

DETERMINACIÓN DE LAS CARACTERÍSTICAS AERODINÁMICAS DE PERFILES PARA AEROGENERADORES DE BAJA POTENCIA UTILIZANDO DINÁMICA DE FLUIDOS COMPUTACIONAL

Ezequiel J. López^{a,c}, Andrés E. Zappa^{b,c} y Carlos A. Wild Cañón^{b,c}

^a*Instituto de Investigación en Tecnologías y Ciencias de la Ingeniería, Universidad Nacional del Comahue-CONICET, Buenos Aires 1400, 8300 Neuquén, Argentina*
ezequiel.lopez@fain.uncoma.edu.ar

^b*Laboratorio de Energía Eólica, Instituto Nacional de Tecnología Industrial, RN 7 km 5 – Mercado Concentrador Neuquén, 8300 Neuquén, Argentina*
azappa@inti.gob.ar; cwildcanon@inti.gob.ar

^c*Dpto. de Mecánica Aplicada, Facultad de Ingeniería, Universidad Nacional del Comahue, Buenos Aires 1400, 8300 Neuquén, Argentina*

Palabras Clave: Aerogeneradores de Baja Potencia, Burbuja de separación laminar, Dinámica de Fluidos Computacional, OpenFOAM(R).

Resumen. La teoría de elemento de pala y conservación de la cantidad de movimiento (BEM, por *Blade Element-Momentum Theory*) constituye la base usualmente empleada para el diseño de Aerogeneradores de Baja Potencia. Esta teoría requiere del conocimiento *a priori* de los coeficientes de sustentación y arrastre de los perfiles aerodinámicos que conforman la sección de las palas, los cuales suelen obtenerse de forma experimental. Cuando no se dispone de datos experimentales, una opción es utilizar técnicas CFD (*Computational Fluid Dynamics*) a fin de obtener las características aerodinámicas del perfil mediante la simulación del flujo en el rango de operación. Las palas de los Aerogeneradores de Baja Potencia trabajan en un régimen de flujo considerado de bajo número de Reynolds, típicamente por debajo de $5e5$. En este régimen es posible que la capa límite laminar se separe y, bajo ciertas circunstancias, vuelva a adherirse corriente abajo formando lo que se conoce como burbuja de separación laminar (LSB, por *Laminar Separation Bubble*). La formación de las LSBs puede provocar una disminución del coeficiente de sustentación del perfil y un aumento del coeficiente de arrastre, como así también generar un bucle de histéresis de estos coeficientes en la región del *stall*. La simulación por CFD de este tipo de flujos requiere por lo tanto del empleo de modelos de turbulencia que sean capaces de representar dichos fenómenos. En este trabajo se comparan dos modelos de turbulencia de tipo EVM (*Eddy Viscosity Model*) para las ecuaciones RANS (*Reynolds-Average Navier-Stokes*): una versión modificada del modelo SST (*Shear Stress Transport*) k-omega, en la cual se emplea la versión para bajos números de Reynolds del modelo k-omega, y el modelo transicional kT-kL-omega actualizado con las últimas correcciones introducidas por sus autores. Las modificaciones a ambos modelos fueron implementadas en la suite OpenFOAM(R), software que se utilizó para simular el flujo alrededor de un perfil Wortmann FX63-137 para ángulos de ataque comprendidos entre -6 y 12 grados, y números de Reynolds entre $1e5$ y $5e5$. Los resultados obtenidos son contrastados con datos experimentales y numéricos disponibles en la literatura.

1. INTRODUCCIÓN

El diseño de Aerogeneradores de Baja Potencia se inicia determinando las condiciones de funcionamiento conforme a la velocidad media de viento y potencia de generación deseada. A diferencia de los Aerogeneradores de Alta Potencia, donde el diseño se realiza según una determinada clase de viento (según norma IEC61400-1), la cual define una velocidad media y una intensidad de turbulencia, en baja potencia se agrega una clase de viento adicional para medias menores de velocidad, y se aumenta la intensidad de turbulencia. Esto se debe a que el uso de los Aerogeneradores de Alta Potencia está orientado a lugares elegidos para tal fin, mientras que en baja potencia la localización es una condición previa a la elección de la máquina, usualmente lugares con viento pero con medias inferiores a las observadas en aplicaciones de alta potencia. Por otro lado, pueden existir aplicaciones inversas, es decir, sitios con condiciones muy exigentes que requieran diseños clase especial (clase S según norma IEC61400-2). Estas diferencias imponen condiciones para el diseño que deben ser contempladas y que se reflejan en el tipo de perfiles aerodinámicos a seleccionar en la etapa de diseño. El número de Reynolds para aerogeneradores de baja potencia está típicamente comprendido entre valores de 1×10^5 a 5×10^5 , lo cual se considera un valor bajo en el ámbito de perfiles aerodinámicos. En [Selig y McGranahan \(2004\)](#) se presenta una serie de ensayos de perfiles utilizados para Aerogeneradores de Baja Potencia, trabajo del cual se toman los valores para contrastar con los resultados obtenidos mediante la simulación por CFD (*Computational Fluid Dynamics*).

La metodología propuesta para abordar el problema fue la de seleccionar un perfil aerodinámico de propiedades conocidas, del cual se conozcan datos experimentales y de simulaciones por otros métodos, con el objetivo de desarrollar un caso de aplicación en OpenFOAM®. Se pretende mediante varios modelos de turbulencia implementados en OpenFOAM® obtener resultados contrastables con los datos experimentales, esperando una mejora a los obtenidos por otros métodos, como por ejemplo la simulación mediante Xfoil ([Drela y Youngren, 1982-2017](#)). Habiendo validado la herramienta con un perfil conocido, el objetivo a futuro será aplicarla a perfiles de geometrías no ensayadas, como es el caso en la fabricación de Aerogeneradores de Baja Potencia, donde algunos diseñadores modifican la geometría del perfil para inducir el *stall* a fin de regular la máquina. Actualmente esta práctica se realiza en forma empírica, no pudiendo determinar exactamente el punto de regulación del rotor por condiciones de altas velocidades de viento y de rotación.

El perfil aerodinámico seleccionado para realizar las simulaciones fue el Wortmann FX63-137 por sus características de alto coeficiente de sustentación para bajos números de Reynolds, lo que lo hace atractivo para la aplicación en particular. Además, para este perfil existe en la literatura una importante cantidad de datos experimentales y resultados numéricos que pueden utilizarse para contrastar los resultados obtenidos.

El trabajo está organizado del siguiente modo. En la sección §2 se presenta el modelo matemático que se utiliza, incluyendo particularmente los modelos de turbulencia considerados. En la sección siguiente se describe brevemente el esquema numérico de resolución. A continuación se realiza el planteo general del problema para luego presentar los resultados obtenidos. Finalmente se presentan las conclusiones y propuestas de trabajo futuro.

2. MODELO MATEMÁTICO

El flujo de aire alrededor del perfil seleccionado se asume incompresible e isotérmico, debido al bajo número de Mach de la corriente libre. Las ecuaciones que gobiernan este problema son las ecuaciones de Navier-Stokes para flujo incompresible junto con la de continuidad. Además,

dato que el régimen de flujo es turbulento, se consideran dos modelos de turbulencia tipo EVM (*Eddy Viscosity Model*) para las ecuaciones RANS (*Reynolds-Average Navier-Stokes*) descriptos en las siguientes secciones. Los modelos seleccionados deben ser capaces de capturar la transición entre flujo laminar y turbulento dentro de la capa límite, debido a que dentro del rango de números de Reynolds a los cuales trabajan los perfiles para Aerogeneradores de Baja Potencia puede presentarse la formación de burbujas de separación laminar (LSB, por *Laminar Separation Bubble*, Marchman (1987)). La formación de las LSBs se produce por la separación de la capa límite laminar y, bajo ciertas circunstancias, su re-adherencia corriente abajo, provocando una disminución del coeficiente de sustentación del perfil y un aumento del coeficiente de arrastre.

2.1. Modelo de turbulencia SST $k - \omega$ LR

El modelo de turbulencia SST (*Shear-Stress Transport*) fue propuesto por Menter (1993) y consiste en una combinación de los modelos $k - \epsilon$ estándar y $k - \omega$ (Wilcox, 1988). En la región de la capa límite más cercana a la pared el modelo SST se convierte en el modelo $k - \omega$, mientras que fuera de la capa límite se recupera totalmente el modelo $k - \epsilon$. En la versión original de este modelo se emplea el modelo $k - \omega$ para altos números de Reynolds, lo cual no resulta apropiado para el presente problema debido a las características del flujo que se buscan resolver. Por lo tanto, el modelo SST empleado en este trabajo incorpora la versión del modelo $k - \omega$ para bajos Reynolds (LR, por *Low-Reynolds*), la cual posee cierta capacidad de captar la transición del flujo a turbulento (Wilcox, 2006). Esta combinación fue propuesta por Langtry y Sjolander (2002) para estudiar la transición del flujo en turbomaquinaria.

La versión para flujo incompresible de este modelo se escribe

$$\begin{aligned} \frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial u_j k}{\partial x_j} &= P_k - \beta^* \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \sigma_k \nu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \\ \frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial u_j \omega}{\partial x_j} &= \frac{\gamma}{\nu_t} P_k - \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \sigma_\omega \nu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2(1 - F_1) \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (1)$$

donde u_i es la i -ésima componente de la velocidad del flujo, k es la energía cinética turbulenta, ω es la tasa específica de disipación turbulenta, ν es la viscosidad cinemática del fluido, ν_t es la viscosidad cinemática turbulenta, y F_1 es una función de mezcla definida como

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4) \quad (2)$$

siendo

$$\arg_1 = \min \left(\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}; \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right); \frac{4\sigma_{\omega 2} k}{CD_{k\omega} y^2} \right) \quad (3)$$

En esta expresión y representa la distancia a la pared más cercana y

$$CD_{k\omega} = \max \left(2\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}; 1 \times 10^{-10} \right) \quad (4)$$

La viscosidad cinemática turbulenta se calcula en este modelo como

$$\nu_t = \min \left(\alpha^* \frac{k}{\omega}; \frac{a_1 k}{SF_2} \right) \quad (5)$$

donde S es el módulo del tensor tasa de deformación $S_{ij} = 1/2(\partial u_{i,j} + \partial u_{j,i})$, $a_1 = 0.31$ y F_2 es otra función de mezcla dada por

$$F_2 = \tanh(\arg_2^2) \quad (6)$$

$$\arg_2 = \max \left(2 \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}; \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right) \quad (7)$$

Dado que el modelo SST $k - \omega$ LR surge de la mezcla de dos modelos, todos sus coeficientes se definen como mezcla de los correspondientes coeficientes de ambos modelos. Los coeficientes con subíndice 1 corresponden al modelo $k - \omega$ LR, mientras que los que poseen subíndice 2 son aquellos del modelo $k - \epsilon$. La mezcla de coeficientes se calcula empleando la función F_1 , de modo tal que, para un coeficiente genérico ϕ , se tiene

$$\phi = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2 \quad (8)$$

Los coeficientes del modelo $k - \omega$ LR están dados por (Wilcox, 2006)

$$\begin{aligned} \beta_1^* &= 0.09 \left[\frac{5/18 + (R_T/R_\beta)^4}{1 + (R_T/R_\beta)^4} \right], & \gamma_1 &= \frac{5}{9} \left(\frac{\alpha_0 + R_T/R_\omega}{1 + R_T/R_\omega} \right), & \alpha_1^* &= \frac{\alpha_0^* + R_T/R_k}{1 + R_T/R_k} \\ \sigma_{k1} &= 0.85, & \sigma_{\omega1} &= 0.5, & \beta_1 &= 0.075, & \alpha_0 &= 1/9, & \alpha_0^* &= \beta_1/3, \\ & & R_\beta &= 8, & R_\omega &= 2.61, & R_k &= 6 \end{aligned} \quad (9)$$

En la ecuación (9) R_T es la relación

$$R_T = \frac{k}{\omega \nu} \quad (10)$$

Asimismo, los coeficientes correspondientes al modelo $k - \epsilon$ estándar son los siguientes:

$$\begin{aligned} \beta_2^* &= 0.09, & \gamma_2 &= \beta_2/\beta_2^* - \sigma_{\omega2} \kappa^2 / \sqrt{\beta_2^*}, & \alpha_2^* &= 1, \\ \sigma_{k2} &= 1, & \sigma_{\omega2} &= 0.856, & \beta_2 &= 0.0828, & \kappa &= 0.41, \end{aligned} \quad (11)$$

El término de producción de energía cinética turbulenta se calcula como

$$P_k = \min \left(2\nu_t S_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}, 10\beta^* \omega k \right) \quad (12)$$

2.2. Modelo de turbulencia $k_T - k_L - \omega$

Este modelo fue propuesto originalmente por Walters y Cokljat (2008), pero la versión que se utilizó en este trabajo corresponde a la presentada en Lopez y Walters (2017) donde, además de algunas correcciones tipográficas a las ecuaciones del artículo original, se incluye una modificación a fin de evitar la producción de energía cinética laminar lejos de las paredes, lo cual carece de sentido físico. Este modelo propone ecuaciones de transporte para la energía cinética turbulenta (k_T), la energía cinética laminar (k_L) y la variable determinante de la escala (ω), las

cuales, en su versión para flujo incompresible, son las siguientes:

$$\begin{aligned} \frac{\partial k_T}{\partial t} + \frac{\partial u_j k_T}{\partial x_j} &= P_{k_T} + R_{BP} + R_{NAT} - \omega k_T - D_T + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\alpha_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k_T}{\partial x_j} \right] \\ \frac{\partial k_L}{\partial t} + \frac{\partial u_j k_L}{\partial x_j} &= P_{k_L} - R_{BP} - R_{NAT} - D_L + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \frac{\partial k_L}{\partial x_j} \right] \\ \frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial u_j \omega}{\partial x_j} &= C_{\omega 1} \frac{\omega}{k_T} P_{k_T} + \left(\frac{C_{\omega R}}{f_W} - 1 \right) \frac{\omega}{k_T} (R_{BP} + R_{NAT}) - C_{\omega 2} \omega^2 f_W^2 + \\ &C_{\omega 3} f_{\omega} \alpha_T f_W^2 \frac{\sqrt{k_T}}{y^3} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\alpha_T}{\sigma_{\omega}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \end{aligned} \quad (13)$$

La producción de energía cinética turbulenta se modela sel siguiente modo

$$P_{k_T} = \nu_{T,s} S^2 \quad (14)$$

donde $\nu_{T,s}$ es la viscosidad de torbellino de pequeña escala definida como

$$\nu_{T,s} = f_{\nu} f_{INT} C_{\mu} \sqrt{k_{T,s}} \lambda_{eff} \quad (15)$$

donde

$$\begin{aligned} k_{T,s} &= f_{SS} f_W k_T \\ \lambda_{eff} &= \text{mín} (C_{\lambda} y, \lambda_T) \\ \lambda_T &= \frac{k_T}{\omega} \\ f_W &= \left(\frac{\lambda_{eff}}{\lambda_T} \right)^{2/3} \\ f_{\nu} &= 1 - \exp \left(-\frac{Re_T}{A_{\nu}} \right), \quad Re_T = \frac{f_W^2 k_T}{\nu \omega} \\ f_{SS} &= \exp \left[-\left(\frac{C_{SS} \nu \Omega}{k_T} \right)^2 \right] \\ C_{\mu} &= \frac{1}{A_0 + A_S \left(\frac{S}{\omega} \right)} \\ f_{INT} &= \text{mín} \left(\frac{k_T}{C_{INT} k_{TOT}}, 1 \right), \quad k_{TOT} = k_T + k_L \end{aligned} \quad (16)$$

$\Omega = \sqrt{2W_{ij}W_{ij}}$ es la magnitud de la vorticidad, con $W_{ij} = 1/2(\partial u_{i,j} - \partial u_{j,i})$.

La producción de energía cinética laminar es

$$P_{k_L} = \nu_{T,l} S^2 \quad (17)$$

donde

$$\nu_{T,l} = \text{mín} \left[f_{\tau,l} C_{l1} \left(\frac{\Omega \lambda_{eff}^2}{\nu} \right) \sqrt{k_{T,l}} \lambda_{eff} + \beta_{TS} C_{l2} \left(\frac{\Omega d_{eff}^2}{\nu} \right) d_{eff}^2 \Omega, \frac{0.5(k_T + k_{T,l})}{S} \right] \quad (18)$$

En la expresión anterior,

$$\begin{aligned}
 k_{T,l} &= k_T - k_{T,s} \\
 \beta_{TS} &= 1 - \exp\left(-\frac{\text{máx}(Re_\Omega - C_{TS,crit}, 0)^2}{A_{TS}}\right) \\
 Re_\Omega &= \frac{y^2\Omega}{\nu} \\
 d_{eff} &= \frac{\lambda_{eff}}{C_\lambda} \\
 f_{\tau,l} &= 1 - \exp\left(-C_{\tau,l} \frac{k_{T,l}}{\lambda_{eff}^2 \Omega^2}\right)
 \end{aligned} \tag{19}$$

Los términos de disipación anisotrópica para k_T y k_L toman la forma común

$$\begin{aligned}
 D_T &= \nu \frac{\partial \sqrt{k_T}}{\partial x_j} \frac{\partial \sqrt{k_T}}{\partial x_j} \\
 D_L &= \nu \frac{\partial \sqrt{k_L}}{\partial x_j} \frac{\partial \sqrt{k_L}}{\partial x_j}
 \end{aligned} \tag{20}$$

La difusividad efectiva α_T en los términos disipativos de las ecuaciones para k_T y ω se define como

$$\alpha_T = f_\nu C_{\mu,std} \sqrt{k_{T,s}} \lambda_{eff} \tag{21}$$

En la ecuación para ω , el término de producción en la capa límite (cuarto término del lado derecho) incluye una función de amortiguación de la forma

$$f_\omega = 1 - \exp\left[-0.41 \left(\frac{\lambda_{eff}}{\lambda_T}\right)^4\right] \tag{22}$$

Los términos relacionados al mecanismo de transición de laminar a turbulento poseen la siguiente expresión

$$\begin{aligned}
 R_{BP} &= C_R \beta_{BP} k_L \omega / f_\omega \\
 R_{NAT} &= C_{R,NAT} \beta_{NAT} k_L \Omega
 \end{aligned} \tag{23}$$

con

$$\begin{aligned}
 \beta_{BP} &= 1 - \exp\left(-\frac{\phi_{BP}}{A_{BP}}\right) \\
 \phi_{BP} &= \text{máx}\left(\frac{k_T}{\nu\Omega} - C_{BP,crit}, 0\right) \\
 \beta_{NAT} &= 1 - \exp\left(-\frac{\phi_{NAT}}{A_{NAT}}\right) \\
 \phi_{NAT} &= \text{máx}\left(Re_\Omega \frac{C_{NAT,crit}}{f_{NAT,crit}}, 0\right) \\
 f_{NAT,crit} &= 1 - \exp\left(-C_{NC} \frac{\sqrt{k_L} y}{\nu}\right)
 \end{aligned} \tag{24}$$

Finalmente, la viscosidad turbulenta empleada en la ecuación de momento es la suma $\nu_T = \nu_{T,s} + \nu_{T,l}$. Los coeficientes de ajuste propuestos para el modelo son (Walters y Cokljat, 2008)

$$\begin{aligned} A_0 &= 4.04, & A_s &= 2.12, & A_\nu &= 6.75, & A_{BP} &= 0.6, & A_{NAT} &= 200, & A_{TS} &= 200, \\ C_{BP,crit} &= 1.2, & C_{NC} &= 0.1, & C_{NAT,crit} &= 1250, & C_{INT} &= 0.75, & C_{TS,crit} &= 1000, \\ C_{R,NAT} &= 0.02, & C_{l1} &= 3.4 \times 10^{-6}, & C_{l2} &= 1 \times 10^{-10}, & C_R &= 0.12, & C_{SS} &= 1.5, & (25) \\ C_{\tau,l} &= 4360, & C_{\omega 1} &= 0.44, & C_{\omega 2} &= 0.92, & C_{\omega 3} &= 0.3, & C_\lambda &= 2.495, \\ C_{\mu,std} &= 0.09, & \sigma_k &= 1, & \sigma_\omega &= 1.17 \end{aligned}$$

3. ESQUEMA NUMÉRICO

Las ecuaciones de gobierno del problema fueron resueltas utilizando el código de Volúmenes Finitos OpenFOAM[®]. El modelo SST $k - \omega$ LR se implementó sobre la base del modelo SST $k - \omega$ incorporada a la versión oficial de OpenFOAM[®], mientras que el modelo $k_T - k_L - \omega$ se encuentra disponible en la distribución de OpenFOAM[®], aunque al mismo se le incluyeron las correcciones propuestas por Lopez y Walters (2017).

En todos los casos se resolvió el sistema de ecuaciones asumiendo que existe una solución estacionaria aplicando el algoritmo SIMPLE (*Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equation*, véase, e.g., Versteeg y Malalasekera (2007)). En la sección §5 se presenta una discusión acerca de esta hipótesis.

Relativo a la discretización de los operadores espaciales, los gradientes fueron discretizados mediante diferencias centradas, los gradientes normales a las caras de las celdas fueron discretizados utilizando diferencias centradas con corrección por falta de ortogonalidad con la cara, lo cual se aplica también a los términos difusivos. En cuanto a los operadores divergencia, para la velocidad se empleó un esquema de segundo orden con *upwinding* (opción `Gauss linearUpwindV grad(U)` en OpenFOAM[®]), y para el resto de las variables *upwind* en el caso del modelo SST $k - \omega$ LR (opción `Gauss upwind` en OpenFOAM[®]) y diferencias centradas con limitador de Sweby (1984) para el modelo $k_T - k_L - \omega$ (opción `Gauss limitedLinear 1` en OpenFOAM[®]). La diferencia de esquemas empleados entre los modelos de turbulencia considerados se debe a resultados de pruebas de precisión en la predicción de los coeficientes de sustentación y arrastre del perfil, habiéndose seleccionado para cada modelo de turbulencia los esquemas que arrojaron menores errores.

4. PLANTEO DEL CASO ANALIZADO

4.1. Geometría y discretización del dominio

El perfil simulado es el Wortmann FX63-137, el cual se seleccionó debido a su popularidad y la gran cantidad de resultados experimentales y numéricos disponibles en la literatura. La cuerda del perfil posee una longitud de 0.1 m y un ancho máximo de 0.0137 m.

La geometría se supone bidimensional, lo cual resulta en una disminución del costo computacional frente al caso tridimensional sin incurrir en un error apreciable dado que se considerarán ángulos de ataque relativamente pequeños previos al *stall* (Gross y Fasel, 2011). El dominio fue discretizado utilizando una malla estructurada tipo "O", para la cual se puede lograr un adecuado manejo de la distribución de nodos a fin de aglomerar celdas alrededor del perfil evitando que el refinamiento se expanda al resto del dominio. El dominio adoptado posee una extensión de 12 cuerdas alrededor del perfil. Este tamaño surgió de un análisis realizado sobre el impacto del tamaño del dominio en la predicción de los coeficientes aerodinámicos del perfil. Si bien en

<https://turbmodels.larc.nasa.gov/index.html> se analiza el efecto del tamaño del dominio y se recomiendan dos órdenes de magnitud para la extensión del mismo relativo a la cuerda del perfil, se observó que con el dominio adoptado no había una diferencia apreciable en los resultados, pudiéndose de esta manera, para una cantidad de celdas fijas, tener una densidad de nodos mayor. La malla utilizada fue generada con la herramienta de OpenFOAM® blockMesh, y posee 268800 celdas y 540160 nodos. Esta malla es la misma para todos los casos simulados dado que los diferentes ángulos de ataque fueron considerados mediante el cambio de la dirección de la velocidad entrante al dominio de flujo. La distribución de celdas dentro del dominio se ajusta para cumplir con el requerimiento de que la primera celda en contacto con el perfil posea $y^+ < 1$, donde $y^+ = y/\nu\sqrt{\tau_w/\rho}$ es la distancia a la pared adimensional, siendo ρ la densidad del fluido y τ_w la tensión viscosa sobre la pared. La tensión viscosa sobre la pared se obtiene como el producto escalar entre el tensor de tensiones viscosas “efectivo” (tensiones viscosas laminares y turbulentas) y el vector unitario normal a la pared. En particular, τ_w se calcula empleando la utilidad wallShearStress de OpenFOAM®. Debe aclararse que, no obstante calcularse el tensor de tensiones viscosas “efectivo”, con la malla empleada la componente turbulenta es prácticamente nula para la primera celda en contacto con el perfil.

En la Fig. 1 se muestra una vista completa de la malla utilizada, donde se puede observar el tamaño relativo del dominio y el perfil. Detalles de la malla en la zona del perfil se muestran en la Fig. 2.

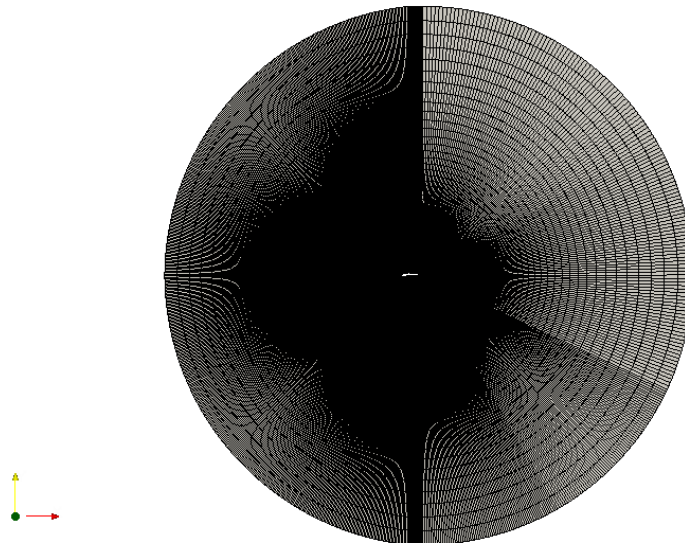


Figura 1: Malla empleada.

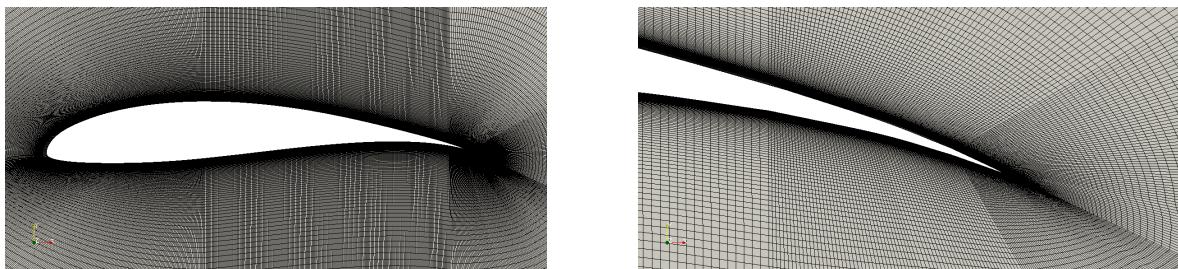


Figura 2: Detalle de la malla empleada en la zona del perfil.

4.2. Parámetros físicos

El fluido posee una densidad de 1.1686 kg/m^3 y una viscosidad cinemática de $1.5 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$. Las simulaciones fueron realizadas para tres números de Reynolds (Re) basados en la longitud de la cuerda, a saber, $Re = 1 \times 10^5$, 2×10^5 , 5×10^5 . La variación de estos números de Reynolds depende sólo de la velocidad de la corriente libre, la cual es $U_\infty = 15 \text{ m/s}$, 30 m/s y 75 m/s , respectivamente.

La intensidad de la turbulencia de la corriente libre es $Tu = 0.1\%$ para $Re = 1 \times 10^5$ y $Tu = 0.08\%$ para los demás Re , valores tomados del trabajo experimental de Selig y McGranahan (2004). La viscosidad cinemática turbulenta de la corriente libre se asumió como $\nu_{t,\infty} = 7.888 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ y se mantuvo constante para todos los casos simulados. Este valor de $\nu_{t,\infty}$ fue estimado a partir de valores típicos recomendados en la página <https://turbmodels.larc.nasa.gov/index.html> para las intensidades de turbulencia del problema.

4.3. Condiciones de contorno

En la frontera exterior del dominio, la cual es de entrada/salida para el flujo, se aplicaron las siguientes condiciones de contorno:

- Velocidad: se impone en la sección de entrada con módulo dependiente del número de Reynolds simulado y dirección correspondiente al ángulo de ataque considerado. En la sección de salida se impone gradiente normal nulo. Esta es una condición de contorno estándar en OpenFOAM® denominada `freestream`.
- Presión: se impone gradiente normal nulo restringiendo el flujo a través de la superficie en base a la velocidad de la corriente libre. Esta condición de contorno se denomina `freestreamPressure` en OpenFOAM®.
- Energía cinética turbulenta: valor impuesto en la sección de entrada y gradiente normal nulo en la sección de salida. El valor de entrada se calcula según

$$k_\infty = \frac{3}{2} \left(U_\infty \frac{Tu}{100\%} \right)^2$$

- Tasa de disipación de energía cinética turbulenta: valor impuesto en la sección de entrada y gradiente normal nulo en la sección de salida. Para el modelo SST $k - \omega$ LR el valor de entrada se calcula según

$$\omega_\infty = \frac{k_\infty}{\nu_{t,\infty}}$$

En el caso del modelo $k_T - k_L - \omega$, este valor se computa como

$$\omega_\infty = C_{\mu, std} \frac{k_\infty}{\nu_{t,\infty}}$$

- Energía cinética laminar: valor nulo impuesto en la sección de entrada y gradiente normal nulo en la sección de salida.

Sobre la sección del perfil se aplicaron las siguientes condiciones:

- Velocidad, energía cinética turbulenta y energía cinética laminar nulas.

- Presión: gradiente normal nulo.
- Tasa de disipación de energía cinética turbulenta: en el caso del modelo SST $k - \omega$ LR se siguió lo sugerido por [Menter \(1993\)](#), imponiendo el valor

$$\omega = 10 \frac{6\nu}{\beta_1(\Delta y)^2}$$

donde Δy es la distancia del punto más cercano a la pared. Para el modelo $k_T - k_L - \omega$ se impuso gradiente normal nulo, de acuerdo con lo recomendado por [Walters y Cokljat \(2008\)](#).

5. RESULTADOS

Los resultados obtenidos se analizan en función del ángulo de ataque α y el número de Reynolds, considerando líneas de corriente alrededor del perfil y el coeficiente de presión, definido como

$$C_p = \frac{p - p_\infty}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} \quad (26)$$

donde p es la presión sobre la superficie del perfil.

Las figuras 3 a 6 corresponden a resultados obtenidos con el modelo SST $k - \omega$ LR. Para un ángulo de ataque dado, se observa en general que el desprendimiento del flujo se produce cada vez más adelante sobre la superficie del perfil a medida que disminuye el número de Reynolds. Además, a medida que aumenta el ángulo de ataque, se observa una zona de desprendimiento de tamaño creciente. En el caso de $\alpha = 2^\circ$ y $Re = 1 \times 10^5$ (Fig 4, izq.), el flujo se desprende tanto en el intradós como en el extradós.

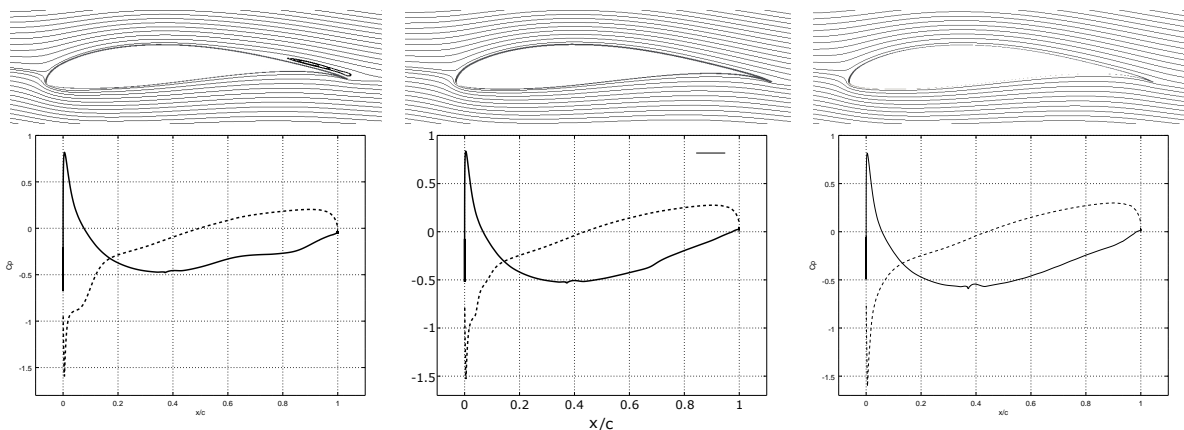


Figura 3: Resultados obtenidos para un ángulo de ataque $\alpha = -4^\circ$ con el modelo de turbulencia SST $k - \omega$ LR. Arriba: líneas de corriente. Abajo: coeficiente de presión sobre el perfil, línea llena: extradós, línea a trazos: intradós. De izq. a der. $Re = 1 \times 10^5$, 2×10^5 y 5×10^5 .

La formación de una burbuja de separación laminar puede determinarse a través del coeficiente de fricción sobre la superficie del perfil ([Dongli et al., 2015](#)), el cual se define como

$$C_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} \quad (27)$$

Justamente, un cambio de signo en C_f representa un cambio en el sentido del flujo sobre el perfil, determinándose la presencia de una LSB en zonas donde se registren dos cambios de

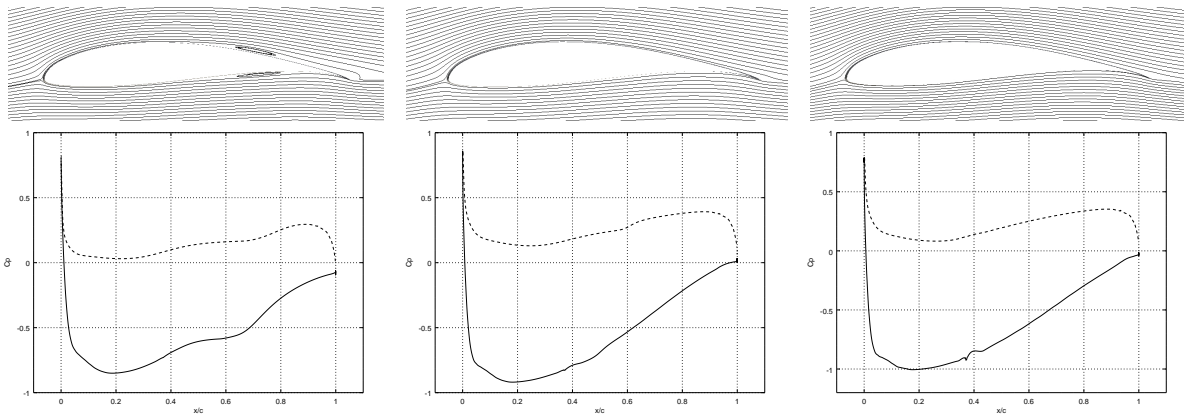


Figura 4: Resultados obtenidos para un ángulo de ataque $\alpha = 2^\circ$ con el modelo de turbulencia SST $k - \omega$ LR. Arriba: líneas de corriente. Abajo: coeficiente de presión sobre el perfil, línea llena: extradós, línea a trazos: intradós. De izq. a der. $Re = 1 \times 10^5$, 2×10^5 y 5×10^5 .

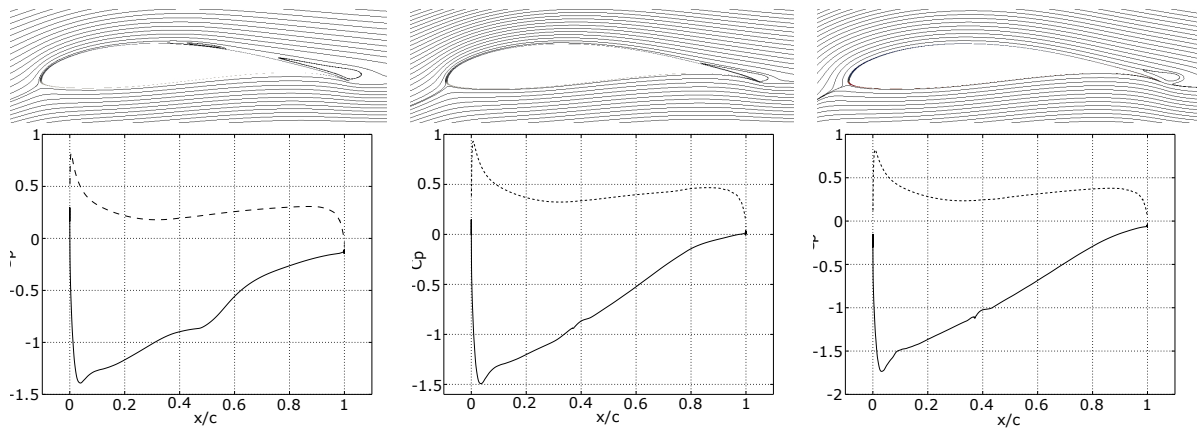


Figura 5: Resultados obtenidos para un ángulo de ataque $\alpha = 6^\circ$ con el modelo de turbulencia SST $k - \omega$ LR. Arriba: líneas de corriente. Abajo: coeficiente de presión sobre el perfil, línea llena: extradós, línea a trazos: intradós. De izq. a der. $Re = 1 \times 10^5$, 2×10^5 y 5×10^5 .

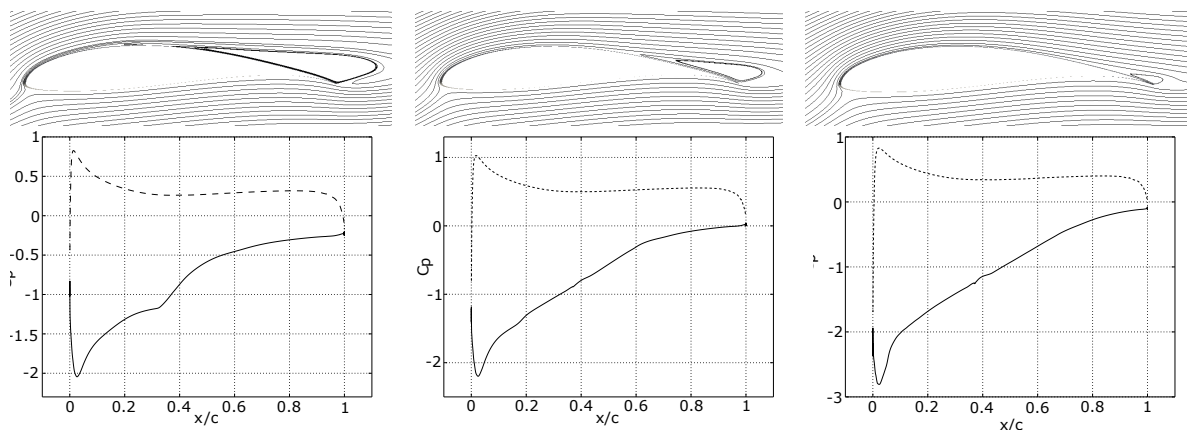


Figura 6: Resultados obtenidos para un ángulo de ataque $\alpha = 10^\circ$ con el modelo de turbulencia SST $k - \omega$ LR. Arriba: líneas de corriente. Abajo: coeficiente de presión sobre el perfil, línea llena: extradós, línea a trazos: intradós. De izq. a der. $Re = 1 \times 10^5$, 2×10^5 y 5×10^5 .

signo en la curva de C_f . El primer cambio de signo corresponde a la separación de la capa

límite laminar, mientras que el segundo cambio está asociado a la re-adherencia de la capa límite.

Para el caso de $Re = 1 \times 10^5$ con ángulo de ataque de -4° el modelo SST $k - \omega$ LR predice la formación de dos LSBs en el intradós del perfil (véase la Fig. 7). Esto puede observarse en la Fig 8, donde se presenta el coeficiente de fricción C_f sobre el perfil y detalles de las líneas de corriente. En la curva de C_f sobre el intradós se registran dos zonas con cambio de signo, indicando la formación de las dos LSBs mencionadas. La curva de C_f sobre el extradós sólo presenta un cambio de signo, lo cual se interpreta como desprendimiento del flujo.

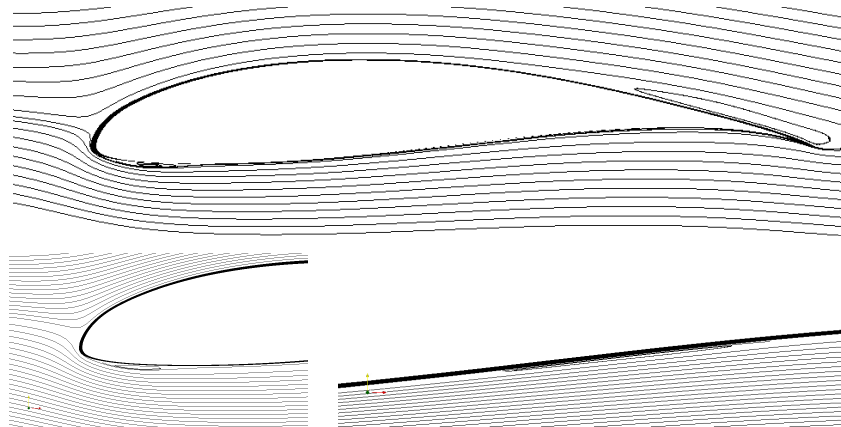


Figura 7: Resultados obtenidos para un ángulo de ataque $\alpha = -4^\circ$ y $Re = 1 \times 10^5$ con el modelo de turbulencia SST $k - \omega$ LR. Arriba: líneas de corriente alrededor del perfil. Abajo: detalle de las líneas de corriente mostrando las LSBs formadas.

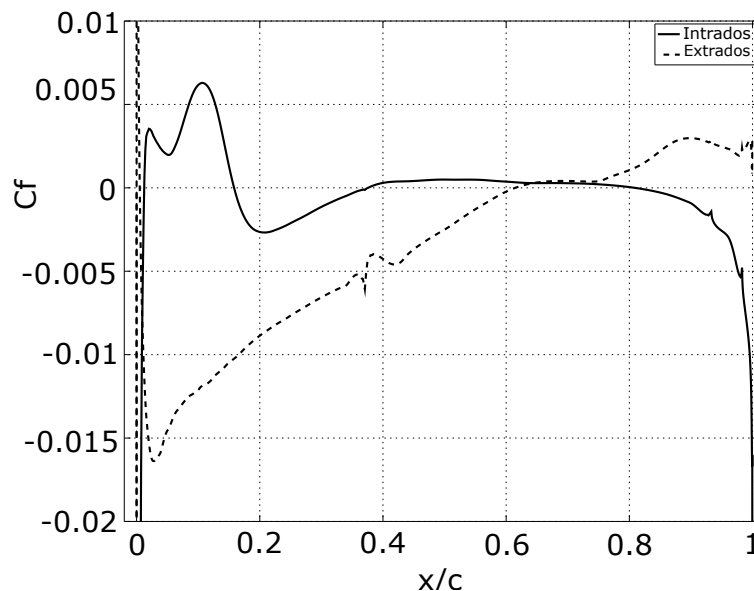


Figura 8: Coeficiente de fricción sobre el perfil. Resultados obtenidos para un ángulo de ataque $\alpha = -4^\circ$ y $Re = 1 \times 10^5$ con el modelo de turbulencia SST $k - \omega$ LR.

En el caso con $Re = 2 \times 10^5$ y ángulo de ataque de 4° para el modelo SST $k - \omega$ LR, un análisis análogo arroja como resultado la formación de una LSB muy pequeña en el intradós ubicada aproximadamente en $x/c = 0.67$, lo cual puede observarse en la Fig. 9. La LSB es

captada por el doble cambio de signo en la curva de C_f sobre el intradós del perfil, pudiéndose observar también en el gráfico de líneas de corriente. En la misma figura se muestra la curva de C_p , donde se observa un cambio de pendiente en la posición en la cual se ubica la LSB.

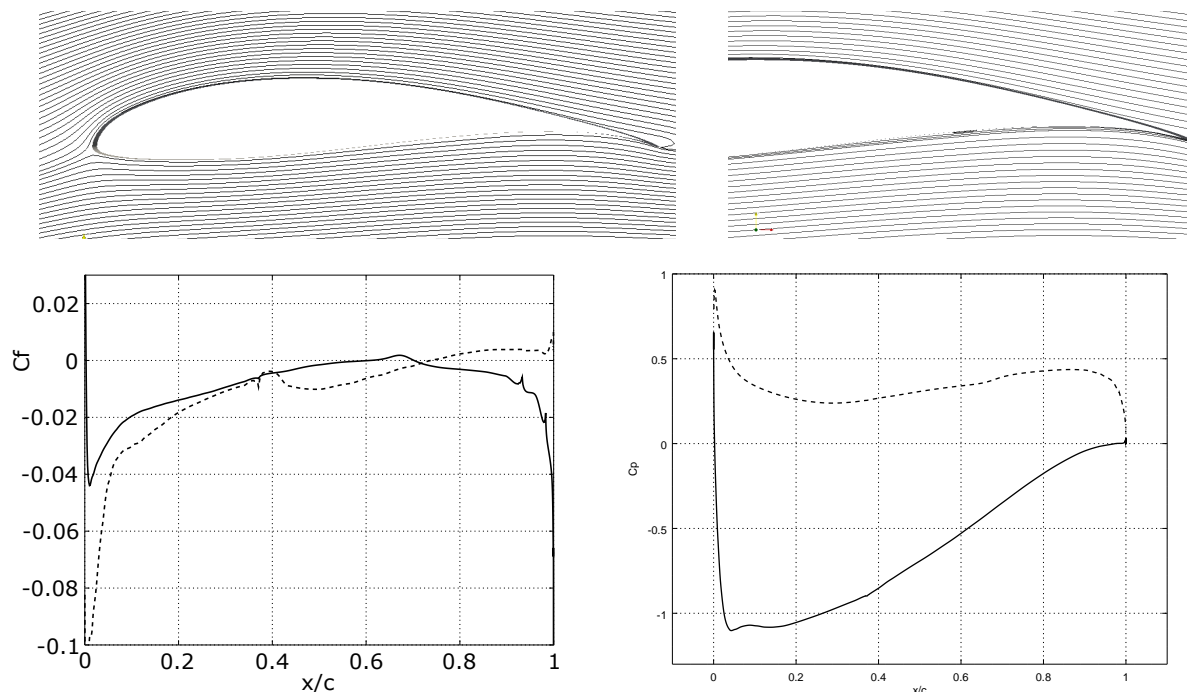


Figura 9: Resultados obtenidos para un ángulo de ataque $\alpha = 4^\circ$ y $Re = 2 \times 10^5$ con el modelo de turbulencia SST $k - \omega$ LR. Arriba, izq.: líneas de corriente alrededor del perfil. Arriba, der.: detalle de las líneas de corriente mostrando la LSB formada. Abajo, izq.: coeficiente de fricción sobre el perfil, línea llena: intradós, línea a trazos: extradós. Abajo, der.: coeficiente de presión sobre el perfil, línea llena: extradós, línea a trazos: intradós.

De modo similar al realizado con el modelo SST $k - \omega$ LR, se llevaron a cabo simulaciones con el modelo $k_T - k_L - \omega$ cubriendo los mismos ángulos de ataque y valores del número de Reynolds. En líneas generales puede mencionarse que con el modelo $k_T - k_L - \omega$ no fue posible alcanzar la convergencia del sistema en la mayoría de los casos simulados. El comportamiento típico de los residuos es el de valores convergidos para todas las variables de flujo excepto para la presión, incluso luego de más de 50000 iteraciones del *solver*. Esta falta de convergencia se refleja de diferentes modos en las curvas de las características aerodinámicas del perfil. En algunos casos se observa un comportamiento monótono de tales curvas, tendiendo a un valor particular. En otros casos, la curva presenta grandes oscilaciones sin una clara tendencia. Se conjetura que estos casos deberían simularse considerando que el flujo es transiente, no siendo aplicable la suposición de existencia de un estado estacionario para el flujo.

Uno de los casos en los que fue alcanzada la convergencia del sistema es el correspondiente a $Re = 2 \times 10^5$ con un ángulo de ataque de 4° , el cual puede compararse con los resultados obtenidos con el modelo SST $k - \omega$ LR presentados en la Fig. 9. Para este caso, la Fig. 10 muestra que el modelo $k_T - k_L - \omega$ predice la formación de una LSB tanto en el intradós como en el extradós del perfil, a diferencia de la predicción obtenida con el modelo SST $k - \omega$ LR. Esta figura presenta además la curva de C_p , donde pueden observarse abruptos cambios en la pendiente de la misma en las zonas de formación de las LSBs.

Integrando las fuerzas a lo largo del perfil y proyectando en la dirección de la velocidad del flujo y su normal, se obtienen los coeficientes de arrastre (C_d) y sustentación (C_l), respectiva-

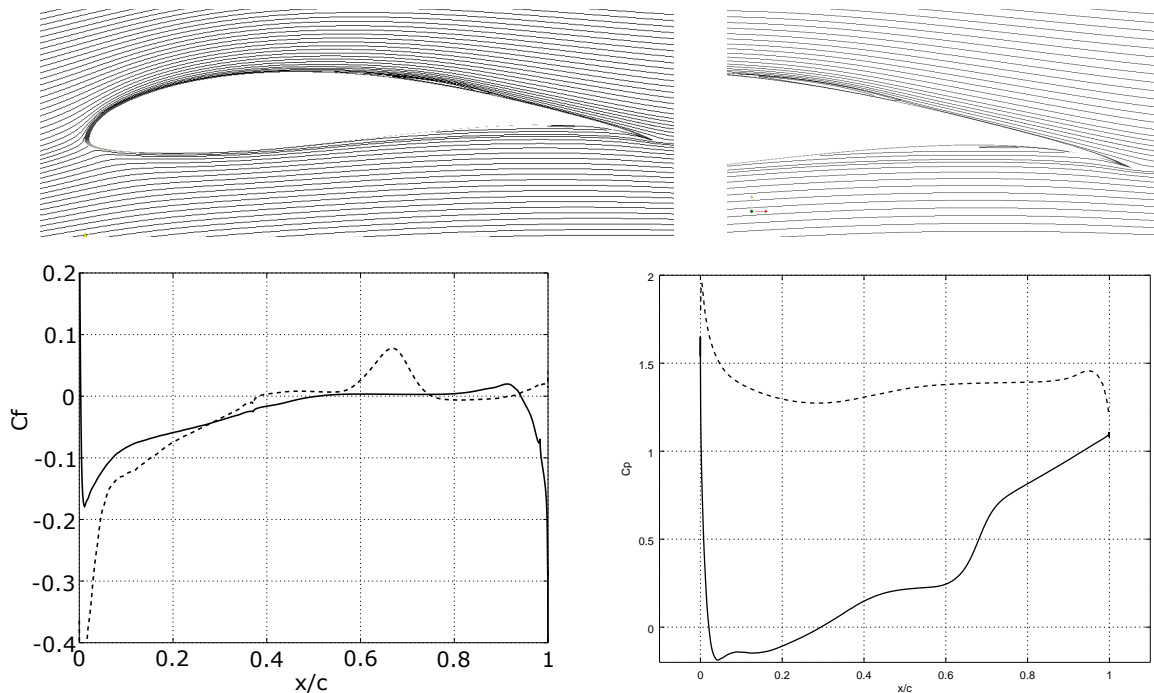


Figura 10: Resultados obtenidos para un ángulo de ataque $\alpha = 4^\circ$ y $Re = 2 \times 10^5$ con el modelo de turbulencia $k_T - k_L - \omega$. Arriba, izq.: líneas de corriente alrededor del perfil. Arriba, der.: detalle de las líneas de corriente mostrando la LSB formada. Abajo, izq.: coeficiente de fricción sobre el perfil, línea llena: intradós, línea a trazos: extradós. Abajo, der.: coeficiente de presión sobre el perfil, línea llena: extradós, línea a trazos: intradós.

mente. En la Fig. 11 se presentan los resultados obtenidos para los dos modelos de turbulencia considerados y se comparan con los datos experimentales presentados por Selig y McGranahan (2004). Los valores de estos coeficientes para el modelo $k_T - k_L - \omega$ en los casos en los que no fue alcanzada la convergencia y las curvas presentaban un comportamiento oscilatorio, fueron obtenidos mediante el promedio de las últimas 10000 iteraciones realizadas. Como se observa en las curvas, el ajuste entre resultados numéricos y experimentales se va degradando a medida que el número de Reynolds decrece, en particular en los valores de C_d .

6. CONCLUSIONES

Se simuló el flujo de aire alrededor de un perfil Wortmann FX63-137 con números de Reynolds comprendidos entre 1×10^5 y 5×10^5 para ángulos de ataque variando entre -6° y 12° . Dos modelos de turbulencia tipo EVM para las ecuaciones RANS fueron considerados a fin de evaluar su capacidad para capturar detalles localizados del flujo, como la formación de burbujas de separación laminar (LSB), y la precisión de características globales como los coeficientes C_l y C_d . Se utilizó la suite OpenFOAM® para realizar todas las simulaciones. Tanto el modelo SST $k - \omega$ LR como el $k_T - k_L - \omega$ capturaron la formación de LSBs en ciertos casos, particularmente para los Re más bajos. La aparición de las LSBs fue detectada mediante los cambios de signo en la curva del coeficiente de fricción C_f sobre el perfil. Si bien ambos modelos predijeron la formación de LSB, no se halló coincidencia en la posición y extensión de las mismas, lo cual deberá determinarse con otros modelos de turbulencia y/o recurriendo a datos experimentales disponibles en la literatura. Dado que el efecto de las LSBs es más pronunciado para bajos Re , se requiere analizar los regímenes de funcionamiento de los Aerogeneradores de Baja Potencia para el adecuado diseño de las palas. Relativo a los valores de los coeficientes de sustentación y arrastre, se halló en general un buen acuerdo con los datos experimentales

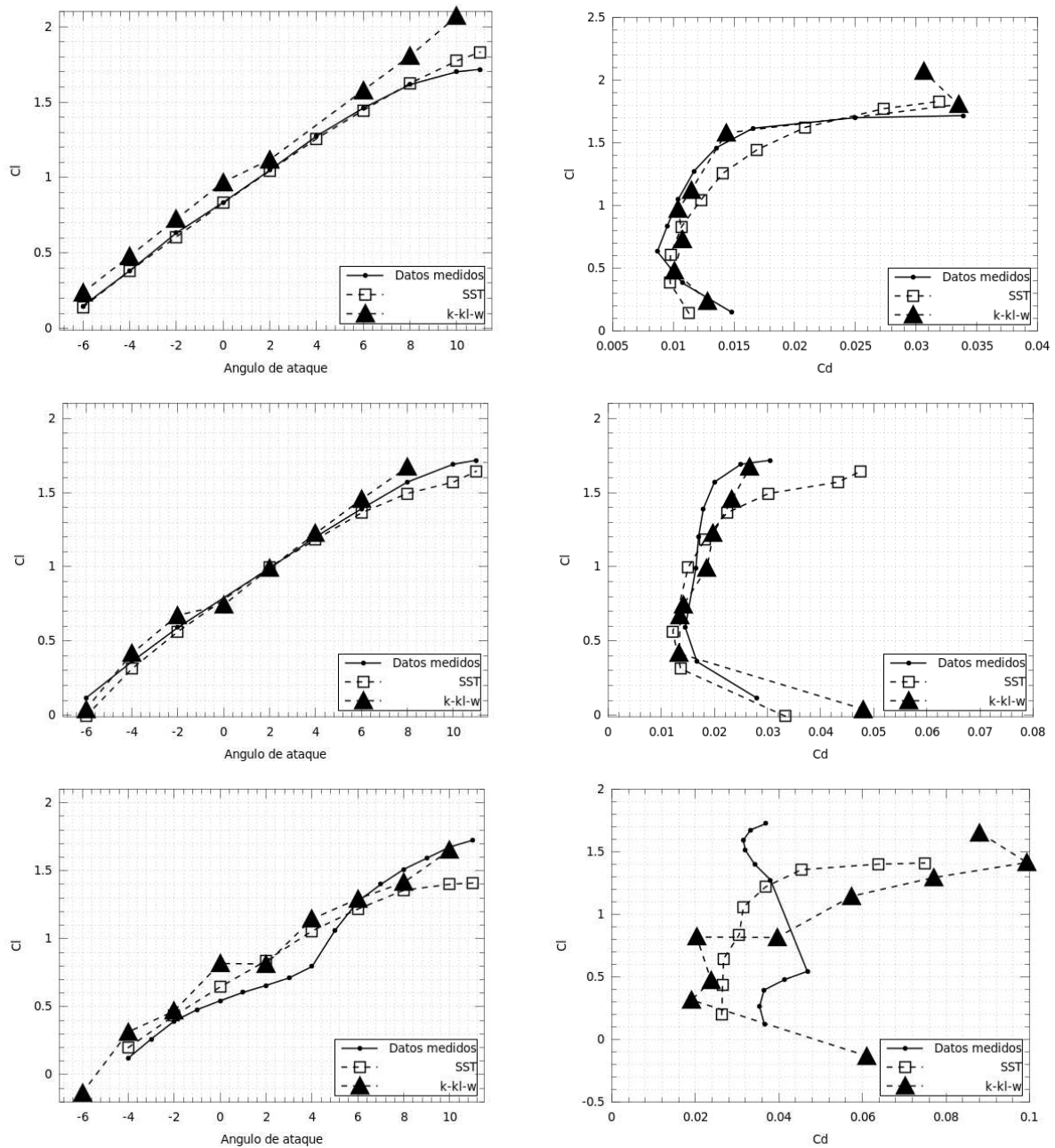


Figura 11: Coeficientes aerodinámicos del perfil Wortmann FX63-137. Izq.: coeficiente de sustentación C_l en función del ángulo de ataque α . Der.: coeficiente de sustentación C_l en función del coeficiente de arrastre C_d . De arriba a abajo, $Re = 1 \times 10^5$, 2×10^5 y 5×10^5 .

para C_l , aunque un error creciente en los valores de C_d a medida que disminuye el número de Reynolds. Si bien se pudieron simular los casos planteados, se propone como trabajo futuro analizar con más profundidad el efecto de la calidad de la malla y la convergencia de los resultados a medida que la misma es refinada. Además, se estudiará en más detalle la hipótesis de flujo estacionario asumida en el presente trabajo. Finalmente, se propone considerar otros modelos de turbulencia transicionales disponibles en la literatura.

RECONOCIMIENTOS

Este trabajo recibió financiamiento del Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET, Argentina), la Universidad Nacional del Comahue (UNCo, Argentina, proyecto PIN 04/I215), y la Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica (AN-PCyT, Argentina, proyecto PICT 2015-2460), y fue parcialmente realizado con recursos de la *Free Software Foundation GNU-Project* tales como GNU/Linux OS, compiladores GCC, y GNU/Octave, y también otros recursos *Open Source* como OpenFOAM[®], Xfig, y L^AT_EX, entre otros.

REFERENCIAS

- Dongli M., Yanping Z., Yuhang Q., y Guanxiong L. Effects of relative thickness on aerodynamic characteristics of airfoil at a low Reynolds number. *Chinese Journal of Aeronautics*, 28(4):1003–1015, 2015.
- Drela M. y Youngren H. Xfoil: subsonic airfoil development system. <http://web.mit.edu/drela/Public/web/xfoil/>, 1982-2017.
- Gross A. y Fasel H. Numerical investigation of different wind turbine airfoils. En *49th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, 2011-557. Orlando, Florida, 2011.
- Langtry R. y Sjolander S. Prediction of transition for attached and separated shear layers in turbomachinery. En *38th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, 2002-3641. Indianapolis, Indiana, 2002.
- Lopez M. y Walters D. A recommended correction to the $k_T - k_L - \omega$ transition-sensitive eddy-viscosity model. *Journal of Fluids Engineering*, 139:024501–5, 2017.
- Marchman J. Aerodynamic testing at low Reynolds numbers. *Journal of Aircraft*, 24(2):107–114, 1987.
- Menter F. Zonal two equation $k - \omega$ turbulence models for aerodynamics flows. En *24th Fluid Dynamics Conference*, 93-2906. AIAA, Orlando, Florida, 1993.
- Selig M. y McGranahan B. Wind tunnel aerodynamic tests of six airfoils for use on small wind turbines. *Journal of Solar Energy Engineering*, 126:986–1001, 2004.
- Sweby P. High resolution schemes using flux limiters for hyperbolic conservation laws. *SIAM Journal on Numerical Analysis*, 21:995–1011, 1984.
- Versteeg H. y Malalasekera W. *An introduction to Computational Fluid Dynamics*. Pearson Education Limited, 2 edición, 2007.
- Walters D. y Cokljat D. A three-equation eddy-viscosity model for Reynolds-Average Navier-Stokes simulations of transitional flow. *Journal of Fluids Engineering*, 130:121401–14, 2008.
- Wilcox D. Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. *AIAA Journal*, 26:1299–1310, 1988.
- Wilcox D. *Turbulence Models for CFD*. DCW Industries, 3 edición, 2006.