



## CARACTERÍSTICAS GENERALES DE LA AERODINÁMICA DE GENERADORES EÓLICOS DE EJE HORIZONTAL Y GRAN POTENCIA

C. Gebhardt<sup>1</sup>, S. Preidikman<sup>2</sup>, J. Massa<sup>3</sup>

Departamento de Estructuras, Facultad de C. E. F. y N., Universidad Nacional de Córdoba, Casilla de Correo 916,  
5000 Córdoba Argentina, cgebhardt@efn.uncor.edu, jmassa@efn.uncor.edu.

Departamento de Mecánica, Facultad de Ingeniería, Universidad Nacional de Río Cuarto, Ruta Nacional 36 Km 601,  
5800 Río Cuarto, Argentina, spreidik@ing.unrc.edu.ar.

**RESUMEN:** En este trabajo se simula numéricamente el comportamiento aerodinámico no-estacionario y no-lineal de un generador eólico de eje horizontal y de gran potencia (Large Horizontal-Axis Wind Turbines o LHAWT) en las configuraciones de rotor aislado y de generador completo. El rango de velocidades de operación y las grandes dimensiones del equipo dan lugar a flujos con altos números de Reynolds. Esto avala la hipótesis de considerar que los efectos viscosos están confinados únicamente a las capas límites y a las estelas. El comportamiento aerodinámico es modelado mediante la técnica de red de vórtices no-lineal y no-estacionaria, que permite determinar la magnitud y la evolución en el tiempo de las cargas aerodinámicas actuantes. Los resultados obtenidos ayudan a comprender como influyen en la eficiencia de un LHAWT, la dirección del viento, la conicidad del rotor, la existencia de la capa límite terrestre y la interacción de las estelas con la torre.

**Palabras clave:** Energía eólica, Aerogeneradores, Aerodinámica, Simulaciones, Interacciones, Estelas, Capa límite terrestre.

### INTRODUCCIÓN

La energía eólica representa una buena alternativa frente a las energías provenientes de los combustibles de origen fósil y a todo otro tipo de energía no renovable. La industria de grandes aerogeneradores (mayores a 100 KW de potencia) es la más dinámica entre las productoras de grandes equipos para generación de electricidad. Un aerogenerador obtiene su potencia de entrada convirtiendo la fuerza del viento en un par que actúa sobre el eje del rotor. La densidad del aire, el área de barrido del rotor y la velocidad del viento son los parámetros que determinan cuanto energía del viento está disponible para ser capturada por una turbina eólica. Por otro lado, la cantidad de energía que el rotor “*es capaz de capturar*” depende de su eficiencia aerodinámica. Por lo tanto es de vital importancia contar con una herramienta que permita evaluar en la etapa de diseño la eficiencia aerodinámica de las turbinas eólicas.

La aerodinámica asociada a las LHAWT es inherentemente no-lineal y no-estacionaria debido a la presencia de condiciones ambientales complejas, vientos de amplitud y dirección cambiante, existencia de la capa límite terrestre, interacción aerodinámica entre el rotor y la torre portante, deformaciones estáticas, y flujos dominados por vorticidad (Muljadi et al., 1997). El rango de velocidades de operación (subsónico bajo) se conjuga con las grandes dimensiones del equipo dando lugar a flujos incompresibles cuyos números de Reynolds son altos. Este hecho avala la hipótesis de que los efectos viscosos están confinados únicamente a las capas límite y a las estelas vorticosas emitidas desde los bordes filosos de las palas y permite estimar las cargas aerodinámicas mediante una conocida técnica de la dinámica de fluidos: el método de red de vórtices no-lineal y no-estacionario, o NLUVLM (Non Linear Unsteady Vortex-Lattice Method), (Gebhardt et al., 2008 y 2009a).

En el presente trabajo se simula numéricamente el comportamiento aerodinámico no-lineal y no-estacionario de un rotor aislado (cubo + palas) y de una LHAWT completa (rotor + góndola + torre), siguiendo una nueva metodología desarrollada para llevar a cabo el análisis aeroservoelástico de generadores eólicos de gran potencia y de eje horizontal (Gebhardt et al., 2009b). La aeroservoelasticidad es la rama de la mecánica aplicada que estudia el comportamiento de un cuerpo flexible (o colección de cuerpos flexibles) dotado de un sistema de control automático inmerso en una corriente de aire. El modelo aeroservoelástico contiene las ecuaciones integro-diferenciales que describen la evolución del sistema, que son integradas en el dominio del tiempo mediante el uso de un método predictor-corrector. Este procedimiento permite obtener el estado del sistema dinámico completo, es decir, el estado sistema dinámico formado por la estructura, el aire y el sistema de control automático. El problema aquí abordado es un fenómeno de múltiples interacciones aerodinámicas que se modelan mediante el NLUVLM. Se utiliza un modelo de capa límite terrestre (que en lo sucesivo denominaremos como CLT) basado en el Reglamento CIRSOC 102 (2005), y se incluye una técnica de ruptura de estela, cuyo objetivo es tener en cuenta la interacción entre las estelas emitidas desde los bordes filosos de las palas y la torre portante, dando origen al efecto conocido como “*la sombra del viento*”.

Los datos necesarios para poder llevar a cabo las simulaciones numéricas son:

- i) la cinemática del rotor/generador;
- ii) la geometría de los componentes del equipo (modelados como una colección de cuerpos interconectados); y
- iii) El perfil del flujo incidente (esto es, el perfil de la capa límite terrestre) en función de la altura y de la rugosidad del terreno. Los datos que caracterizan el flujo incidente, comúnmente llamado el viento, utilizado en las simulaciones que se presentan en este trabajo son de origen sintético y se encuadran en el marco del reglamento CIRSOC 102.

<sup>1</sup> Profesor Asistente y Becario del CONICET.

<sup>2</sup> Profesor Titular e Investigador Adjunto del CONICET.

<sup>3</sup> Profesor Titular Plenario.

## EL MODELO AERODINÁMICO

En el modelo desarrollado se considera el flujo incompresible de un fluido no-viscoso. La velocidad absoluta de una partícula de fluido que se encuentra en la posición  $\mathbf{R}$  en el instante  $t$  se denota como  $\mathbf{V}(\mathbf{R};t)$ . Debido a que el campo de velocidades del fluido es considerado irrotacional fuera de las capas límite y de las estelas, puede ser expresado como el gradiente del potencial total de velocidad  $\Phi(\mathbf{R};t)$ . La evolución espacial y temporal de este potencial esta gobernada por la ecuación de continuidad para flujos incompresibles.

$$\mathbf{V}(\mathbf{R};t) = \nabla\Phi(\mathbf{R};t) \quad \nabla^2\Phi(\mathbf{R};t) = 0 \quad (1)$$

Para complementar la ecuación gobernante, deben considerarse un conjunto de condiciones de contorno (CC) (Gebhardt et al., 2008; 2009a). La posición de la superficie del sólido es conocida, en general como una función del tiempo, y la componente normal a esta superficie de la velocidad del fluido es prescrita sobre esta frontera. Luego, la primera CC requiere que la componente normal de la velocidad del fluido relativa a la superficie del sólido sea nula, lo que comúnmente se denomina condición de “no-penetración” o condición de “impermeabilidad” y se expresa como:

$$(\mathbf{V} - \mathbf{V}_s) \cdot \hat{\mathbf{n}} = (\nabla\Phi - \mathbf{V}_s) \cdot \hat{\mathbf{n}} = 0 \quad (2)$$

donde  $\mathbf{V}_s$  es la velocidad de la superficie del sólido, y  $\hat{\mathbf{n}}$  es el versor normal a dicha superficie. En general tanto  $\mathbf{V}_s$  como  $\hat{\mathbf{n}}$  varían de manera espacial y temporal. Además se debe imponer una condición de regularidad en el infinito, esta segunda CC requiere que las perturbaciones producidas en el fluido por la presencia del cuerpo (o cuerpos) disminuyan a medida que nos alejamos del mismo. Esta CC es conocida como condición de regularidad en el infinito y esta dado por:

$$\lim_{|\mathbf{R}| \rightarrow \infty} |\mathbf{V}(\mathbf{R};t)| = \lim_{|\mathbf{R}| \rightarrow \infty} |\nabla\Phi(\mathbf{R};t)| = |\mathbf{V}_\infty| \quad (3)$$

donde  $\mathbf{V}_\infty$  es la velocidad de corriente libre sin perturbar. Debido a que el campo de velocidades es calculado utilizando la ley de Biot-Savart, la condición de regularidad en el infinito es satisfecha idénticamente. Para flujos potenciales incompresibles, el campo de velocidades es determinado a partir de la ecuación de continuidad, y por tal motivo la misma debe ser establecida independientemente de la presión. Una vez que el campo de velocidades es conocido, la presión es calculada mediante la versión no-estacionaria de la ecuación de Bernoulli. Además, al considerar que la velocidad del sonido es infinita, la influencia de las CC es transferida instantáneamente a todo el dominio de fluido; por lo tanto, el campo de velocidades instantáneo es obtenido a partir de las CC instantáneas. En adición a las CC, se utilizan los teoremas de Kelvin-Helmholtz (Lugt, 1983; Preidikman, 1998) y la condición no-estacionaria de Kutta para determinar la intensidad y la posición de las estelas (Konstantinopoulos et al., 1981; Preidikman, 1998).

La representación integral del campo de velocidades  $\mathbf{V}(\mathbf{R};t)$  en términos del campo de vorticidad  $\boldsymbol{\Omega}(\mathbf{R};t) = \nabla \times \mathbf{V}(\mathbf{R};t)$ , es una extensión de la conocida ley de Biot-Savart, que para flujos tridimensionales tiene la siguiente forma:

$$\mathbf{V}(\mathbf{R};t) = \frac{1}{4\pi} \iint_{S(\mathbf{R}_0;t)} \frac{\boldsymbol{\Omega}(\mathbf{R}_0;t) \times (\mathbf{R} - \mathbf{R}_0)}{|\mathbf{R} - \mathbf{R}_0|^2} dS(\mathbf{R}_0;t) \quad (4)$$

donde  $\mathbf{R}_0$  es un vector posición en la región compacta  $S(\mathbf{R}_0;t)$  del dominio del fluido. El argumento de la integral (4) es cero cuando  $\boldsymbol{\Omega}(\mathbf{R};t)$  se anula, por esto la región en donde el fluido es irrotacional no produce ninguna contribución sobre  $\mathbf{V}$ . En cada punto,  $\mathbf{V}$  puede ser computada explícitamente, e independientemente de la valuación en puntos vecinos. Como consecuencia de esta característica, que está ausente en métodos basados en diferencias finitas, la evaluación de  $\mathbf{V}$  puede ser confinada a las regiones viscosas; “la distribución de vorticidad en las regiones viscosas determina el campo de fluido, tanto en la región viscosa como en la no-viscosa”. Para formular la CC de “no-penetración” dada por la ecuación (2), es conveniente descomponer el potencial total de velocidades en tres partes: la primera debida a las sábanas vorticosas adheridas  $\Phi_B$ , la segunda debida a las sábanas vorticosas desprendidas  $\Phi_W$ , y la tercera debida a la corriente libre  $\Phi_\infty$ . Teniendo en cuenta esta descomposición del potencial total de velocidades, la ecuación (2) puede describirse como:

$$(\nabla\Phi_B + \nabla\Phi_W + \nabla\Phi_\infty - \mathbf{V}_s) \cdot \hat{\mathbf{n}} = 0 \quad (5)$$

### El método de red de vórtices no-estacionario

En el método de red de vórtices no-estacionario las sábanas vorticosas adheridas y libres son reemplazadas por una red de segmentos vorticosos de longitud finita y circulación  $\Gamma(t)$ . Para conservar la circulación se utilizan anillos vorticosos cerrados de cuatro lados rectos y de circulación  $G(t)$ . El valor de la circulación  $\Gamma(t)$  en un segmento es obtenida como suma vectorial de las circulaciones de los dos anillos adyacentes. Para obtener los valores de  $G(t)$  se utiliza la siguiente versión de la condición de no-penetración:

$$(\mathbf{V}_B + \mathbf{V}_W + \mathbf{V}_\infty - \mathbf{V}_s) \cdot \hat{\mathbf{n}} = 0 \quad (6)$$

donde  $\mathbf{V}_B$ ,  $\mathbf{V}_W$  son las velocidades asociadas a las sábanas vorticosas adheridas (capas límites), y las sábanas vorticosas desprendidas (estelas), respectivamente.

Idealmente, sería deseable satisfacer la ecuación (6) en todos los puntos de la superficie sólida, pero debido a que se ha discretizado la superficie en un número  $NP$  de anillos vorticosos, sólo es posible imponer la condición de “no-penetración” en un número finito de puntos, llamados puntos de control. En cada anillo vorticoso hay un punto de control en el centroide de sus nodos. Para aproximar  $\hat{\mathbf{n}}$ , en cada anillo vorticoso se utiliza el producto vectorial de sus dos vectores diagonales. Cuando se resuelve la ecuación (6) para encontrar  $\mathbf{V}_B$ , la estela, la corriente libre, y el movimiento de la superficie del sólido son conocidos. La velocidad asociada a las sabanas adheridas,  $\mathbf{V}_B$ , puede expresarse en términos de las incógnitas  $G_j(t)$  y de los coeficientes de influencia aerodinámicos  $A_{ij}$  (Preidikman y Mook, 2005; Konstandinopoulos et al 1981; Katz and Plotkin, 2001) como:

$$\sum_{j=1}^N A_{ij} G_j(t) = -(\mathbf{V}_\infty + \mathbf{V}_W - \mathbf{V}_S) \cdot \hat{\mathbf{n}}_i \quad i = 1, 2, \dots, NP \quad (7)$$

Una vez calculadas las circulaciones  $G_j(t)$  se “convectan” las estelas. El campo de fluido es dependiente del tiempo y la distribución de vorticidad sobre la superficie del sólido en un instante depende de las distribuciones previas de vorticidad. La forma de las estelas y distribución de vorticidad en las mismas son determinadas como parte de la solución; por lo tanto, la historia del fluido es almacenada en las estelas, se dice que la estela es el “historiador” del fluido. A medida que el tiempo transcurre la vorticidad es transportada corriente abajo, y el campo de velocidades asociado a la estela lejana no influye significativamente sobre el flujo alrededor del cuerpo, por esto suele decirse que el “historiador” tiene una memoria de corto lapso. En la implementación del método numérico, esto significa que sólo la estela cercana al cuerpo es importante, y el resto puede ser ignorado.

Los nodos que definen los extremos de cada segmento vorticoso en las estelas son convectados con la velocidad local del fluido, y su nueva posición,  $\mathbf{R}_{nodo}(t+\Delta t)$ , se determina de la siguiente manera (Konstandinopoulos et al. 1981; Preidikman y Mook, 2005):

$$\mathbf{R}_{nodo}(t + \Delta t) = \mathbf{R}_{nodo}(t) + \int_t^{t+\Delta t} \mathbf{V}_{nodo}[\mathbf{R}_{nodo}(\tau)] d\tau \approx \mathbf{R}_{nodo}(t) + \mathbf{V}_{nodo}[\mathbf{R}_{nodo}(t)] \Delta t \quad (8)$$

donde  $\mathbf{R}_{nodo}(t)$  es la posición del nodo en el tiempo  $t$ , y  $\Delta t$  es el incremento de tiempo. La aproximación presentada en la ecuación (8) no necesita iteraciones y es estable (Kandil et al, 1976).

#### Cálculo de las cargas aerodinámicas sobre cada elemento

Después de haber convectado las estelas se calculan las cargas aerodinámicas sobre las superficies sustentadoras (palas del rotor). Para cada elemento, se debe hallar el salto de presiones en el punto de control y luego multiplicarlo por el área del elemento y por el versor normal. Finalmente, se suman las fuerzas y los momentos de dichas fuerzas sobre todos los elementos. La presión en el punto de control de cada elemento se calcula mediante la ecuación de Bernoulli (9) para flujos no-estacionarios.

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{\mathbf{V} \cdot \mathbf{V}}{2} + \frac{p}{\rho} = \frac{\mathbf{V}_\infty \cdot \mathbf{V}_\infty}{2} + \frac{p_\infty}{\rho} = \text{constante} \quad (9)$$

Los detalles sobre el tratamiento de cada uno de los términos que aparecen en la ecuación (9) pueden encontrarse en las referencias (Preidikman y Mook, 2005; Konstandinopoulos et al., 1981).

#### CONICIDAD DE LAS PALAS

La geometría del rotor de un generador eólico se define por medio de varios parámetros. Los parámetros geométricos más importantes son: la distribución de perfiles aerodinámicos, la distribución de ahusamiento y de alabeo a lo largo de la pala, y la conicidad del rotor respecto a un plano perpendicular al eje de rotación. La conicidad del rotor queda definida por medio del ángulo  $\xi$ , que es el ángulo que forma el eje longitudinal de la pala con un plano perpendicular al eje de rotación, ver Figura 1.

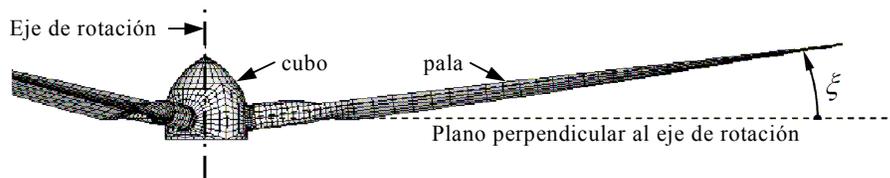


Figura 1: Ángulo de conicidad  $\xi$  de las palas de un rotor.

El ángulo de conicidad permite montar el rotor más cerca de la torre, ya que aleja las punteras de las palas evitando las colisiones que se podrían producir cuando las palas se flexionan por acción de las cargas aerodinámicas y pasan próximas a la torre. Debido a que el flujo asociado a un generador eólico es altamente complejo, es importante determinar de manera cualitativa y cuantitativa como influye sobre el comportamiento aerodinámico la variación de conicidad del rotor para diferentes condiciones de viento. Como parte del presente trabajo se estudia, ignorando la flexibilidad de las palas, como incide la conicidad de las palas del rotor en la configuración de rotor aislado.

## INCIDENCIA DE LA DIRECCIÓN DEL VIENTO SOBRE LA POTENCIA

Los generadores eólicos operan en condiciones ambientales complejas debido a la presencia de vientos de amplitud y dirección cambiante, a los efectos de turbulencia y la existencia de la capa límite terrestre. Todo esto hace que la aerodinámica asociada a estos sistemas de generación de energía sea inherentemente no-lineal y no-estacionaria. En una primera aproximación, se puede adoptar un perfil de viento uniforme y despreciar los efectos de turbulencia y de la capa límite terrestre.

La potencia que puede generar un rotor, depende de la dirección del viento incidente. La velocidad efectiva,  $V_E$ , que capta el rotor para la producción de potencia en el eje es la proyección de la velocidad de corriente libre sobre el eje de rotación:

$$V_E = V_\infty \cos(\alpha) \quad (10)$$

donde  $\alpha$  es el ángulo que forma la dirección del viento incidente respecto al eje de rotación. La potencia producida por el rotor es igual al producto escalar entre el momento aerodinámico  $\mathbf{M}$  y la velocidad angular del rotor  ${}^N\boldsymbol{\omega}^A$ , por lo tanto:

$$P = \mathbf{M} \cdot {}^N\boldsymbol{\omega}^A = q_E (L_C)^3 C_M {}^N\boldsymbol{\omega}^A \quad (11)$$

donde  $L_C$  es una longitud característica,  $C_M$  es el coeficiente de momento aerodinámico y  $q_E$  es la presión dinámica efectiva que se define como:

$$q_E = \frac{1}{2} \rho (V_E)^2 \quad (12)$$

Reemplazando la ecuación (10), en la ecuación (12), se obtiene:

$$q_E = \frac{1}{2} \rho (V_\infty)^2 \cos^2(\alpha) \quad (13)$$

donde se observa que la presión dinámica efectiva varía con el cuadrado del coseno de  $\alpha$ . Reemplazando la ecuación (13), en la ecuación (11), se obtiene la siguiente expresión para el cómputo de la potencia obtenida en el eje del rotor:

$$P = \frac{1}{2} \rho (V_\infty)^2 (L_C)^3 {}^N\boldsymbol{\omega}^A C_M \cos^2(\alpha) \quad (14)$$

Si la expresión dada en (14) se divide por  $P_0$  (valor de potencia cuando  $\alpha = 0$ ), se obtiene una versión adimensionalizada de la potencia obtenida en el eje del rotor, donde el cociente  $C_M(\alpha)/C_M(0)$  es una función no lineal del ángulo  $\alpha$  que toma un valor próximo a la unidad. Por lo tanto, en una primera aproximación, se puede estimar que la variación  $P/P_0$  en función de  $\alpha$  es igual a  $\cos^2(\alpha)$ .

$$\frac{P}{P_0} = \frac{C_M(\alpha)}{C_M(0)} \cos^2(\alpha) \quad (15)$$

## MODELO DE RUPTURA DE LAS ESTELAS

Un aspecto importante a tener en cuenta en el estudio de la aerodinámica de LHAWTs es la ruptura que se produce en las estelas vorticosas cuando impactan sobre la torre portante. Este fenómeno da origen a cargas periódicas que deben ser tenidas en cuenta al diseñar la estructura del equipo y al evaluar el desempeño del mismo.

En un medio fluido, cuando la estela formada detrás de una superficie sustentadora es atravesada por un cuerpo sólido, se rompe o interrumpe. Para realizar simulaciones numéricas de este fenómeno es necesario disponer de una formulación matemática del fluido altamente compleja que sea capaz de capturar la interacción entre regiones del fluido dominadas por vorticidad y las fronteras de los cuerpos sólidos inmersos en el seno del fluido.

Las formulaciones basadas en el Método de Elementos Finitos (MEF) son muy efectivas como estrategia para abordar el problema, pero poseen la desventaja de su gran costo computacional. En el presente trabajo, el costo computacional es un parámetro sumamente importante, teniendo en cuenta que este esfuerzo constituye solo una etapa intermedia de un proyecto mayor cuyo objetivo es desarrollar simulaciones numéricas aeroelásticas basadas en un esquema de interacción fuerte entre el fluido, la estructura y el sistema de control. Por ello se descarta la posibilidad de utilizar formulaciones basadas en el MEF. No obstante hay que remarcar que a medida que las capacidades computacionales aumentan el estado del arte en la interacción fluido-estructura tiende a la utilización de formulaciones del tipo MEF, ya que estas técnicas poseen potenciales enormes y sólo es cuestión de tiempo para que alcancen la jerarquía de técnicas estándar.

El NLUVLM es una técnica muy flexible, pero posee limitaciones. El fenómeno de ruptura de estela no puede ser capturado con la versión clásica de esta técnica a menos que se incorpore un modelo de ruptura de estela que sea compatible con la física subyacente y con los aspectos referidos a la implementación del NLUVLM.

En el modelo aerodinámico utilizado la vorticidad sólo puede ser creada y destruida en la superficie del sólido. En todo otro punto del dominio el fluido es irrotacional e incompresible, y la vorticidad sólo puede ser transportada. Cuando las estelas impactan sobre la torre portante se rompen, porque no pueden penetrar la superficie de la torre (condición de no-penetración de las estelas en la superficie del sólido), siendo en la frontera del sólido donde se produce el reajuste de circulación de los segmentos vorticosos.

En el modelo de ruptura de las estelas aquí propuesto, se define una región de control que rodea al sólido sobre el cual las estelas van a impactar, en nuestro caso la torre. En cada paso de tiempo se verifica que los nodos pertenecientes a las estelas estén fuera de esta región. En el caso de que algún nodo se encuentre dentro (nodo penetrante), los segmentos vorticosos que estén asociados al nodo penetrante pasan a ser descartados. De esta manera en cada paso de tiempo sólo son excluidos algunos segmentos y la ruptura se torna un proceso gradual. Al modelar la ruptura de las estelas de esta manera se evitan discontinuidades numéricas fuertes en las mismas que originarían saltos abruptos en las cargas aerodinámicas.

### MODELO DE CAPA LÍMITE TERRESTRE (CLT)

En las regiones donde son emplazados los LHAWTs existen condiciones ambientales altamente complejas, tales condiciones se deben al carácter tridimensional y no-estacionario del flujo incidente. La interacción entre la corriente libre y el suelo da lugar a la existencia de la CLT. El desarrollo de esta capa límite es fuertemente influenciado por la rugosidad del suelo, la topología del terreno, y la velocidad del aire. La combinación de estos factores da lugar a un perfil de velocidades que varía en función de la altura.

En el modelo aerodinámico desarrollado en el presente trabajo se incluyó la presencia de la CLT, para ello se considera el perfil del viento en la capa límite terrestre incorporado en el reglamento CIRSOC 102 (Reglamento CIRSOC 102, 1995). Este reglamento define el perfil de viento en términos de la variación de la presión dinámica en función de la altitud y de la rugosidad del terreno:

$$q_z = q_0 c_z c_d \quad (16)$$

donde  $q_z$  es la presión dinámica en función de la altura  $z$ ,  $q_0$  es la presión dinámica de referencia,  $c_z$  es un coeficiente adimensional que expresa la ley de variación de la presión con la altura tomando en consideración el tipo de rugosidad del terreno y  $c_d$  es el coeficiente adimensional de reducción que toma en consideración las dimensiones de la construcción. La expresión general del coeficiente  $c_z$  es:

$$c_z = \left[ \frac{\ln(z/z_i)}{\ln(10/z_1)} \right]^2 \left( \frac{z_i}{z_1} \right)^{0.1412} \quad (17)$$

donde  $z$  es la altura del punto considerado respecto del nivel de referencia,  $z_i$  es un parámetro que depende del tipo de rugosidad 'i = I, II, III ó IV' del terreno y  $z_1$  es el parámetro correspondiente a la rugosidad tipo I. En este trabajo se considera un coeficiente adimensional de reducción  $c_d$  igual a la unidad. Éste es el valor más desfavorable que puede tomar ya que no tiene en cuenta ningún tipo de reducción por las dimensiones de la construcción.

La presión dinámica puede escribirse como  $q = \frac{1}{2} \rho v^2$  y combinarse con la expresión (17). Operando algebraicamente, se puede expresar el módulo de la velocidad en función de la altura y de la rugosidad como:

$$v_z = \left\{ \left[ \frac{\ln(z/z_i)}{\ln(10/z_1)} \right] \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_z} \left( \frac{z_i}{z_1} \right)^{0.1412}} \right\} v_0 \quad (18)$$

donde  $v_0$  es el módulo de la velocidad de referencia del lugar,  $\rho_z$  es la densidad del aire en el punto considerado y  $\rho_0$  es la densidad del aire de referencia. En las simulaciones realizadas, la variación de densidad del aire en función de la altura se considera nula, ya que la altura del equipo se encuentra por debajo de los 120 metros y en esa diferencia de altitud las variaciones de densidad son despreciables. Los lugares donde se instalan estos equipos poseen características rurales: hay baja densidad de construcciones y predomina un perfil de terreno llano sin rugosidades importantes frente a las acciones de viento. Por lo tanto para el problema aquí estudiado se ha considerado una rugosidad de tipo I.

Teniendo en cuenta las consideraciones expuestas en los párrafos anteriores, el perfil de velocidades de viento asociado a la presencia de la capa límite terrestre adopta la siguiente forma:

$$v_z = \left[ \frac{\ln(z/z_1)}{\ln(10/z_1)} \right] v_0 \quad (19)$$

## RESULTADOS

A continuación se presentan resultados obtenidos con la herramienta computacional que está siendo desarrollada. Esos resultados son de dos tipos: primero, se muestran resultados de carácter paramétrico para un rotor de LHAWT; y, en segundo lugar, se presentan resultados correspondientes a una configuración completa de un LHAWT. En las simulaciones se consideró un rotor de tres palas de 70 m de diámetro rotando a 12 rpm y viento de frente con una velocidad de 20 m/s que se aplica sobre el rotor de manera impulsiva. El mismo rotor fue utilizado anteriormente por Gebhardt et al., (2008a y 2008b).

### *Influencia de la dirección del viento sobre la potencia*

Para estudiar la influencia de la dirección del viento sobre la potencia extraída se realizaron simulaciones variando la dirección del viento incidente respecto al eje del rotor. Las simulaciones fueron realizadas para una misma velocidad del viento pero variando los valores del ángulo de incidencia  $\alpha$  desde  $0^\circ$  hasta  $45^\circ$ , con incrementos de  $5^\circ$ . La potencia producida por el rotor en función de  $\alpha$  fue normalizada respecto de la potencia correspondiente a  $\alpha = 0^\circ$ .

Los resultados se muestran en la Figura 2a, donde además fue graficada la función  $\cos^2(\alpha)$  con la finalidad de mostrar la incidencia del factor  $C_M(\alpha)/C_M(0)$  en la potencia adimensionalizada. Se advierte que para valores de  $\alpha$  menores a  $15^\circ$ , la potencia adimensionalizada varía como  $\cos^2(\alpha)$ ; esto significa que el efecto de las no-linealidades sobre  $C_M(\alpha)$  es pequeño. En cambio, para valores de  $\alpha$  mayores a  $15^\circ$  los efectos no-lineales comienzan a ser importantes; notar que en esa zona los valores predichos por las simulaciones se separan bastante de la curva correspondiente a la función  $\cos^2(\alpha)$ .

### *Influencia de la conicidad de las palas sobre la potencia*

Para analizar la influencia de la conicidad de las palas sobre la potencia extraída se realizaron simulaciones, variando la conicidad de las palas del rotor (ver Figura 1), para una condición de viento incidente de dirección y magnitud fijas,  $V_\infty = 20$  m/s y  $\alpha = 0^\circ$ . Las simulaciones fueron realizadas para valores del ángulo  $\xi$  que van desde  $-15^\circ$  hasta  $+15^\circ$  con incrementos de  $5^\circ$ .

En la Figura 2b se muestra la variación de la potencia obtenida en función del ángulo de conicidad del rotor. Se observa una curva sesgada hacia la izquierda que alcanza su máximo cuando  $\xi = -3,5^\circ$ . Este valor carece de importancia práctica por lo comentado anteriormente en la sección correspondiente al ángulo de conicidad. En la Figura 2c se ha adimensionalizado la potencia para mostrar la importante pérdida debida a la conicidad de las palas ( $P_0$  es la potencia cuando  $\xi = 0$ ). Se observa que cuando la conicidad es de  $7^\circ$ , la potencia es un 4 % menor que la correspondiente a  $\xi = 0$ . Este resultado confirma que la aerodinámica de los rotores es dependiente de la configuración geométrica.

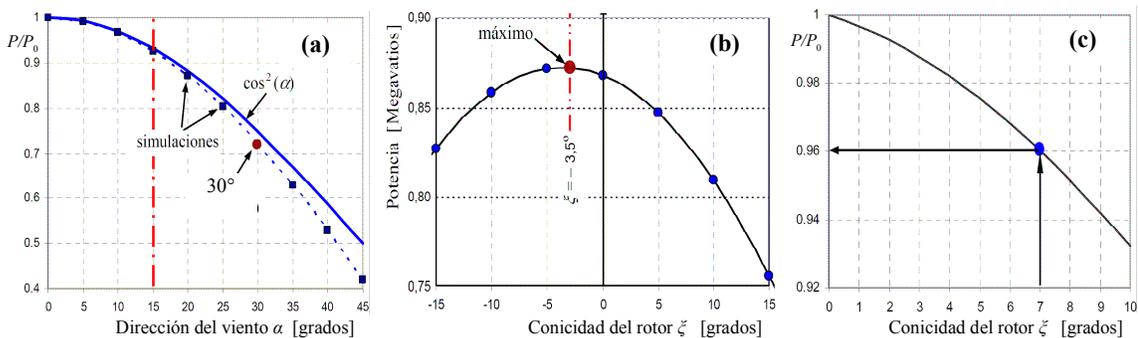


Figura 2: Potencia obtenida en función de la dirección del viento (a) y de la conicidad (b y c).

### *Incidencia de la presencia de la torre portante*

En la Figura 3 se presentan visualizaciones de la evolución en el tiempo de las estelas ignorando y considerando la presencia de la torre portante. En la figura 3b es posible observar como las estelas se rompen cuando atraviesan la torre.

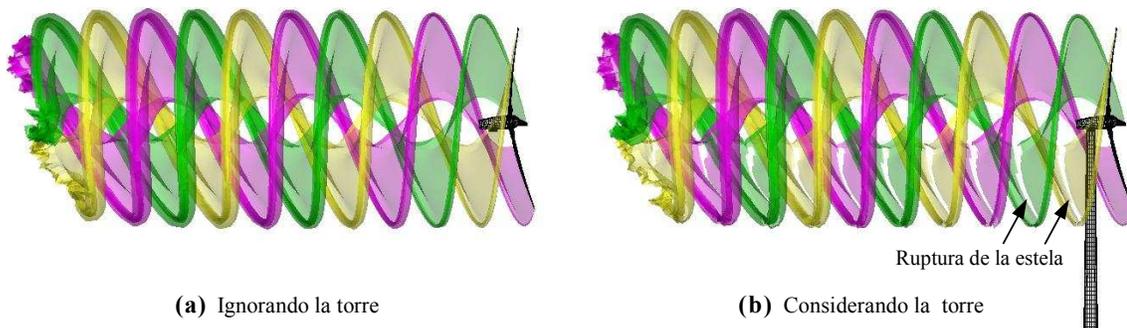


Figura 3: Influencia de la presencia de la torre portante del aerogenerador sobre las estelas.

Las Figuras 4 y 6 contienen gráficas que muestran la variación de la fuerza axial y de la potencia producida en función del ángulo que forma una pala de referencia respecto de un plano horizontal. Para los casos aquí presentados la posición inicial de esta pala es igual a  $60^\circ$ . En el momento en que esta pala de referencia se encuentra frente de la torre forma un ángulo de  $90^\circ$  con el plano horizontal. Esta situación, que ocurre cada vez que el rotor completa una vuelta, se indica mediante la línea roja de trazos vertical. La fuerza axial es la componente de la fuerza aerodinámica resultante que actúa sobre el eje del rotor; dicha fuerza genera la flexión de la torre hacia adelante y atrás. La potencia producida, es aquella que es extraída del viento y que está disponible para ser transformada en potencia eléctrica en forma de torque sobre el eje del rotor.

En la Figura 4a se graficó la variación de la fuerza axial. La presencia de la torre portante genera una variación alterna de la fuerza axial (curva azul a trazos) respecto al caso donde se ignora su presencia (curva negra continua). Para ambas curvas, una vez superado el transitorio, el valor de la fuerza axial se estabiliza. Cuando se tiene en cuenta la presencia de la torre la alternancia alcanza 3 periodos cada  $360^\circ$  de giro del rotor porque las palas pasan frente a la torre 3 veces por cada vuelta.

En la Figura 4b se presenta una gráfica de la potencia producida, ocurre una situación similar a la mencionada en el párrafo anterior respecto de la fuerza axial. Si bien las variaciones producidas por la presencia de la torre no modifican notablemente el valor medio de la potencia, la componente alterna de la carga puede eventualmente sufrir amplificación dinámica en proximidades de resonancia dando lugar a una situación perjudicial desde el punto de vista de la fatiga de los elementos estructurales.

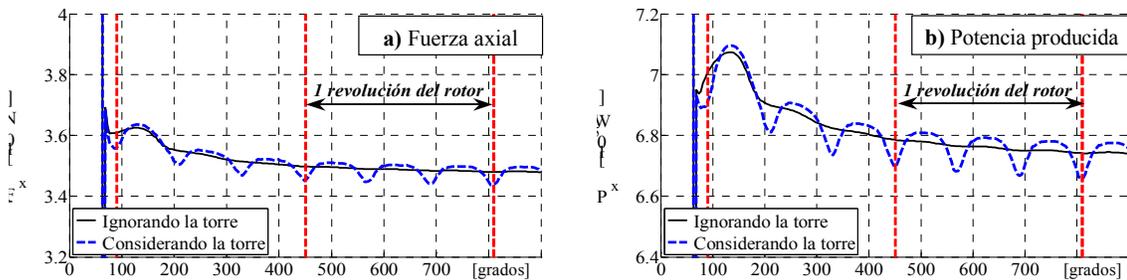


Figura 4: Incidencia de la presencia de la torre sobre la fuerza axial y sobre la potencia producida.

#### Incidencia de la existencia de la capa límite terrestre (CLT)

En las Figura 5 se muestran visualizaciones del desarrollo de las estelas ignorando y considerando la existencia de la CLT. Se aprecian diferencias entre las Figura 5a y 5b en cuanto a la forma que toman las estelas. Cuando se ignora la CLT la estela avanza de manera casi uniforme, mientras que al considerar su presencia la estela se va deformando; la forma que adquiere se debe al perfil de velocidades asociado a la capa límite. Notar que en ambos casos se ha considerado la presencia de la torre.

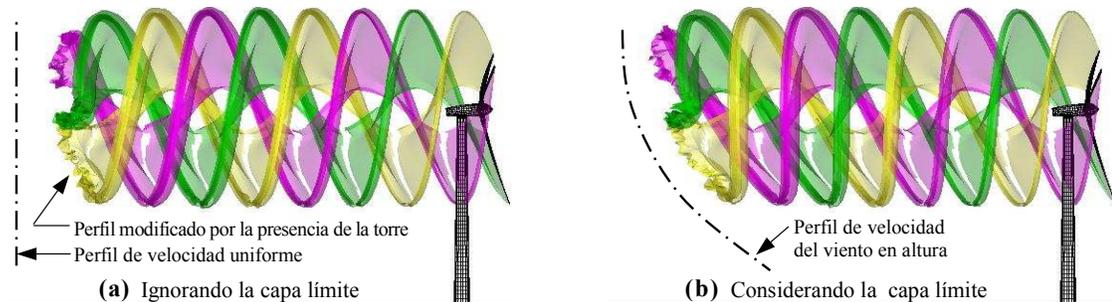


Figura 5: Influencia de la capa límite terrestre. (a) Ignorando la capa límite. (b) Considerando la capa límite.

En la Figura 6a se ha graficó la fuerza axial. La existencia de la CLT produce una disminución de la fuerza axial (curva azul a trazo) respecto al caso donde se la ignora (curva negra continua). Una vez alcanzado el régimen estacionario la disminución en la fuerza axial es del orden del 3%. En la Figura 6b se ha graficó la potencia producida. Se repite una situación similar a la comentada en la oración anterior relativa a la fuerza axial. Una vez alcanzado el régimen estacionario la disminución en la potencia producida es de alrededor del 2%. En las curvas se aprecian, además, las variaciones originadas por la presencia de la torre.

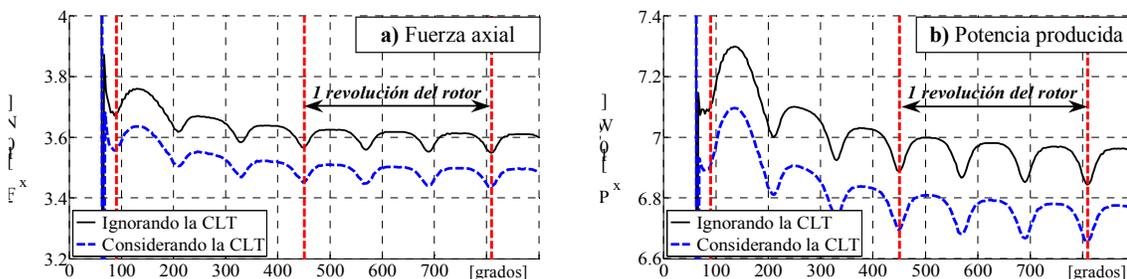


Figura 6: Gráficas de la fuerza axial y la potencia producida en función del ángulo girado por el rotor.

## CONCLUSIONES

En este trabajo se presentaron y analizaron resultados obtenidos con una herramienta computacional que esta siendo desarrollada para predecir, en el dominio del tiempo, el comportamiento aerodinámico no-estacionario y no-lineal de generadores eólicos de eje horizontal y de gran potencia. Los resultados obtenidos ayudan a comprender el comportamiento aerodinámico asociado a los grandes aerogeneradores, cuya complejidad es bien reconocida pero no entendida totalmente.

Es posible afirmar que las cargas aerodinámicas son fuertemente dependientes de la dirección de la corriente de viento, y la potencia producida se reduce cuando aumenta el ángulo de incidencia respecto del eje del rotor. Se demostró que para ángulos de hasta 15° la disminución de potencia sigue la ley del coseno cuadrado del ángulo de incidencia. También ha sido posible explicar, de forma cuantitativa, como influye la conicidad del rotor en la potencia producida.

El efecto producido por la presencia de la torre portante ha sido capturado de manera muy satisfactoria. Si bien esta interacción no repercute en gran manera sobre la potencia media producida, da origen a cargas alternantes que deben ser tenidas en cuenta al dimensionar los componentes estructurales, ya que estas variaciones pueden producir problemas de amplificación dinámica en proximidades de resonancia, fallas de las componentes por fatiga, o efectos dinámicos de inestabilidad. La incidencia de la presencia de la capa límite terrestre sobre la potencia producida también ha sido capturado de manera satisfactoria. La existencia de la capa límite reduce la eficiencia del equipo respecto a lo que se obtendría con un viento de perfil constante.

Queda pendiente para un trabajo futuro realizar un estudio más general de tipo paramétrico que tenga en cuenta: la combinación de otras características geométricas del rotor (por ejemplo: las distribuciones de perfiles, de ahusamiento, y de alabeo a lo largo de la pala); la relación entre el diámetro de la torre y el diámetro del rotor (presencia de la torre); y, la relación entre el diámetro de rotor y la distancia mínima al piso (incidencia del suelo), donde además podrían tenerse en cuenta condiciones con viento cruzado y la presencia de ráfagas. Si bien la herramienta aquí presentada es un buen punto de partida para lograr la comprensión cabal del comportamiento aerodinámico de los grandes aerogeneradores, en el futuro será necesario llevar a cabo simulaciones que incluyan: la dinámica estructural, los sistemas de control, y las condiciones ambientales altamente complejas que tienen lugar en las zonas donde normalmente se emplazan estos equipos.

## REFERENCIAS

- Gebhardt C.G., Preidikman S., Massa J.C., y Weber G.G. (2008). Comportamiento aerodinámico y aeroelástico de rotores de generadores eólicos de eje horizontal y de gran potencia. *Mecánica Computacional* 27, 519-539.
- Gebhardt C.G., Preidikman S. y Massa J.C. (2009a). Simulaciones numéricas del comportamiento aerodinámico de generadores eólicos de eje horizontal y de gran potencia. Segundo Congreso Iberoamericano Hidrógeno y Fuentes Sustentables de Energía. San Juan, Argentina.
- Gebhardt C.G., Preidikman S. y Massa J.C. (2009b). Análisis aeroservoelástico de generadores eólicos de gran potencia y de eje horizontal: Una nueva metodología. Segundo Congreso Iberoamericano Hidrógeno y Fuentes Sustentables de Energía. San Juan, Argentina.
- Kandil O.A., Mook D.T. and Nayfeh A.H. (1976). Nonlinear prediction of the aerodynamic loads on lifting surfaces. *Journal of Aircraft* 13, 22-28.
- Katz J. and Plotkin A. (2001). *Low-speed aerodynamics*, Cambridge University Press.
- Konstantinopoulos P., Mook D.T. and Nayfeh A.H. (1981). A numerical method for general, unsteady aerodynamics. AIAA-81-1877.
- Lugt H. (1983). *Vortex flow in nature and technology*, John Wiley & Sons.
- Muljadi E., Butterfield C.P. and Jul M.L. Jr. (1997). Effect of turbulence on power generation for variable speed wind turbines, ASME Wind Energy Symposium.
- Preidikman S. y Mook D.T. (2005). Modelado de fenómenos aeroelásticos lineales y no-lineales: los modelos aerodinámico y estructural, *Modelización aplicada a la ingeniería –Volumen I*, 365-388.
- Preidikman S. (1998). Numerical simulations of interactions among aerodynamics, structural dynamics, and control systems. Ph.D. Thesis, Virginia Polytechnic Institute and State University.
- Reglamento CIRSOC 102-2005 (2005). Reglamento argentino de acción del viento sobre las construcciones.

## ABSTRACT

In this work numerical simulations of the non-linear and unsteady aerodynamic behavior of a Large Horizontal-Axis Wind Turbine (LHAWT) are presented for the configurations of an isolated rotor and complete wind turbine. The range of operation velocities of the wind, along with the large dimensions of the wind turbine give place to high Reynolds numbers flows. These facts strengthen the hypothesis that assumes that viscous effects are only confined to the boundary layers and the wakes. The aerodynamic phenomenon is modeled by using the Non-Linear and Unsteady Vortex-Lattice Method, which allows for the magnitude and the time evolution of the aerodynamic loads. The obtained results help understanding the influence in the efficiency of a LHAWT due to: the wind direction, the rotor's coning angle, the existence of the land surface boundary layer and the presence of the turbine support tower.

**Keywords:** Wind Energy, Wind Turbines, Aerodynamics, Simulations, Interactions, Wakes, Land-Surface Boundary Layer.