento en torno a un punto fijo, cuya velocidad angular inicial  $\omega$  es constante y se encuentra en la parte positiva del eje  $Z$ . Su momento angular  $\vec{L}$  se define como:

$$\vec{L} = I_z \omega \hat{e}_z, \quad (6)$$

siendo  $I_z$  el momento de inercia respecto al eje  $Z$  y  $\hat{e}_z$  el vector unitario de ese mismo eje. En ausencia de momentos externos  $\vec{M}_{ext}$ , el momento angular no varía y se mantiene la dirección del eje de rotación. Matemáticamente

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \sum \vec{M}_{ext} = 0 \Leftrightarrow \vec{L} = cte. \quad (7)$$

Si se cuelga un cuerpo de masa  $m$  en un extremo del eje  $Z$ , se ejerce una fuerza peso  $\vec{P} = m\vec{g}$  y, sabiendo que el momento de una fuerza es el producto vectorial de esta por el vector posición  $\vec{r}$  del punto de aplicación de la fuerza (2), entonces obtenemos la siguiente ecuación:

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{r} \times m\vec{g}. \quad (8)$$

Esta fuerza aplicada causa que el eje de giro cambie de dirección y, por lo tanto, el cuerpo adquiere una velocidad angular perpendicular al eje  $Z$ . Si esta fuerza es muy pequeña y, teniendo en cuenta que  $\omega = cte$  además de  $\vec{r} \equiv d\hat{e}_z$ , podemos escribir (8) como

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = d\hat{e}_z \times m\vec{g} \approx I_z \omega \dot{\hat{e}}_z \quad (9)$$

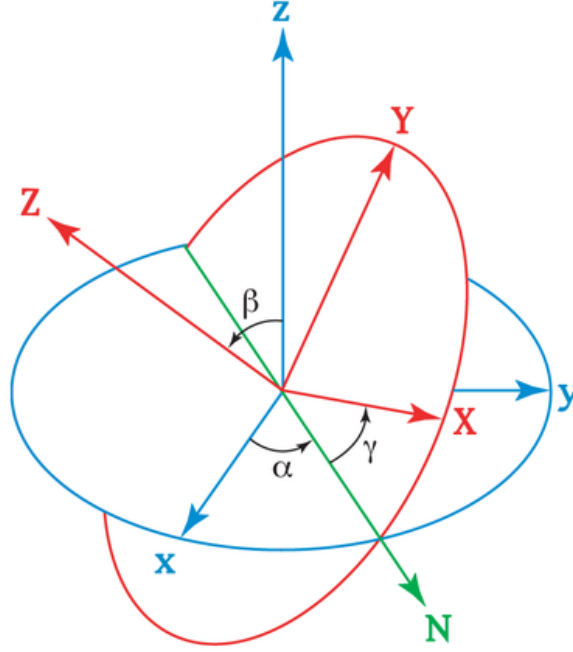


Figura 2: Ángulos de Euler de un sólido cuyo **sistema de referencia propio** gira respecto al **sistema de referencia del laboratorio** (azul)

donde hemos hecho la derivada temporal en (6) despreciando la variación en el momento de inercia. De aquí podemos deducir que

$$\dot{\hat{e}}_z = \vec{\Omega} \times \hat{e}_z \quad \text{con} \quad \vec{\Omega} \equiv -\frac{dmg}{I_z \omega} \hat{g}. \quad (10)$$

Este fenómeno por el que el eje de rotación cambia de dirección se llama *precesión* y la velocidad angular con la que rota,  $\vec{\Omega}$ , se llama velocidad angular de precesión.

Hay otro fenómeno característico de un giroscopo, llamado *nutación*. Conocidos los ángulos de Euler (ver Figura 2), es fácil ver que la velocidad angular del sólido en torno a su eje es  $\omega = \dot{\gamma}$  y  $\dot{\alpha}$  corresponde a la precesión. Entonces,  $\dot{\beta}$  representará un tercer movimiento al que hemos llamado nutación. Suponiendo la conservación de la energía, es demostrable que

$$\dot{\beta} = \frac{A - B \cos \beta}{I_{12} \sin^2 \beta}, \quad (11)$$

donde  $A$  y  $B$  son constantes y  $I_{12}$  es el momento de inercia respecto a los ejes contenidos en el plano perpendicular al eje de rotación. Si  $\beta$  adquiere un valor único habrá una precesión estacionaria; en cambio, si el ángulo oscila entre dos valores  $\beta_a$  y  $\beta_b$ , podemos distinguir tres casos:

1.  $\dot{\beta}$  nunca se anula, es decir,  $\arccos\left(\frac{A}{B}\right) > \beta_b$  o  $\arccos\left(\frac{A}{B}\right) < \beta_a$ . Entonces el eje precesa alrededor de la vertical (dirección  $Z$ ) y su posición oscila periódicamente entre los ángulos. El movimiento proyectado es similar a una función seno o coseno.
2. Si  $\beta_a < \arccos\left(\frac{A}{B}\right) < \beta_b$ , el eje se mueve realizando bucles,  $\dot{\beta}$  cambia de signo cuando el eje de rotación pasa de estar en la parte superior a la parte inferior del bucle.
3. En el caso límite  $\arccos\left(\frac{A}{B}\right) = \beta_a$ , el giroscopo oscila haciendo cúspides. El eje de rotación queda instantáneamente en reposo en la parte superior de cada cúspide.

En la experiencia realizada, se observará el efecto de precesión y nutación y se comprobará su adecuación a los casos mencionados bajo las condiciones experimentales.

### 3. Material y metodología

Los materiales utilizados para esta demostración experimental son:

- Giróscopo Pasco ME 8960. Consiste en un disco plano capaz de girar en torno a su eje de revolución. Este eje puede inclinarse respecto a la horizontal además de rotar sobre un punto (ver [Figura 3](#)).

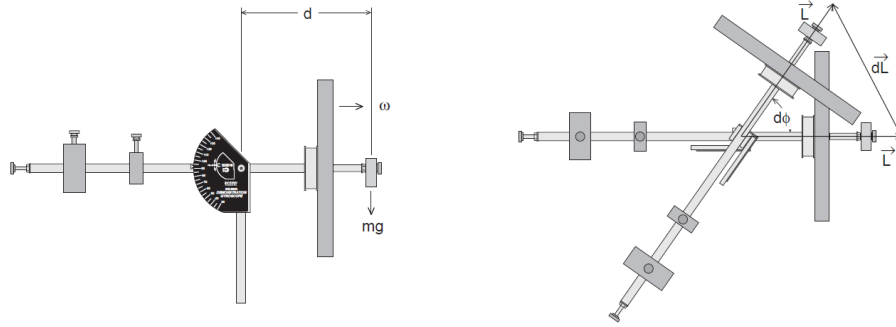


Figura 3: Giróscopo utilizado en la experiencia.

- Pesas portátiles de diferentes masas.
- Portapesas.
- Polea.
- Hilo.
- Tres sensores.
- Programas de DataStudio.

En primer lugar, se determinará el momento de inercia del giróscopo siguiendo los siguientes pasos, fundamentados en la [Sección 2](#):

1. Colocar en un extremo del hilo el portapesas con pesas medidas anteriormente. Pasar el hilo por la polea y unirlo al giróscopo.
2. Liberar el portapesas para que caiga mueva la polea. Recoger datos de la aceleración del disco con el ordenador.
3. Repetir el proceso hasta tomar las medidas necesarias.

Para la determinación de la velocidad angular de precesión se siguen los siguientes pasos:

1. Equilibrar el giróscopo.
2. Colocar una masa ya medida en el extremo del giróscopo. Anotar la distancia  $d$  entre la masa y el eje de giro.
3. Quitar la pesa utilizada. Abrir el programa de DataStudio y, sujetando el eje del giroscopio poner en marcha el aparato utilizando el hilo para dar impulso. La eficiencia de la toma de datos aumenta cuanto mayor sea la velocidad proporcionada.
4. Con ayuda del sensor, determinar la velocidad angular de rotación.
5. Mientras el disco gira, colocar la pesa en la posición indicada y, con ayuda del otro sensor, medir la velocidad angular de precesión.
6. Una vez medida, soltar el eje de rotación y quitar la pesa. Volver a medir la velocidad de rotación.

	Radio	Espesor
Disco	$(12,7 \pm 0,1) \times 10^{-2} \text{ m}$	$(2,1 \pm 0,1) \times 10^{-2} \text{ m}$
Polea	$(2,3 \pm 0,1) \times 10^{-2} \text{ m}$	

Cuadro 1: Parámetros del disco y la polea

	$(\text{Masa} \pm 0,1) \times 10^{-3} \text{ kg}$
$m_1$	101,6
$m_2$	132,1
$m_3$	71,0
$m_4$	40,4
$m_5$	162,4

Cuadro 2: Masas utilizadas en la primera parte

7. Repetir el proceso haciendo girar el disco en sentido contrario.

Finalmente, para la determinación de la velocidad angular de nutación se siguen los siguientes pasos:

1. Abrir el tercer programa de DataStudio y colocar el eje del disco formando  $30^\circ$  con la horizontal.
2. Determinar la velocidad angular de rotación (al principio y al final del ensayo), de precesión y de nutación con ayuda de los sensores.
3. Repetir el paso 2 pero empujando suavemente el eje del disco en la dirección de la precesión. Anotar el movimiento observado.
4. Repetir el paso 2 pero ahora empujando en sentido contrario.

## 4. Datos recogidos

En primer lugar se tomaron medidas de los parámetros básicos para el ensayo y se anotaron en la [Tabla 1](#). También se midieron las masas disponibles (ver [Tabla 2](#)). Para la segunda y tercera parte de esta experiencia, se usa una masa  $m = (152,6 \pm 0,1) \times 10^{-3} \text{ kg}$ . El parámetro  $d$  utilizado en la ecuación (10) es  $d = (32,0 \pm 0,1) \times 10^{-2} \text{ m}$ .

Durante la observación de la nutación se recogieron gráficas en cada ensayo, similares a la [Figura 4](#).

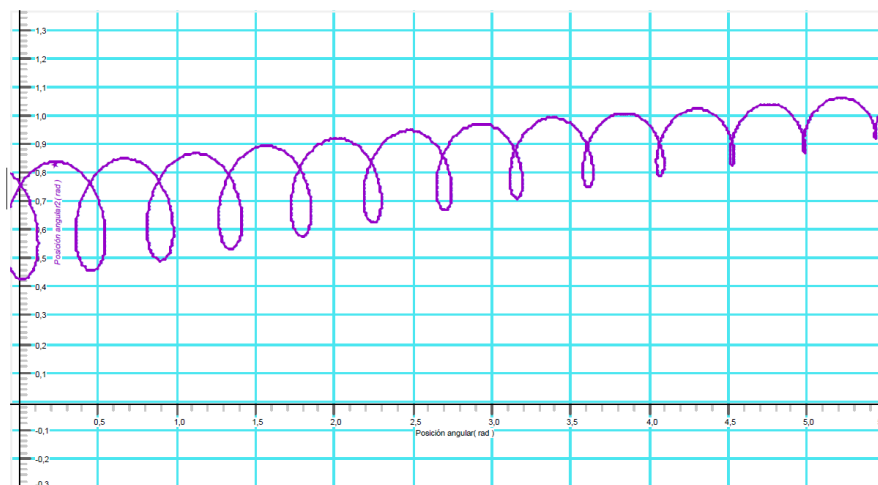


Figura 4: Observación representativa del fenómeno de la nutación.

## 5. Resultados

Siguiendo la metodología citada en la [Sección 3](#), se realizaron varios ensayos para calcular el momento de inercia del giróscopo. Es demostrable que, para una disposición como la indicada, podemos obtener el momento de inercia a partir de la aceleración  $\vec{a}$  de la pesa que cae ([Ecuación 3](#)). Los resultados conseguidos se recogen en la [Tabla 3](#). Tomando el promedio de los valores conseguidos, el momento de inercia del disco es

$$I_z = 0,843 \pm 0,009 \text{ kg/m}^2. \quad (12)$$

Ensayo	Aceleración ( $\text{m/s}^2$ )	Masa ( $\pm 0,0001 \text{ kg}$ )	Momento de inercia ( $\text{kg/m}^2$ )
1	$0,06220 \pm 0,00024$	0,1016	$0,842 \pm 0,008$
2	$0,0817 \pm 0,0005$	0,1321	$0,832 \pm 0,009$
3	$0,0431 \pm 0,0004$	0,0710	$0,851 \pm 0,010$
4	$0,02380 \pm 0,00016$	0,0405	$0,881 \pm 0,010$
5	$0,1030 \pm 0,0005$	0,1624	$0,809 \pm 0,008$
Promedio	$0,0628 \pm 0,0004$	0,1015	$0,843 \pm 0,009$

Cuadro 3: Datos y resultados para el momento de inercia.

En la segunda parte de la demostración, se midieron la velocidad angular inicial  $\omega_1$ , la velocidad angular de precesión  $\vec{\Omega}_{exp}$  y la velocidad angular inicial  $\omega_2$ . También se calculó el valor teórico para la velocidad de precesión  $\vec{\Omega}_{teo}$  usando la expresión ([10](#)). Los resultados para los distintos ensayos están en la [Tabla 4](#).

Ensayo	$\omega_1$ ( $\pm 0,001 \text{ rad/s}$ )	$\vec{\Omega}_{exp}$ (rad/s)	$\omega_2$ ( $\pm 0,001 \text{ rad/s}$ )	$\vec{\Omega}_{teo}$ (rad/s)
1	57,461	$0,4178 \pm 0,0004 \vec{g}$	49,099	$0,421 \pm 0,005 \vec{g}$
2	45,397	$0,507 \pm 0,001 \vec{g}$	38,811	$0,526 \pm 0,006 \vec{g}$
1	49,943	$0,4620 \pm 0,0006 \vec{g}$	44,999	$0,472 \pm 0,005 \vec{g}$

Cuadro 4: Datos recogidos y resultados para la velocidad angular de precesión

Finalmente, en el estudio del movimiento de nutación se realizaron varios ensayos siguiendo la metodología en la [Sección 3](#). En casi todos los ensayos se observó que el eje del disco describía bucles (Caso 2) salvo en uno solo, donde se registró una trayectoria con cúspides (Caso 3). A continuación se muestran dos ejemplos de las gráficas recogidas en las Figuras [5](#) y [6](#).

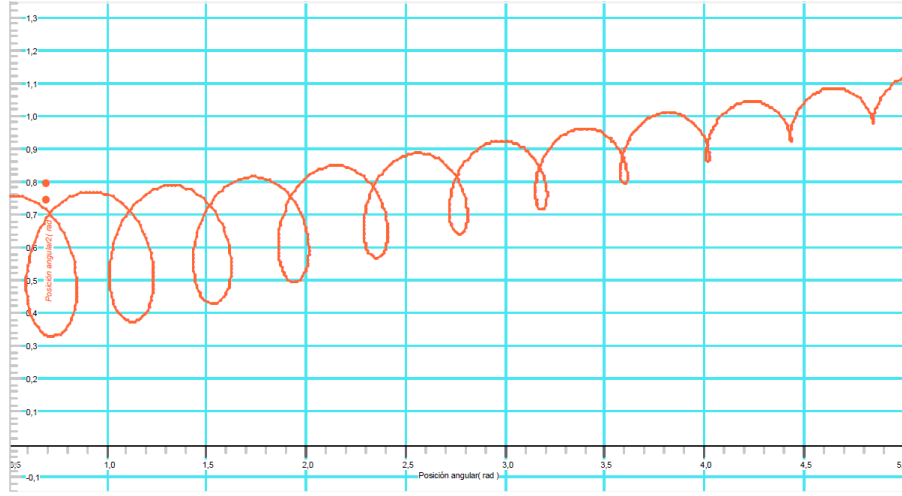


Figura 5: Observación del segundo caso de nutación.

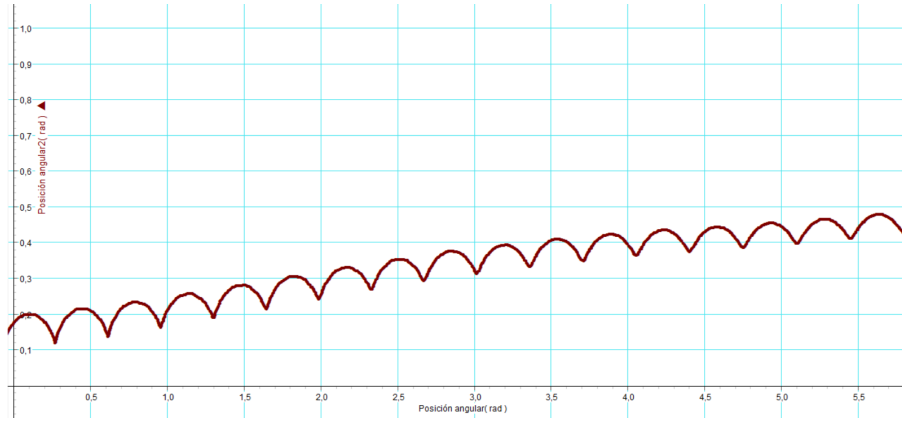


Figura 6: Observación del tercer caso de nutación.

## 6. Conclusiones

Siguiendo los pasos descritos se calculó el momento de inercia a partir de medidas de la aceleración y se obtuvo el resultado final de  $I_z = 0,843 \pm 0,009 \text{ kg/m}^2$  con una dispersión de  $\sigma = 0,022 \text{ kg/m}^2$ . Este valor de dispersión significa que los valores obtenidos son próximos, luego las medidas y los cálculos se realizaron con precisión.

Respecto a la determinación de la velocidad angular de precesión, la comparación entre los valores medidos y los cálculos en la [Tabla 5](#) arroja errores relativos en los módulos menores al 2% para todos los casos, mientras que la dirección y sentido coinciden. Así pues, estos cálculos tienen exactitud y precisión. También es importante notar que, comparando la velocidad angular inicial y final de rotación, observamos que el disco es frenado, es decir,  $\omega$  no es estrictamente constante. Atribuimos este hecho a rozamientos entre el disco y su eje de giro.

$\Omega_{exp}$ (rad/s)	$\Omega_{teo}$ (rad/s)	Error relativo (%)
$0,4178 \pm 0,0004$	$0,421 \pm 0,005$	0,29
$0,507 \pm 0,001$	$0,526 \pm 0,006$	1,94
$0,4620 \pm 0,0006$	$0,472 \pm 0,005$	1,04

Cuadro 5: Comparación de los módulos de las velocidades de precesión experimentales y teóricas

Finalmente, se observaron los movimientos de nutación descritos en la [Sección 5](#) y se descubrió que en las condiciones del laboratorio había preferencia por el caso 2 de nutación (bucles), salvando una excepción en la que se observó el caso 3 (cúspides). Además se comprobó cualitativamente que el cabeceo o nutación se reduce si se empuja el eje del giroscopio en sentido de la precesión y, recíprocamente, al aplicar una fuerza externa en sentido opuesto al movimiento de precesión, el cabeceo se acrecenta.

## Apéndices

### Apéndice de errores

- Momento de inercia.

$$\Delta I_z = \sqrt{\left(R^2 \left(\frac{g}{a} - 1\right)\right)^2 (\Delta m)^2 + \left(2m \left(\frac{g}{a} - 1\right)\right)^2 (\Delta R)^2 + \left(mR^2 \left(\frac{g}{a^2}\right)\right)^2 (\Delta a)^2} \quad (13)$$

- Velocidad angular de precesión.

$$\Delta \Omega_{teo} = \sqrt{\left(\frac{mg}{I_z \omega_{rot}}\right)^2 (\Delta d)^2 + \left(\frac{dmg}{I_z \omega_{rot}}\right)^2 (\Delta m)^2 + \left(\frac{dmg}{I_z^2 \omega_{rot}}\right)^2 (\Delta I_z)^2 + \left(\frac{dmg}{I_z \omega_{rot}^2}\right)^2 (\Delta \omega_{rot})^2} \quad (14)$$

## Referencias

- [1] J.B. Marion. *Dinámica clásica de partículas y sistemas*. Reverté, 1985.
- [2] Herbert Goldstein. *Classical mechanics*. Addison Wesley, San Francisco, 2002.
- [3] John Taylor. *Mecánica clásica*. Reverte, Barcelona, 2013.