

ESTUDIO DE LA DINÁMICA Y AERODINÁMICA NO ESTACIONARIA DE SEMILLAS VOLADORAS ROTANTES

STUDY OF THE DYNAMICS AND UNSTEADY AERODYNAMICS OF ROTATING FLYING SEEDS

Bruno A. Roccia^{a,b,c}, Marcos L. Verstraete^{a,c}, Manuel Valdano^a y Sergio Preidikman^{b,c}

^a*Grupo de Matemática Aplicada, Facultad de Ingeniería, Universidad Nacional de Río Cuarto, Ruta Nacional 36 Km 601, 5800, Río Cuarto, Argentina, bruno.roccia@gmail.com*

^b*Departamento de Estructuras, Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, Universidad Nacional de Córdoba, Av. Vélez Sarsfield 1611, CP 5000, Córdoba, Argentina.*

^c*CONICET - Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Av. Rivadavia 1917, Buenos Aires, Argentina.*

Palabras clave: Aerodinámica no estacionaria, Dinámica, Semillas voladoras, Autorrotación.

Resumen. En este trabajo, los autores presentan una plataforma numérica que permite estudiar la aerodinámica y dinámica de semillas rotantes (sámaras). El marco de simulación propuesto consiste de: *i*) un modelo aerodinámico basado en una versión modificada del método de red de vórtices no lineal y no estacionario; y *ii*) un modelo dinámico de tres grados de libertad (descenso, rotación alrededor del eje vertical, y ángulo de cabeceo). Entre los principales resultados obtenidos, cabe resaltar particularmente la excelente concordancia entre las predicciones numéricas y las mediciones experimentales reportadas en la literatura con respecto a la velocidad de descenso y rotación de la semilla en estado estacionario.

Keywords: Unsteady aerodynamics, Dynamics, Flying seeds, Autorotation.

Abstract. In this work, the authors present a numerical tool to study the aerodynamics and dynamics of rotating seeds (samaras). The proposed simulation framework consists of: *i*) an aerodynamic model based on a modified version of the unsteady vortex-lattice method; and *ii*) a three degree-of-freedom dynamic model (sinking, rotation about the vertical axis and the pitch angle). Among the main results obtained, it is found that the predicted terminal descending velocity and angular velocity (around the vertical axis) are in close agreement with experimental results reported in the literature.

1 INTRODUCCIÓN

Desde hace décadas, la inspiración en la biología constituye una excelente alternativa cuando se requieren soluciones eficientes. En este sentido, la naturaleza ha demostrado ser un “magnífico ingeniero”. En particular, el desarrollo de micro-vehículos aéreos (MAVs) basados en el fenómeno de autorrotación exhibido por las semillas voladoras (sámaras) ha recibido una marcada atención por parte de la comunidad científica. Estas estructuras biológicas generan una fuerza de sustentación lo suficientemente grande para: balancear su peso, reducir la velocidad de descenso y aumentar la distancia de dispersión, garantizando finalmente la supervivencia de su especie (Azuma, 1992). Numerosos trabajos fueron publicados en este campo con el objetivo de estudiar las características morfológicas de las sámaras tales como: rugosidad, forma de la superficie sustentadora, posición del centro de masa y espesor del borde de ataque (Norberg, 1973; Green, 1980; Azuma y Yasuda, 1989; Seter y Rosen, 1992; Yasuda y Azuma, 1997). A diferencia de los mecanismos de control neuromusculares utilizados por insectos y aves (Norberg, 1973), las sámaras exhiben un patrón estructural único, donde la forma y propiedades físicas están perfectamente sintonizadas para ejecutar un movimiento de rotación estable sin la necesidad de actuadores activos (Lee y Choi, 2017). La estabilidad asociada a éste fenómeno de autorrotación se debe principalmente al acoplamiento que existe entre las fuerzas inerciales y las fuerzas aerodinámicas (Varshney *et al.*, 2012). La aerodinámica de cuerpos rotantes, incluyendo sámaras, ha sido extensamente estudiada desde hace décadas por medio de diferentes enfoques tales como: el uso de la teoría de *momentum* (Norberg, 1973), resultados derivados de la teoría de helicópteros (Burrows, 1975; McCutchen, 1977), modelos de semillas rotantes escaladas dinámicamente (Lentink *et al.*, 2009), técnicas basadas en imagen digital de partículas (*digital particle image velocimetry*) (Salcedo *et al.*, 2013), análisis de placas planas en caída libre (Andronov *et al.*, 2007; Mittal *et al.*, 2004; Jin y Xu, 2008; Andersen *et al.*, 2005), y la utilización de modelos aerodinámicos basados en dinámica de los fluidos computacional (*computational fluid dynamics*, CFD) (Arranz *et al.*, 2018) y métodos de elementos de frontera (*boundary element methods*, BEM) tal como el red de vórtices no lineal e inestacionario (UVLM) (Roccia *et al.*, 2014). Por otro lado, la estabilidad de estas estructuras rotantes es significativamente más complejo de analizar debido a las dificultades intrínsecas que supone construir un modelo teórico que capture adecuadamente el acoplamiento entre las fuerzas inerciales y aerodinámicas. La velocidad de descenso, la velocidad angular y la orientación de la semilla son gobernadas, en gran medida, por las fuerzas aerodinámicas, las cuales, a su vez, dependen de la cinemática de la semilla. Un modelo numérico que represente adecuadamente este fenómeno de retroalimentación requiere el uso de un modelo aerodinámico (para predecir las fuerzas sobre el ala de la semilla) y un modelo dinámico (para predecir la respuesta de la estructura). En general, los modelos numéricos orientados a éste tipo de estudio están basados en la teoría de elemento de pala (*blade element theory*, BET), los cuales no consideran la existencia del desprendimiento de vorticidad desde el borde de ataque (*leading edge vortex*, LEV) y el efecto tridimensional del flujo, entre otros (Azuma y Yasuda, 1989; Seter y Rosen, 1992).

2 CINEMÁTICA DE SEMILLAS ROTANTES

El modelo computacional adoptado en este trabajo para estudiar la aerodinámica/dinámica de las semillas rotantes corresponde a la semilla del arce (*Acer Platanoides*) (Norberg, 1973). Por razones concernientes al modelo aerodinámico utilizado, la superficie de la semilla fue discretizada por medio de elementos cuadriláteros simples de cuatro nodos (ver Figura 1a).

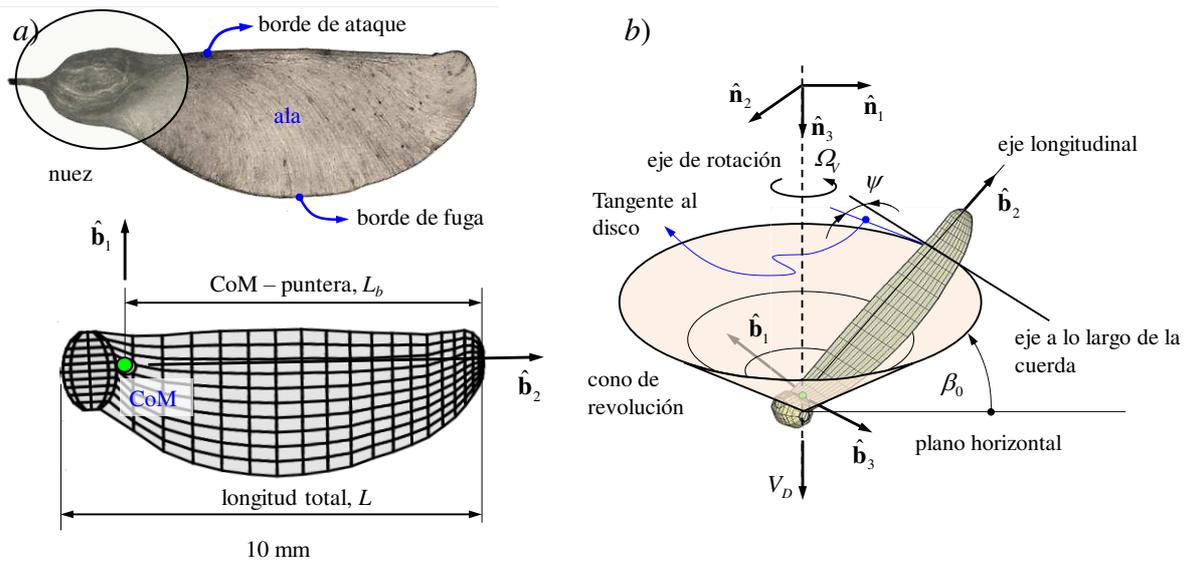


Figura 1: a) modelo computacional de la semilla; b) definición de parámetros cinemáticos.

Una gran variedad de experimentos ha mostrado que en una atmosfera tranquila ciertas sámaras pueden seguir dos tipos de trayectorias distintas. En el modo de vuelo más frecuente, el centro de rotación (CoR) describe una línea vertical recta y coincide aproximadamente con la trayectoria descrita por el centro de masa (CoM); por otra parte, la curva espacial que traza la punta del ala mientras rota y desciende es una hélice simple (Roccia *et al.*, 2013a). En la [Tabla 1](#) se presentan los valores de los principales parámetros morfológicos y cinemáticos de la semilla de arce utilizada como caso de estudio en este trabajo.

	Parámetros (<i>Acer Platanoides</i>)	
L	Longitud total (cm)	4.70
L_b	Longitud del ala (desde CoM hasta la puntera) (cm)	3.70
β	Ángulo de cono	20°
C_{max}	Máxima cuerda (cm)	1.70
S_b	Área del ala (cm ²)	4.52
A_d	Área del disco barrido (cm ²)	38.50
m_s	Masa (g)	0.11
W	Peso (N)	0.00107
B_W	Capacidad de carga sobre el ala (N/m ²)	2.83
Ω_V	Velocidad angular (rad/seg)	81.6
V_D	Velocidad de descenso (m/s)	0.90

Tabla 1: Parámetros cinemáticos y morfológicos de una *Acer Platanoides* (extraídas de [Norberg, \(1973\)](#)).

En su movimiento de descenso, las sámaras no adoptan un plano perfectamente horizontal, sino que la puntera del ala tiene cierta elevación con respecto a la nuez de la semilla (ver [Figura 1b](#)). Específicamente, el ángulo de cono β , se define como el ángulo medido entre el eje longitudinal de la semilla y el plano horizontal (siendo positivo cuando la puntera del ala se encuentra por arriba de la nuez de la semilla). Este ángulo es consecuencia de una condición de equilibrio, donde el torque debido a las fuerzas inerciales es balanceado por un

torque originado en las fuerzas aerodinámicas. Otro parámetro cinemático importante es el ángulo de cabeceo ψ , el cual se define relativo al plano tangente al cono de revolución generado por el barrido del ala de la sámara (ver [Figura 1b](#)). El rango de valores típicos para el ángulo de cabeceo está comprendido entre 0° y -3° ([Lentink et al., 2009](#); [Azuma y Yasuda, 1989](#)).

3 MODELO AERODINÁMICO

El modelo de red de vórtices utilizado en este trabajo es similar al implementado por [Preidikman \(1998\)](#) y [Roccia et al. \(2013b\)](#), el cual está mejorado por medio de la introducción de un modelo de difusión. El método de red de vórtices no lineal y no-estacionario permite considerar no-linealidades aerodinámicas asociadas con grandes ángulos de ataque, deformaciones estáticas, y flujos dominados por vorticidad en los que el fenómeno conocido como *vortex bursting* no ocurre.

Como resultado del movimiento relativo entre el ala y el aire en reposo, se generan gradientes de velocidad que dan origen a vorticidad concentrada en una delgada región adherida a la superficie del ala (capa límite). Esta sábana vorticosa se separa desde el borde de fuga y la puntera del ala y es convectada hacia el seno del fluido para formar la estela.

Como se mencionó anteriormente, en el modelo utilizado se restringe toda la vorticidad del flujo a la capa límite adherida al sólido (cuerpo y ala de la semilla) y a las estelas; fuera de estas regiones el flujo se considera irrotacional. Las estelas se representan mediante sábanas vorticosas libres. Sus posiciones no son especificadas ya que pueden deformarse libremente hasta adoptar configuraciones libres de fuerzas, esto es, no se produce ningún salto de presiones a través de las estelas. Los dos tipos de sábanas vorticosas (libre y adherida) están unidas en los bordes filosos del ala, donde se impone la condición de Kutta para flujos no-estacionarios. Para más detalles sobre el método de red de vórtices no lineal y no estacionario el lector puede consultar los trabajos de [Konstadinopoulos et al. \(1981\)](#) y [Preidikman \(1998\)](#).

Las sábanas vorticosas continuas (adherida y libre) se reemplazan por una red de paneles cuadriláteros formados por segmentos rectilíneos de vorticidad, Γ_j . Cada panel i tiene asociado, a su vez: *i*) una circulación en anillo G_i ; *ii*) un punto de control, CP_i , ubicado en su centro de área; y *iii*) un vector unitario, $\hat{\mathbf{n}}_i$, normal a la superficie del panel y localizado en el punto CP_i .

Finalmente, la velocidad en un punto P que ocupa una posición espacial \mathbf{x} , asociada a un segmento vorticoso, rectilíneo, de longitud finita, y con circulación espacial constante $\Gamma(t)$ está dada por la ley de Biot-Savart, esto es,

$$\mathbf{V}(\mathbf{x}, t) = \frac{\Gamma(t)}{4\pi} \frac{(\mathbf{x}_1 \times \mathbf{x}_2)(\|\mathbf{x}_1\| + \|\mathbf{x}_2\|)}{\|\mathbf{x}_1\| \|\mathbf{x}_2\| (\|\mathbf{x}_1\| \|\mathbf{x}_2\| + \mathbf{x}_1 \cdot \mathbf{x}_2) + (\delta_c \|\boldsymbol{\omega}\|)^2}, \quad (1)$$

donde \mathbf{x}_1 y \mathbf{x}_2 son los vectores posición del punto P relativos a los extremos del segmento vorticoso, $\boldsymbol{\omega} = \mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2$, y δ_c es el radio del *cutoff* ([Roccia et al., 2013b](#)) utilizado para eliminar las singularidades que surgen cuando P se encuentra muy próximo a, o sobre, un segmento vorticoso.

3.1 Modelo de difusión (growth vortex-core model)

El UVLM es un modelo basado en flujo potencial y por lo tanto no considera efectos viscosos. Este hecho implica que los segmentos vorticosos que se desprenden de los bordes filosos y conforman la estela, mantienen su intensidad independientemente de su “edad”. Sin

embargo, los efectos atmosféricos y el incremento del núcleo del vórtice producen una reducción en su intensidad y eventualmente su desaparición (Han *et al.*, 2000). Adicionalmente, la inclusión de un modelo de difusión basado en el crecimiento del núcleo de los segmentos vorticosos ha probado ser muy eficiente para tratar situaciones donde dos segmentos de vorticidad se encuentran muy próximos, o cuando existen interferencias estela-estela o sólido-estela (Wie *et al.*, 2009; Nguyen *et al.*, 2016).

Cada fila de segmentos vorticosos en la estela tiene asociada una “edad” diferente, y por lo tanto el radio de los núcleos de los segmentos de vorticidad convectados inicialmente son más grandes que los radios de los núcleos vorticosos convectados en el último paso de tiempo. Como consecuencia de este crecimiento, las velocidades inducidas se reducirán. Si bien existe una variedad de modelos de crecimiento, en este trabajo se adoptó una versión modificada del modelo viscoso de Lamb-Ossen (el cual incluye el efecto de viscosidad) (Bhagwat y Leishman, 2002), propuesto inicialmente por Squire (1965). Esto es,

$$\delta_c(t) = \sqrt{4\alpha_v \delta_v \nu (t+t_0)}, \quad y \quad t_0 = \frac{r_0^2}{4\alpha_v \delta_v \nu}, \quad (2)$$

donde $\alpha_v = 1.25643$ es el parámetro de Ossen, ν es la viscosidad cinemática del aire, t es el lapso de tiempo transcurrido desde que el segmento vorticoso es desprendido para formar parte de la estela, r_0 tiene un valor usual del 10% de la longitud del segmento de vorticidad, y el parámetro δ_v representa la disipación adicional debido a la viscosidad, el cual se define en término de la circulación Γ como,

$$\delta_v = 1 + a_1 \frac{\Gamma}{\nu}, \quad (3)$$

donde a_1 es el parámetro de Squire (Ananthan y Leishman, 2004).

3.2 Cargas aerodinámicas

Para calcular las cargas aerodinámicas sobre la superficie sustentadora de la semilla (ala): *i*) se computa el salto de presión en el punto de control de cada elemento por medio de la ecuación no estacionaria de Bernoulli; *ii*) se obtiene la fuerza en cada elemento i multiplicando el salto de presión por el área de cada panel y por el vector unitario $\hat{\mathbf{n}}_i$; y *iii*) se calcula la fuerza y momento resultante sobre el ala sumando todas las fuerzas y momentos actuantes sobre los paneles aerodinámicos.

Para flujos inestacionarios, la ecuación de Bernoulli toma la siguiente forma,

$$H(t) = \frac{\partial}{\partial t} \varphi(\mathbf{x}, t) + \frac{1}{2} \nabla \varphi(\mathbf{x}, t) \cdot \nabla \varphi(\mathbf{x}, t) + \frac{p(\mathbf{x}, t)}{\rho}, \quad (4)$$

donde $\varphi(\mathbf{x}, t)$ es la función potencial de velocidad, $p(\mathbf{x}, t)$ es la presión, ρ es la densidad constante del fluido y $H(t)$ es la energía total.

4 MODELO DINÁMICO

En este trabajo la sámara es modelada como un conjunto de dos cuerpos rígidos (la nuez y el ala) vinculados rígidamente y sometidos a la acción de dos conjuntos de fuerzas de origen diferente: *i*) conservativas, debidas al campo gravitacional terrestre; y *ii*) no conservativas, debidas a la aerodinámica. Las ecuaciones de movimiento que gobiernan la evolución temporal de la semilla son obtenidas por medio de las ecuaciones de Lagrange (Baruh, 1999). Con el objetivo de describir ordenadamente la orientación de la semilla se utilizan dos marcos

de referencia: *i*) un marco de referencia fijo al cuerpo de la sámara, denotado por $\mathbf{B} = \{\hat{\mathbf{b}}_1, \hat{\mathbf{b}}_2, \hat{\mathbf{b}}_3\}$; y *ii*) un marco de referencia inercial denotado por $\mathbf{N} = \{\hat{\mathbf{n}}_1, \hat{\mathbf{n}}_2, \hat{\mathbf{n}}_3\}$ (ver [Figura 1b](#)). Para orientar la sámara con respecto a \mathbf{N} se utiliza una secuencia de rotación 3-1-2 mediante los ángulos de Euler ϕ , β y ψ respectivamente.

Las ecuaciones de Lagrange para un cuerpo S moviéndose en el espacio y referidas a su centro de masa tienen la siguiente forma,

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{q}} = \mathbf{Q}, \quad (5)$$

donde, \mathbf{M} es la matriz de masa de la sámara, \mathbf{Q} es el vector de cargas generalizadas.

En esta primera etapa se consideran solamente tres grados de libertad: *i*) el desplazamiento vertical del centro de masa de la semilla, $z(t)$; *ii*) la rotación alrededor del eje vertical, $\phi(t)$; y *iii*) la rotación alrededor del eje longitudinal de la semilla (ángulo de cabeceo), $\psi(t)$. Luego de manipulaciones algebraicas, las ecuaciones de movimiento para la sámara se pueden escribir como,

$$\begin{bmatrix} m_s & \mathbf{0}_{1 \times 2} \\ \mathbf{0}_{2 \times 1} & \mathbf{J}^\dagger \end{bmatrix} \ddot{\mathbf{q}}^\dagger = \mathbf{Q}_v^\dagger + \mathbf{Q}_c^\dagger + \mathbf{Q}_{nc}^\dagger, \quad (6)$$

donde el operador $(\cdot)^\dagger : \mathbb{R}^{m \times n} \rightarrow \mathbb{R}^{p \times q}$ con $p \leq m$ y $q \leq n$ extrae la submatriz formada por las filas $\{a_1, \dots, a_p\}$ y las columnas $\{b_1, \dots, b_q\}$ de la cantidad (\cdot) y se denota como $(\cdot)^\dagger = (\cdot)[a_1, \dots, a_p; b_1, \dots, b_q]$, $\mathbf{q}^\dagger = \mathbf{q}[3, 4, 6; 1] = \{z, \phi, \psi\}^T$,

$$\mathbf{Q}_v^\dagger = \mathbf{Q}_v[3, 4, 6; 1], \quad \mathbf{Q}_v = -\dot{\mathbf{M}}\dot{\mathbf{q}} + \partial_{\mathbf{q}} T, \quad (7)$$

es un vector cuadrático en las velocidades que surge de derivar la energía cinética respecto del tiempo y de las coordenadas generalizadas \mathbf{q} , $\partial_{\mathbf{q}}$ denota derivada parcial con respecto al vector \mathbf{q} , T es la energía cinética del sistema,

$$\mathbf{Q}_c^\dagger = \mathbf{Q}_c[3, 4, 6; 1], \quad \mathbf{Q}_c = \begin{bmatrix} \mathbf{I}_3 \\ \mathbf{0}_3 \end{bmatrix} \mathbf{F}_g, \quad (8)$$

es el vector de cargas generalizadas conservativas, \mathbf{I}_3 es la matriz identidad de 3×3 , $\mathbf{0}_3$ es la matriz nula de dimensión 3×3 , \mathbf{F}_g es el vector fuerza asociado al campo gravitacional terrestre,

$$\mathbf{Q}_{nc}^\dagger = \mathbf{Q}_{nc}[3, 4, 6; 1], \quad \mathbf{Q}_{nc} = \sum_{i=1}^{NPs} \begin{bmatrix} \mathbf{T}_{NB} \\ \mathbf{G}^T \tilde{\mathbf{r}}_i \end{bmatrix} \mathbf{F}_a^i, \quad (9)$$

es el vector de cargas generalizadas no conservativas (provenientes de la aerodinámica), \mathbf{F}_a^i es el vector fuerza que actúa sobre el panel aerodinámico i , $\mathbf{T}_{NB} : \mathbf{B} \rightarrow \mathbf{N}$ representa la transformación de coordenadas de la base \mathbf{B} (fija a la sámara) al marco de referencia inercial \mathbf{N} , \mathbf{G} es una matriz que depende de la parametrización de rotación elegida (en este caso, una secuencia 3-1-2 de ángulos de Euler) ([Shabana, 2013](#)), $\tilde{\mathbf{r}}_i$ es la matriz antisimétrica asociada al vector posición \mathbf{r}_i del panel aerodinámico i con respecto al origen del marco de referencia \mathbf{B} , NPs es la cantidad de paneles aerodinámicos sobre la superficie sustentadora de la sámara, y

$$\mathbf{J}^\dagger = \mathbf{J}[1, 3; 1, 3], \quad \mathbf{J} = \mathbf{G}^T \mathbf{I}_{CoM} \mathbf{G}, \quad (10)$$

donde \mathbf{I}_{CoM} es el tensor de inercia de la sámara computado en la base fija a la sámara, \mathbf{B} .

Finalmente, todas las ecuaciones gobernantes son integradas en el dominio del tiempo por medio del esquema predictor-corrector de cuarto orden desarrollado por Hamming (Preidikman, 1998; Roccia *et al.*, 2017).

5 SIMULACIONES NUMERICAS

En esta sección se presenta una serie de resultados obtenidos con una herramienta numérica que implementa las formulaciones descritas en la Sección 3 y 4. Los datos correspondientes a la morfología y cinemática de la semilla rotante estudiada en esta Sección fueron presentadas en la [Tabla 1](#). El resto de los parámetros son: coeficiente de Squire $a_1 = 0.1$ y una discretización aerodinámica para la semilla completa de 280 paneles (80 para la nuez y 200 para el ala). El paso de tiempo $h = 1.06766 \times 10^{-3}$ es determinado como el cociente entre la longitud característica, L_c , y la velocidad característica, V_c . La primera es típicamente la longitud del lado de un panel aerodinámico ($L_c = 1.2812$ mm) y la última es una velocidad representativa del problema, en este caso, la velocidad lineal de un punto localizado al 50% de la longitud del ala de la sámara una vez alcanzado el estado estacionario ($V_c = 1200$ mm/seg). Las condiciones iniciales son: $\mathbf{q}_0^\dagger = \{0.00, 0.00^\circ, -0.5^\circ\}$ y $\dot{\mathbf{q}}_0^\dagger = \{0.00, -60.00, 0.00\}$. La matriz de inercia de la sámara con respecto al marco de referencia fijo a la semilla \mathbf{B} es,

$$\mathbf{I}_{\text{CoM}} = 1 \times 10^{-3} \begin{bmatrix} 4.225 & 0.727 & 0.0 \\ 0.727 & 0.322 & 0.0 \\ 0.0 & 0.0 & 4.537 \end{bmatrix} \text{ kg mm}^2. \quad (11)$$

A continuación, se presenta la evolución temporal de los grados de libertad (z , ϕ , ψ) y de la fuerza de sustentación sobre la superficie sustentadora, desde que la sámara es liberada desde el reposo hasta que la misma alcanza estado estacionario. Para ello se utilizaron 4000 pasos de tiempo (equivalente a 4.27 s) lo cual representa un tiempo de cómputo de aproximadamente 3 horas, en promedio.

Como se puede observar en la [Figura 2](#), cuando la semilla alcanza el estado estacionario, el modelo numérico predice una velocidad de descenso límite $\dot{z}_{sm} = 1016.00$ mm/s, una velocidad de rotación alrededor del eje vertical $\dot{\phi}_{sm} = -64.74$ rad/s y un ángulo de cabeceo de $\psi_{sm} = -2.14^\circ$. Los valores numéricos obtenidos para la velocidad de descenso y la velocidad angular $\dot{\phi}$ exhiben un error relativo porcentual de 12.8% y 20.6% respectivamente, cuando se las compara con los datos típicos presentados en la [Tabla 1](#). A pesar de que no existe información detallada del ángulo de cabeceo para la semilla estudiada, el valor obtenido se encuentra dentro del rango reportado por [Lentink *et al.* \(2009\)](#) y [Azuma y Yasuda \(1989\)](#). Se debe destacar que el modelo numérico presentado en este trabajo no incluye el modelado del LEV, el cual, ha mostrado ser muy importante en el vuelo animal y de semillas rotantes ([Lentink *et al.*, 2009](#)).

En estado estacionario, las fuerzas aerodinámicas deben balancear el peso de la sámara, de manera que esta descienda a velocidad constante (ver [Figura 2a, 2d](#)). Para que la sámara adquiera un movimiento estacionario se necesitan, al menos, tres condiciones de estabilidad relacionadas al movimiento del ángulo de ataque, el ángulo de cono y el movimiento lateral. Si bien en este trabajo no se incluyen los grados de libertad asociados al movimiento lateral y al ángulo de cono, el ángulo de cabeceo alcanza un valor constante en estado estacionario (ver

Figura 2c). Esto significa que el ángulo de ataque efectivo alcanza una distribución constante a lo largo del ala de la semilla. Es bien conocido que esta condición de estabilidad ocurre cuando el centro de presión (CoP) coincide con el centro de masa de la sámara.

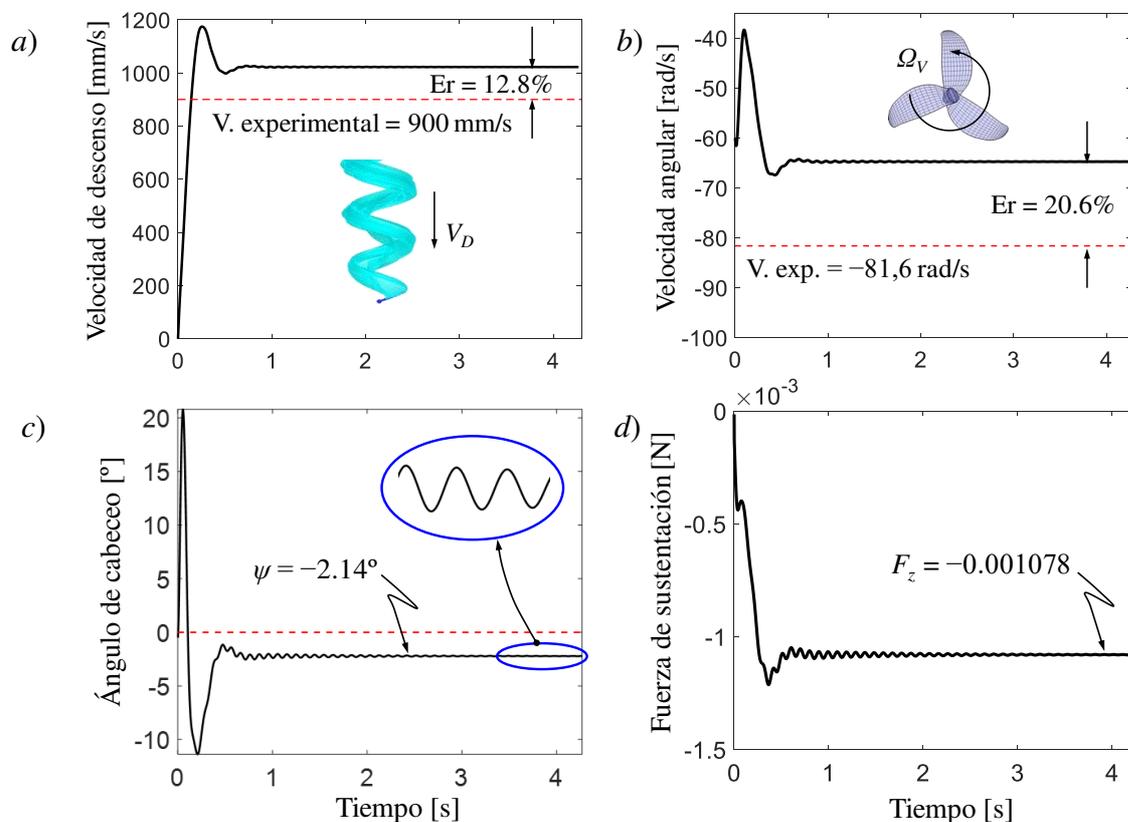


Figura 2: a) Velocidad de descenso; b) velocidad angular alrededor del eje vertical; c) ángulo de cabeceo; d) fuerza de sustentación.

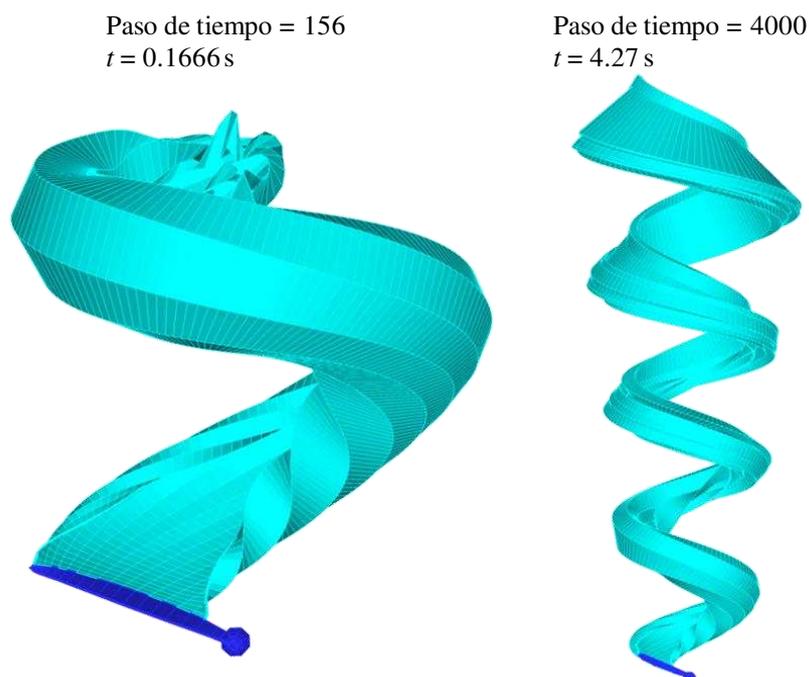


Figura 3: Evolución temporal del sistema para $t = 0.1666$ s y $t = 4.27$ s (estado estacionario).

Se debe destacar, además, que un modelo numérico de dos grados de libertad (descenso y rotación alrededor del eje vertical) permite a la sámara alcanzar un estado estacionario. Sin embargo, los resultados numéricos obtenidos difieren significativamente de los valores experimentales reportados en la [Tabla 1](#). La adición de un tercer grado de libertad, el ángulo de cabeceo, proporciona a la sámara el medio necesario para adaptar su ángulo de ataque durante su movimiento de descenso; efecto que se refleja directamente en la distribución de las cargas aerodinámicas sobre el ala de la semilla, y por lo tanto, en la dinámica del sistema. La adición de este grado de libertad ha mejorado sustancialmente los valores de la velocidad de descenso y de rotación que alcanza la sámara en estado estacionario. Este fenómeno se debe, sin duda, a la naturaleza no estacionaria del problema, resaltando la imperiosa necesidad de utilizar modelos que consideren la “historia” del flujo. En la [Figura 3](#) se presenta la evolución temporal del sistema dinámico (incluyendo la estela) para diferentes tiempos de simulación. Con el objetivo de reducir significativamente los tiempos de cómputo, el código desarrollado posee la capacidad de utilizar un mecanismo de recorte de la estela por medio de un parámetro definido por el usuario, en este trabajo a partir del paso de tiempo 350.

6 CONCLUSIONES

En este trabajo se presentó el desarrollo de una herramienta numérica para estudiar la dinámica y aerodinámica de semillas rotantes. La plataforma de simulación elaborada consiste de un modelo aerodinámico no estacionario basado en una versión modificada del UVLM acoplado con un modelo dinámico de cuerpo rígido para la semilla. Los resultados presentados en esta primera etapa exhibieron una excelente concordancia con datos reportados en la literatura, tales como la velocidad de descenso, velocidad angular y el valor del ángulo de cabeceo. Adicionalmente, la pequeña oscilación mostrada por el ángulo de cabeceo en estado estacionario se puede explicar como resultado del continuo movimiento que experimenta el centro de presión de la sámara con el objetivo de alcanzar una configuración libre de torque en la dirección longitudinal de su ala. Si bien los resultados obtenidos son alentadores, es necesario: *i*) incorporar un modelo para el LEV (para mejorar la estimación de las cargas aerodinámicas); y *ii*) extender el modelo con el objetivo de incluir la dinámica lateral y la dinámica asociada al ángulo de cono.

REFERENCIAS

- Ananthan, S., and Leishman, J.G., Role of filament strain in the free-vortex modeling of rotor wakes. *Journal of American Helicopter Soc.*, 49:176-191, 2004.
- Andersen, A., Pesavento, U., and Wang, Z. J., Analysis of transitions between fluttering, tumbling and steady descent of falling cards. *Journal of Fluid Mech.*, 541:91-104, 2005.
- Andronov, P.R., Grigorenko, D.A., Guvernyuk, S.V., and Dynnukova, G.Y., Numerical simulation of plate autorotation in a viscous fluid flow. *Journal of Fluid Dyn.*, 42(5):719-731, 2007.
- Arranz, G., Gonzalo, A., Uhlmann, M., Flores, O., and García-Villalba, M., A numerical study of the flow around a model winged seed in auto-rotation. *Flow Turbulence Combust.*, In Press, 2018.
- Azuma, A., and Yasuda, K., Flight performance of rotary seeds. *Journal of Theoretical Biology*, 138:23-53, 1989
- Azuma, A., *The biokinetics of flying and swimming*, Springer, 1992.
- Azuma, A., and Yasuda, K., The autorotation boundary of the flight of samaras. *Journal of Theoretical Biology*, 185:313-20, 1997.

- Baruh, H., *Analytical Dynamics*, McGraw–Hill, New York, 1999.
- Bhagwat, M.J., and Leishman, J.G., Generalized viscous vortex core models for application to free-vortex wake and aeroacoustic calculations. *American Helicopter Society 58th Annual Forum Proceedings*, Montreal, Canada, June 11-13, 2002.
- Burrows, F.M., Wind-borne seed and fruit movement. *New Phytol.*, 75:405-418, 1975.
- Green, D.S., The terminal velocity and dispersal of spinning samaras. *Amer. Journal Bot.*, 67(8):1218-1224, 1980.
- Han, J., Lin, Y., and Arya, S.P., Numerical study of the wake vortex decay and descent in homogeneous atmospheric turbulence. *AIAA Journal*, 38(4):643-656, 2000.
- Jin, C., and Xu, K., Numerical study of the unsteady aerodynamics of freely falling plates, *Communications in Computational Physics*, 3(4):834-851, 2008.
- Konstadinopoulos, P., Mook, D.T. and Nayfeh, A.H., A numerical method for general unsteady aerodynamics. AIAA-81-1877. *AIAA Atmospheric Flight Mechanics Conference*, August 19–21, Albuquerque, New Mexico, 1981.
- Lee, I., and Choi, H., Flight of a falling maple seed. *Phys. Rev. Fluids*, 2 090511, 2017.
- Lentink, D., Dickson, W.B., van Leeuwen, J.L., and Dickinson, M.H., Leading-edge vortices elevate lift of autorotating plant seeds. *Science*, 324:1440-1438, 2009.
- McCutchen, C.W., The spinning rotation of ash and tulip tree samaras. *Science*, 197:691-692, 1977.
- Mittal, R., Seshadri, V., and Udaykumar, H.S., Flutter, tumble and vortex induced autorotation. *Journal of Theoretical and Comp. Fluid Dyn.*, 17:165-170, 2004.
- Nguyen, A.T., Kim, J.K., Han, J.S., and Han, J.H., Extended unsteady vortex-lattice method for insect flapping wings. *Journal of Aircraft*, 53(6):1709-1718, 2016.
- Norberg, R.A., Autorotation, self-stability, and structure of single-winged fruits and seeds (samaras) with comparative remarks on animal flight. *Biol. Rev.*, 48:561-96, 1973.
- Preidikman, S., Numerical simulations of interactions among aerodynamics, structural dynamics, and control systems. Ph.D. Tesis, Dep. of Eng. Science and Mechanics, Virginia Tech, 1998.
- Roccia, B.A., Preidikman, S., Estrada, C., y Massa, J.C., Estudio del “vuelo” de semillas autorrotantes. *Revista de Mecánica Computacional*, 32:1481-1500, 2013a.
- Roccia, B.A., Preidikman, S., Massa, J.C., and Mook, D.T., Modified unsteady vortex-lattice method to study flapping wings in hover flight. *AIAA Journal*, 51(11):2628-2642, 2013b.
- Roccia, B.A., Preidikman, S., Ceballos, L.R., y Massa, J.C., Estudio de la aerodinámica no lineal e inestacionaria de semillas voladoras autorrotantes. *Revista de Mecánica Computacional*, 33:2247-2266, 2014.
- Roccia, B.A., Preidikman, S., and Balachandran, B., Computational dynamics of flapping wings in hover flight: A co-Simulation strategy. *AIAA Journal*, 55(6):1806-1822, 2017.
- Salcedo, E., Treviño, C., Vargas, R.O., and Martínez-Suástegui, L., Stereoscopic particle image velocimetry measurements of the three-dimensional flow field of a descending autorotating mahogany seed (*Swietenia macrophylla*). *Journal of Exp. Biology*, 216:2017-2030, 2013.
- Seter, D., and Rosen, A., Stability of the vertical autorotation of a single-winged samara. *Journal of Applied Mechanics*, 59:1000-1008, 1992.
- Shabana, A.A., *Dynamics of Multibody Systems*, Cambridge Univ. Press, New York, 2013.
- Squire, H.B., The growth of a vortex in turbulent flow. *Aeronaut. Quarterly*, 16:302-306, 1965.
- Varshney, K., Chang, C., and Wang, Z.J., The kinematics of falling maple seeds and the initial transition to helical motion. *Nonlinearity*, 25:C1-C8, 2012.
- Wie, S.Y., Lee, S.K., and Lee, D.J., Potential panel and time-marching free-wake coupling analysis for helicopter rotor. *Journal of Aircraft*, 46(3):1030-1041, 2009.
- Yasuda, K., and Azuma, A., The autorotation boundary in the flight of samaras. *J. Theor. Biol.* 185:313-20, 1997.