

## SIMULACIÓN DE FLUJO TRANSITORIO 2D ALREDEDOR DE UN CILINDRO CIRCULAR HORIZONTAL CONSIDERANDO EL EFECTO SUELO

Mauro Grioni<sup>a,b</sup>, Sergio A. Elaskar<sup>a,c</sup> y Anibal E. Mirasso<sup>b</sup>

<sup>a</sup>CONICET

<sup>b</sup>*Instituto de Mecánica Estructural y Riesgo Sísmico, Fac. de Ingeniería, Universidad Nacional de Cuyo, Centro Universitario, M5502JMA Mendoza, Argentina, maurogrioni15@gmail.com, aemirasso@uncu.edu.ar*

<sup>c</sup>*Instituto de Estudios Avanzados en Ingeniería y Tecnología, UNC-CONICET Fac. de Cs. Exactas, Físicas y Naturales, Universidad Nacional de Córdoba, Av. Vélez Sarfield 1611, X5018JMX Córdoba, Argentina, selaskar@unc.edu.ar*

**Palabras Clave:** Cilindro circular, Efecto suelo, Scale-Adaptive Simulation (SAS), desprendimiento de vórtices.

**Resumen.** Las estructuras cilíndricas cercanas a una superficie sólida tienen diversas y numerosas aplicaciones dentro de la ingeniería actual. Si bien, la dinámica del flujo alrededor de un cilindro circular aislado ubicado dentro de un flujo uniforme está razonablemente bien comprendida, este no es el caso cuando el cilindro se encuentra posicionado cercano a una pared. La incidencia en el flujo y las presiones inducidas sobre el cilindro se estudian mediante dinámica de fluidos computacional (CFD, por sus siglas en inglés) por medio del código FLUENT, que implementa el método de volúmenes finitos. Para tal fin se considera flujo bidimensional y transitorio, el cual está basado en un esquema *bounded second-order implicit*; además se implementa el modelo de turbulencia SAS (Scale-Adaptive Simulation). Se analizan los efectos del cambio de la separación ( $G$ ) entre el cilindro (de diámetro  $D$ ) y la pared, para diferentes números de Reynolds y distintos espesores de capa límite del suelo. Se examinan los coeficientes de sustentación y de arrastre y el comportamiento de desprendimiento del vórtice (número de Strouhal,  $St$ ). Los resultados numéricos son comparados con valores disponibles en la literatura de ensayos experimentales en túnel de viento mostrando que tanto el coeficiente de arrastre como de sustentación dependen fuertemente de la relación de separación ( $G/D$ ), y están afectados por la capa límite del suelo.

## 1 INTRODUCCIÓN

El flujo alrededor de un cilindro ha sido estudiado ampliamente por su simple geometría y su amplia aplicación en ingeniería. Cuando un cilindro es ubicado cercano a una pared, la proximidad a la misma introduce una complejidad adicional a los patrones de flujo con respecto a un cilindro aislado. Este flujo depende principalmente de tres parámetros: el número de Reynolds ( $Re$ ), el espesor de capa límite ( $\delta$ ), y la altura de separación ( $G$ ) entre la parte inferior del cilindro y el suelo. El presente estudio se enfoca en el análisis de estos tres parámetros sobre el flujo alrededor del cilindro con efecto suelo. Es importante mencionar que el término "efecto suelo" usado en este trabajo, hace referencia al efecto sobre el flujo alrededor del cilindro debido a su proximidad al suelo.

Durante las últimas décadas, se han realizado numerosos estudios experimentales en cilindros circulares cercanos al piso a números de Reynolds moderadamente altos ( $Re=10^3$ - $10^5$ , basados en la velocidad de flujo libre  $U$  y el diámetro del cilindro  $D$ ), por ejemplo Bearman y Zdravkovich, (1978), Taniguchi y Miyakoshi, (1990), Buresti y Lanciotti (1992) y Lei et al. (1999). Estos estudios han demostrado que las fuerzas sobre el cilindro dependen fuertemente de la separación ( $G$ ) cuando se aproxima a la pared y la supresión del desprendimiento de vórtices aparece cuando la separación está por debajo de una distancia crítica. Sin embargo, los mecanismos de la variación del flujo y de las fuerzas causados por la proximidad de la pared son en general bastante complicados, ya que pueden verse afectados significativamente por el espesor de la capa límite incidente  $\delta$  (Zdravkovich, 1985, Lei et al, 1999). Por otra parte, se han realizado varios estudios numéricos mediante la dinámica de fluidos computacional (en inglés, *Computational Fluid Dynamics*, CFD) para flujos alrededor de un cilindro circular cercano a una pared plana. Sin embargo, sigue siendo un aspecto desafiante en la dinámica de fluidos computacional actual obtener resultados con precisión, incluso para cilindros fuera de los efectos de suelo. Las simulaciones de Navier-Stokes promedias en el tiempo estacionarias e incluso inestacionarias (SRANS y URANS, respectivamente) no pueden reproducir con suficiente precisión las estructuras de estela de escalas espaciales y temporales de gran alcance, mientras que las simulaciones numéricas directas (DNS) de este tipo de flujo no son actualmente posible debido a los enormes costos computacionales requeridos (Spalart, 2000). Otras opciones es el modelo LES (en inglés, *Large Eddy Simulation*), pero un problema esencial en el uso de LES es de nuevo el costo computacional requerido para resolver suficientemente la región cercana a la pared, especialmente en casos de números de Reynolds altos. Una alternativa posible es usar una combinación de RANS y LES que definen la metodología conocida como DES (en inglés, *Detached Eddy Simulation*). Este concepto ha mostrado resultados prometedores (por ejemplo, Strelets, 2001), pero el cambio entre el modo LES y RANS depende del tamaño de malla local y puede conducir a separación inducida por la malla en capas límite adheridas cuando se usa una malla excesivamente fina. Para remediar este problema, Menter et al., (2003) propusieron el modelo denominado SAS (en inglés, *Scale-Adaptive Simulation*). Este modelo provee una resolución RANS para regiones de flujo estable, y puede cambiar a un modo similar a LES para flujos en zonas con grandes e inestables separaciones, pero sin la dependencia explícita de la malla en el régimen RANS.

El principal objetivo del presente estudio es examinar con que precisión el modelo 2D-SAS puede reproducir el cese del desprendimiento de vórtices del tipo de von-Karman y, por consiguiente, el cambio en los valores de sustentación y arrastre del cilindro con efecto suelo, y la dependencia con la capa límite incidente. Si bien se entiende que cuando se simulan casos 2D utilizando el modelo de turbulencia SAS ciertas características importantes de la

turbulencia tridimensional no se resuelven, las simulaciones 2D llevadas a cabo en este trabajo se deben por un lado al desprendimiento de vórtices de Von-Karman con un modo dominante 2D y por otro lado a que el tiempo de cálculo se reduce en gran medida en comparación con el cálculo tridimensional (3D). Las simulaciones numéricas del flujo alrededor del cilindro son llevadas a cabo por medio del código Fluent (Ansys Fluent, 2014) y los resultados se comparan con datos disponibles experimentalmente por Buresti y Lanciotti (1992).

## 2 ECUACIONES DE GOBIERNO

Para este trabajo, las ecuaciones que gobiernan el comportamiento de los flujos analizados son las ecuaciones de Navier-Stokes -Ec. (2)- y la ecuación de continuidad -Ec. (1)- promediadas en el tiempo más las ecuaciones que surgen del modelo de turbulencia utilizado.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho U_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i U_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \mu \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \rho \overline{u_i u_j} \right] \quad (2)$$

donde  $\rho$  es la densidad del fluido,  $t$  es el tiempo,  $U_i$  es la componente media de la velocidad en la dirección  $x_i$ ,  $P$  es la presión,  $\mu$  la viscosidad dinámica y  $u'$  es la componente fluctuante de la velocidad.

Como un resultado del promediado de Reynolds, términos adicionales son introducidos dentro de las ecuaciones de Navier-Stokes. Estos términos,  $-\rho \overline{u_i u_j}$  son conocidos como las tensiones de Reynolds, y a fin de lograr el cierre de las Ecs. (1) y (2), deben ser modeladas. La hipótesis de Boussinesq plantea que las tensiones de Reynolds deben ser proporcionales a los gradientes de las velocidades media.

$$\tau_{ij} = -\rho \overline{u_i u_j} = \mu_t \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left( \rho k + \mu_t \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \right) \delta_{ij} \quad (3)$$

donde  $\mu_t$  es la viscosidad turbulenta,  $k$  es la energía cinética turbulenta y  $\delta_{ij}$  es el delta de Kronecker.

El modelo SST fue desarrollado por Menter (1994) para combinar las mejores características del modelo  $k-\omega$  y  $k-\epsilon$ , y además controlar los niveles de viscosidad turbulenta en la región cercana a la pared. Los valores de  $k$  y  $\omega$  provienen directamente de las ecuaciones de la energía cinética turbulenta ( $k$ ) y de la frecuencia de turbulencia ( $\omega$ ) las cuales se muestran en las Ecs. (4) y (5) respectivamente.

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j k) = P_k - \rho c_\mu k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (4)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j \omega) = \alpha \frac{\omega}{k} P_k - \rho \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + (1 - F_1) \frac{2\rho}{\sigma_{\omega,2}} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (5)$$

siendo las constantes empleadas en el modelo SST:  $c_\mu = 0.09$ ;  $\sigma_k = 0.5$ ;  $\sigma_\omega = 0.5$ ;  $\sigma_{\omega,2} = 0.856$ ;  $\beta = 0.075$ . El término  $P_k$  corresponde a la velocidad de producción de energía cinética turbulenta.

La viscosidad turbulenta es calculada por medio de:

$$\mu_t = \frac{\alpha_1 k \omega}{\max(\alpha_1 \omega, SF_2)} \quad (6)$$

donde  $S$  es un invariante de la velocidad de deformación y  $\alpha_1$  una constante.  $F_1$  y  $F_2$  son funciones de mezcla que alternan suavemente entre los dos modelos limitadores basándose en los valores de la solución local y la distancia desde la pared.

Cuando el modelo SST es usado en simulaciones transitorias, existe el problema que este modelo produce estructuras turbulentas demasiado grandes y consecuentemente viscosidades de turbulencia que son demasiadas elevadas (Menter and Egorov, 2005). En el modelo SAS, este inconveniente es superado mediante la incorporación de la escala de estructuras de Von-Karman (*von Karman length-scale*), la cual viene dada por:

$$L_{vK} = \kappa \sqrt{\frac{\left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) \left( \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)}{\left( \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j^2} \right) \left( \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_k^2} \right)}} \quad (7)$$

donde  $\kappa$  es la constante de von Karman. Esta modificación se deriva del trabajo original de Rotta (Rotta 1972), quien buscaba introducir una ecuación de transporte para la escala de estructuras turbulentas. Esto es discutido en detalle en Menter y Egorov (2004). Las ecuaciones de gobierno del modelo SST-SAS difieren de aquellas del modelo SST RANS por la adición de un término fuente SAS en la ecuación de transporte para la frecuencia de turbulencia. Es decir, el modelo SAS se deriva del modelo SST simplemente añadiendo el siguiente término extra en la ecuación  $\omega$  (Eq. (5)).

$$Q_{SAS} = \max \left[ \rho \eta_2 \kappa S^2 \left( \frac{L}{L_{vK}} \right)^2 - C_{SAS} \frac{2\rho k}{\sigma_\phi} \max \left( \frac{1}{\omega} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, \frac{1}{k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right), 0 \right] \quad (8)$$

donde los parámetros del modelo en la Ec. (8) son  $\eta_2 = 3.51$ ,  $\sigma_\phi = 2/3$ , y  $C_{SAS} = 2$ . La escala de estructura turbulenta ( $L$ ) derivada del modelo SST resulta:

$$L = \frac{\sqrt{k}}{c_\mu^{0.25} \omega} \quad (9)$$

La viscosidad turbulenta para el modelo SAS viene dada por:

$$\mu_t = \rho \cdot \left( \sqrt{((\beta/c_\mu) - \alpha)/(\kappa \eta_2)} \cdot L_{vK} \right)^2 S \quad (10)$$

### 3 ESQUEMA NUMÉRICO

Las simulaciones se realizan mediante el uso del código comercial Ansys Fluent, que implementa el método de volúmenes finito para resolver las ecuaciones de flujo turbulento

incompresible. Las ecuaciones son espacialmente discretizadas con un esquema *second-order* para la presión y la turbulencia, un esquema *Bounded Central Differencing* para el momento, mientras que la discretización temporal de las ecuaciones está basada en un esquema *bounded second-order implicit*. Luego se resuelve iterativamente usando el solver *segregated*, en el que se usa el algoritmo SIMPLE (*Semi Implicit Method for Pressure Linked Equation*) (Patankar, 1980) para derivar las ecuaciones de corrección de presión.

Para la mayoría de las simulaciones transitorias en este estudio, entre 10 y 20 iteraciones internas por paso de tiempo fueron suficiente para lograr la convergencia de la solución. El paso del tiempo computacional adoptado es  $\Delta t = 0.0001[s]$ , el cual asegura un valor de *CFL* (*Courant–Friedrichs–Lewy*, donde  $CFL = (U\Delta t)/\Delta x$ ) suficientemente pequeño (menor a 2) para la mayor parte del dominio computacional. Además se realizó una simulación con un paso de tiempo  $\Delta t = 0.00005[s]$ , obteniéndose un número *CFL* menor a uno en todo el dominio. Las diferencias entre estos dos casos resulta muy pequeña, como se muestra en la sección convergencia de malla y paso de tiempo. El proceso de iteración se lleva a cabo hasta que se consigue un patrón de flujo periódico estacionario, y luego se continúa para obtener los datos promediados en el tiempo del campo de flujo. Se registraron alrededor de 20 a 30 ciclos de desprendimiento de vórtices para obtener datos promediados en el tiempo lo suficientemente largos que permitan estadísticas confiables.

### 3.1 Modelación capa límite del suelo

Los ensayos experimentales llevados a cabo por Buresti y Lanciotti (1992) se realizaron con tres tipos diferentes de capa límite del piso del túnel de viento, con un espesor relativo  $\delta/D$  de 0.1 a 1.1, para números de Reynolds que van desde  $8.6 \times 10^4$  hasta  $2.77 \times 10^5$ . En este trabajo las simulaciones numéricas son realizadas utilizando solo dos capas límites (BL1 y BL3), ya que para BL2 sólo se informó de los ensayos experimentales el número de Strouhal (ver Tabla 1).

	Nomenclatura datos experimentales	Espesor $\delta$ (mm)	Espesor relativo $\delta/D$
Capa límite 1	BL1	13	$\approx 0.1$
Capa límite 2	BL3	130	$\approx 1.1$

Tabla 1: Características de las capas límites.

Para reproducir las capas límites obtenidas en los ensayos de túnel de viento en la posición del cilindro, se realizaron simulaciones numéricas con el cilindro removido del volumen de control, siendo esta la forma en la que fue obtenida experimentalmente. La capa límite 1 (BL1) es reproducida a una distancia de siete diámetros (7D) desde la entrada del modelo cuando se impone una velocidad uniforme como condición de entrada (ver Figura 1). Por lo tanto resulta que para llevar a cabo las simulaciones numéricas de la capa límite 1 el cilindro será ubicado a una distancia de 7D respecto a la entrada para cada número de Reynolds analizado. En el caso de la capa límite 2 (BL3) se aplica una distribución de velocidades que cumple con la ley potencial dada por:

$$U = U_\delta \left( \frac{z}{\delta} \right)^\alpha \quad (11)$$

donde;  $U$  es la componente de la velocidad media en “x” a la altura  $z$ ;  $U_\delta$  la velocidad para  $z \geq \delta$ ,  $z$  es la altura respecto del piso y  $\alpha$  es el exponente de la ley potencial. Para representar la capa límite 2 el valor del exponente es  $\alpha=0.11$ . Ingresando el perfil de velocidades definido por Ec. (11) como condición de entrada por medio de funciones definidas por el usuario (UDF-User Define Function) provisto por el código [Ansys Fluent \(2014\)](#), se obtiene nuevamente el perfil de los ensayos experimentales (BL3) a una posición desde la entrada de siete diámetros de cilindro (7D). La comparación de los perfiles para los distintos Re se puede ver en la [Figura 2](#).

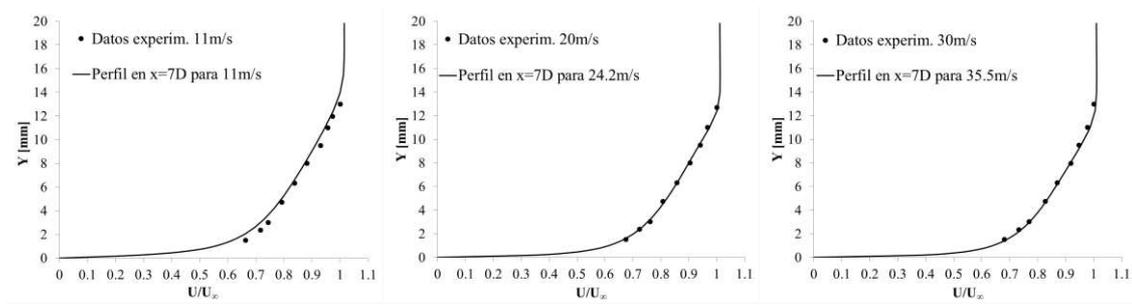


Figura 1: Perfil de velocidad medio para la capa límite 1: a) Re=8.6x10<sup>4</sup>, b) Re=1.89x10<sup>5</sup> y c) Re=2.77x10<sup>5</sup>.

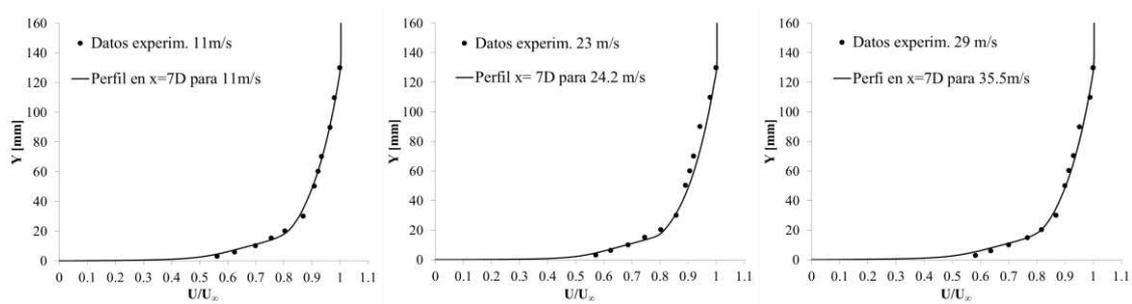


Figura 2: Perfil de velocidad medio para la capa límite 2: a) Re=8.6x10<sup>4</sup>, b) Re=1.89x10<sup>5</sup> y c) Re=2.77x10<sup>5</sup>.

Un diagrama esquemático del dominio computacional y de las condiciones de contorno empleadas en este trabajo son resumidas en la [Figura 3](#).

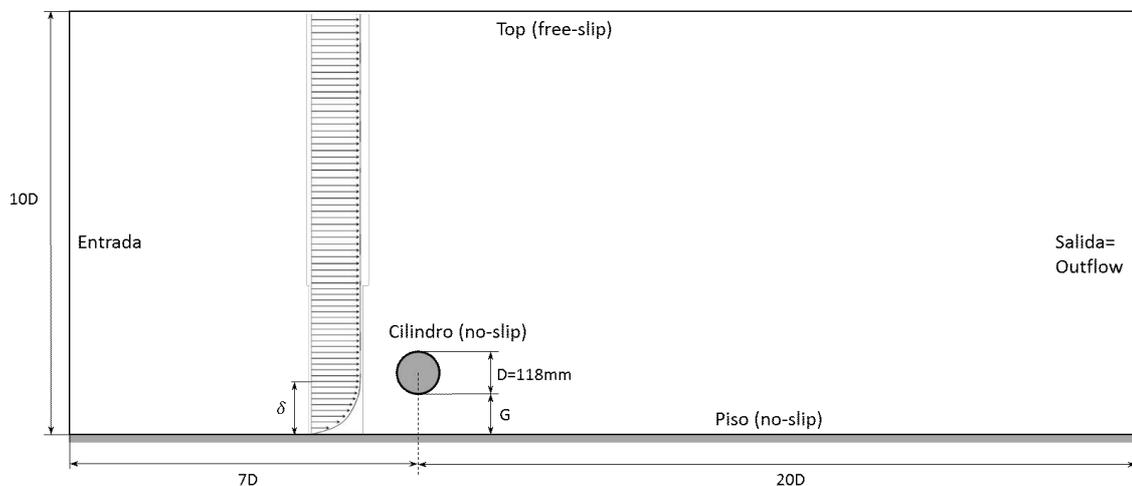


Figura 3: Diagrama esquemático del modelo de simulación.

### 3.2 Malla computacional

Las mallas estructuradas multibloques 2D utilizadas en este trabajo se crearon por medio del programa [ANSYS ICEM CFD \(2014\)](#) para ser usadas con el modelo SAS. La resolución de la malla sobre el cilindro es similar a la malla usada para un cilindro circular aislado en un flujo libre por [Menter et al. \(2003\)](#), donde se muestra la capacidad del modelo SAS para capturar las estructuras turbulentas. Un ejemplo de la malla bidimensional se muestra en la [Figura 4](#) con un refinamiento cerca del cilindro y el suelo (para capturar las capas límite) de tal manera de asegurar una resolución espacial de  $y^+ < 1$  con 20 y 30 elementos para reproducir la capa límite. Para la discretización del cilindro, se utilizaron 160 elementos equidistantes resultando una malla total con 27219 elementos hexaédricos.

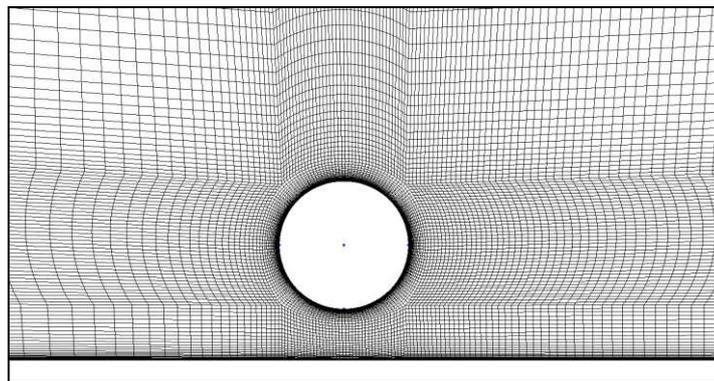


Figura 4: Malla alrededor del cilindro circular.

Con el fin de investigar el efecto de la proximidad de un cilindro al suelo, se crearon 5 mallas diferentes, una para cada relación  $G/D = 0.2, 0.3, 0.4, 0.8$  y  $1.5$ , pero manteniendo aproximadamente la misma topología de malla. Esto se debe a que si bien la cantidad de elementos en la dirección "y" es la misma (121 elementos), la cantidad de elementos entre el cilindro y el suelo va cambiando a medida que el cilindro se aleja o acerca al suelo (en forma inversa ocurre con los elementos entre el cilindro y la parte superior) de tal forma que la relación de aspecto de los elementos sea similar para cada relación  $G/D$ .

Además de estas 5 mallas para la parte principal del estudio, también se crearon otras dos mallas con diferentes resoluciones espaciales para examinar la dependencia de la malla de las simulaciones.

### 3.3 Convergencia de malla y paso de tiempo

Un estudio de convergencia de malla y paso de tiempo se realizó para un  $Re = 8.6 \times 10^4$  y para una posición del cilindro respecto al suelo  $G/D = 1.5$ , como se muestra resumidos en la [Tabla 2](#). Los coeficientes medios de arrastre y sustentación, como así también los valores del número de Strouhal, fueron comparados para este estudio. El caso definido como M2 en la [Tabla 2](#) indica la resolución espacial y temporal que se adoptó como referencia en el presente trabajo. Una comparación de la influencia de la resolución espacial en las direcciones x e y se muestran a partir de los casos M1, M2 y M3. Con el fin de obtener una relación de refinamiento de malla constante, en el caso M1 el número de elementos en cada dirección (x e y) se estableció de manera que el caso M2 de referencia da como resultado un 50% más de elementos en cada dirección que en la malla M1. Mientras que para el caso M3 el número de elementos en cada dirección se incrementó en un 50% con respecto a la malla de referencia (M2). De los resultados obtenidos se puede observar que la convergencia se logra para el CI y

St pero no resulta del todo clara para los valores del Cd. Sin embargo, la diferencia entre los casos M2 y M3 es menor que entre los casos M1 y M2, lo que sugiere un cierto grado de convergencia en la malla para dicho Cd.

El paso de tiempo utilizado para la convergencia de malla se estableció en  $\Delta t=0.0001s$ , que corresponde básicamente al tiempo utilizado por [Menter et al. \(2003\)](#). Con el fin de garantizar la convergencia de paso de tiempo, se comparan el caso T1 (referencia) y T2. En el caso T2 se utilizó un paso de tiempo  $\Delta t=0.00005s$ , lo que garantiza un número de CFL $<1$  en todo el dominio de simulación. Las diferencias entre el caso T1 y T2 muestran una adecuada convergencia temporal, como se muestra en la [Tabla 2](#).

Caso	Nº Elementos	$\Delta t$	Cd	Cl	St
<i>Resolución espacial</i>					
M1	11934	0.0001	1.155	0.089	0.269
M2	27219	0.0001	1.189	0.071	0.280
M3	62353	0.0001	1.164	0.040	0.280
<i>Resolución temporal</i>					
T1	27219	0.0001	1.189	0.071	0.280
T2	27219	0.00005	1.182	0.085	0.279

Tabla 2: Resumen de las simulaciones con diferente resolución espacial y temporal ( $Re=8.6 \times 10^4$ ,  $G/D=1.5$ ).

### 3.4 Condiciones de borde

En la entrada del dominio un flujo constante (uniforme para la capa límite 1 y un perfil de velocidad para la capa límite 2) con bajo nivel de turbulencia (correspondiente a una intensidad de turbulencia de 0.9% y una relación de viscosidad turbulenta igual a la unidad) es aplicado para cada flujo ( $Re=8.6 \times 10^4$ ;  $1.89 \times 10^5$  y  $2.77 \times 10^5$ ) alrededor del cilindro. A la salida del dominio de simulación, se aplicó una condición de difusión del flujo nula para todas las variables. Esta condición es definida como condiciones de borde “*outflow*” en Fluent. Para el límite superior del dominio (Top) se especificó una condición de pared libre. En cuanto a la condición de pared del cilindro y el piso del dominio, se consideraron condiciones de no deslizamiento, es decir, la velocidad nula sobre la pared.

## 4 RESULTADOS

El flujo alrededor de un cilindro es simulado considerando el efecto suelo. El estudio se llevó a cabo para varias relaciones de separación ( $G/D=0.2, 0.3, 0.4, 0.8$  y  $1.5$ ), para dos capas límites diferentes (BL1 y BL3) y para distintos números de Reynolds ( $Re=8.6 \times 10^4$ ;  $1.89 \times 10^5$  y  $2.77 \times 10^5$ ). Un resumen de los casos analizados se muestra en la [Tabla 3](#).

Caso	G/D	$\delta/D$	Re
2D-SAS	0.2, 0.3, 0.4, 0.8, 1.5	0.1, 1.1	$8.6 \times 10^4$ , $1.89 \times 10^5$ , $2.77 \times 10^5$

Tabla 3: Resumen de los casos simulados.

En este trabajo, se investiga la fuerza sobre el cilindro (arrastre y sustentación), y las frecuencias y características del desprendimiento de vórtices para distintas alturas de cilindro respecto al piso. Los resultados obtenidos de las simulaciones se comparan con datos experimentales obtenidos por [Buresti y Lanciotti \(1992\)](#).

### 4.1 Coeficiente de arrastre y sustentación

Uno de los principales puntos a investigar es el efecto de la proximidad del cilindro a una superficie plana sobre la fuerza de arrastre (expresada por el coeficiente de arrastre  $C_d$ ) y la fuerza de sustentación (expresada por el coeficiente de sustentación  $C_l$ ).

La Figura 5 y Figura 6 comparan el coeficiente de arrastre y sustentación aerodinámico promediado en el tiempo en función de la separación del cilindro respecto al suelo con resultados experimentales realizados al mismo número de Reynolds por Buresti y Lanciotti (1992).

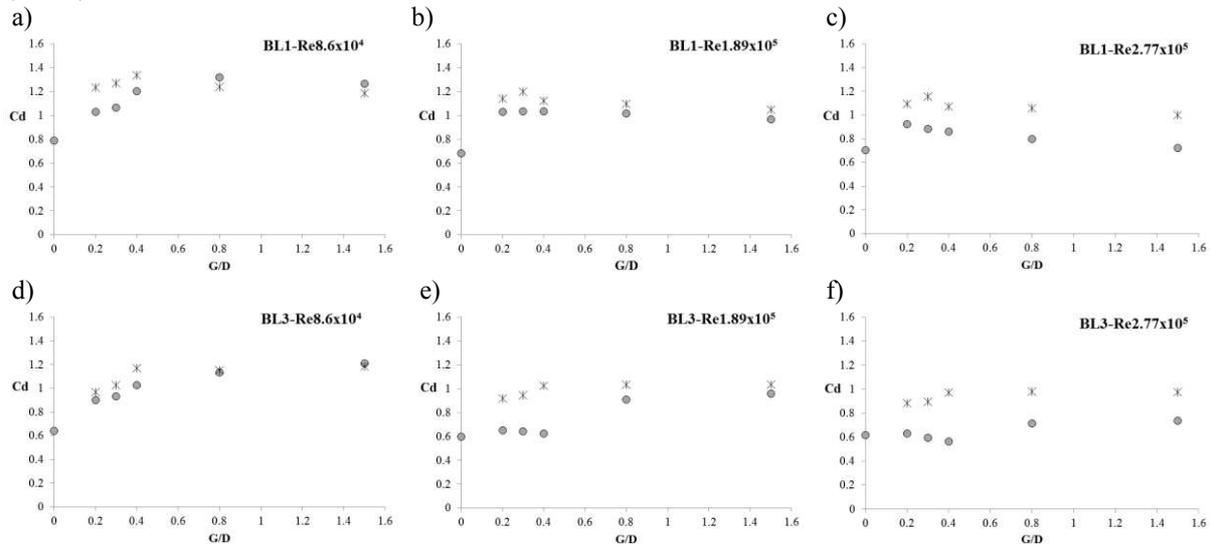


Figura 5: Coeficiente de arrastre promedio sobre el cilindro en función de la separación con el suelo.

● Datos experimentales de Buresti y Lanciotti (1992), \* Simulación numérica 2D-SAS.

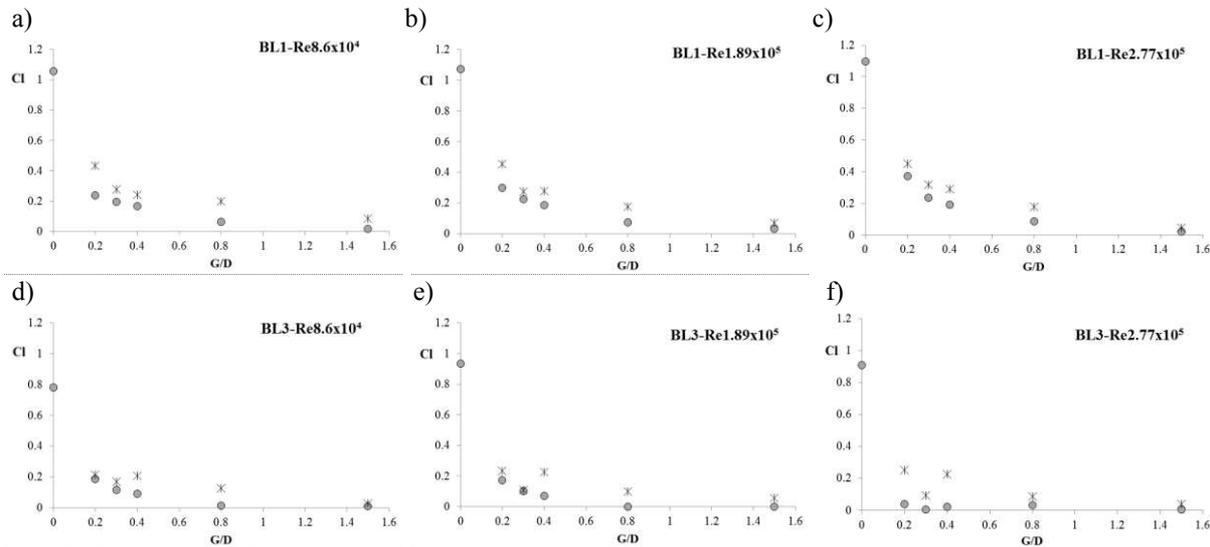


Figura 6: Coeficiente de sustentación promedio sobre el cilindro en función de la separación con el suelo.

● Datos experimentales de Buresti y Lanciotti (1992), \* Simulación numérica 2D-SAS.

En líneas generales se observan en la Figura 5 y Figura 6 que los resultados obtenidos por medio de CFD se aproximan de forma aceptable a los datos experimentales y de los cuales se permite establecer su correspondiente análisis.

Las simulaciones numéricas logran mostrar que tanto el coeficiente de arrastre ( $C_d$ ) como

de sustentación ( $C_l$ ) dependen de la relación de separación ( $G/D$ ), y están afectados por la capa límite del suelo. Otro aspecto que se puede establecer es que el modelo 2D-SAS muestra en la mayoría de los casos, tanto para el  $C_d$  como para el  $C_l$ , una sobrepredicción de los resultados, siendo en la determinación del  $C_d$  donde aparecen las mayores diferencias. Además se puede observar en la [Figura 5](#) y [Figura 6](#) que los resultados para cuando el cilindro se encuentra alejado del piso (condición en donde los efectos del suelo comienzan a ser despreciables,  $C_l \approx 0$ ) el modelo 2D-SAS logra una mejor aproximación a los datos obtenidos por Buresti y Lanciotti. Una posible explicación a la falta de reproducción en las tendencias para cuando en cilindro se encuentra cercano al suelo ( $G/D=0.2-0.4$ ), se podría deber a que las simulaciones 2D-SAS no logran reproducir la cesación del desprendimiento de los vórtices, efecto que ocurre cuando el cilindro se localiza cercano a dichas relaciones  $G/D$  (ver sección Número de Strouhal y desprendimiento de vórtices).

#### 4.2 Número de Strouhal y desprendimiento de vórtices

Otro de los aspectos a tener en cuenta cuando se analiza en flujo alrededor de cilindros es la frecuencia con lo cual los vortices se desprenden de dicho cilindro. Esto es representado por medio del conocido número de Strouhal que viene dado por:

$$St = \frac{fD}{U_\infty} \quad (12)$$

donde  $f$  es la frecuencia fundamental en [Hz] con la cual los vórtices se desprenden del cilindro,  $D$  es el diámetro del cilindro y  $U_\infty$  la velocidad del flujo libre. Dicha frecuencia  $f$  es obtenida a partir de las fluctuaciones de la fuerza de sustentación.

En la [Figura 7](#) se grafica el número de Strouhal en función de la posición relativa del cilindro al suelo para las dos capas límites analizadas y para el  $Re=8.6 \times 10^4$ .

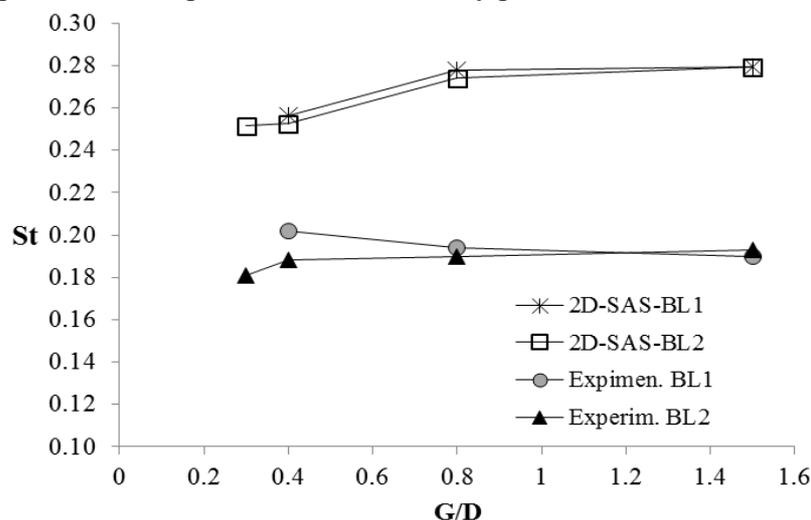


Figura 7: Variación del número de Strouhal ( $St$ ) en función de la separación con el suelo al  $Re=8.6 \times 10^4$ .

Se puede ver que los valores del número de Strouhal obtenidos por el modelo 2D-SAS muestra valores ligeramente mayores (sobre-estimación) respecto a los datos de los ensayos experimentales de Buresti y Lanciotti.

El desprendimiento de vortices del cilindro puede ser identificado por medio de las gráficas del coeficiente de sustentación o por medio de contornos de velocidades como se muestra en la [Figura 8](#).

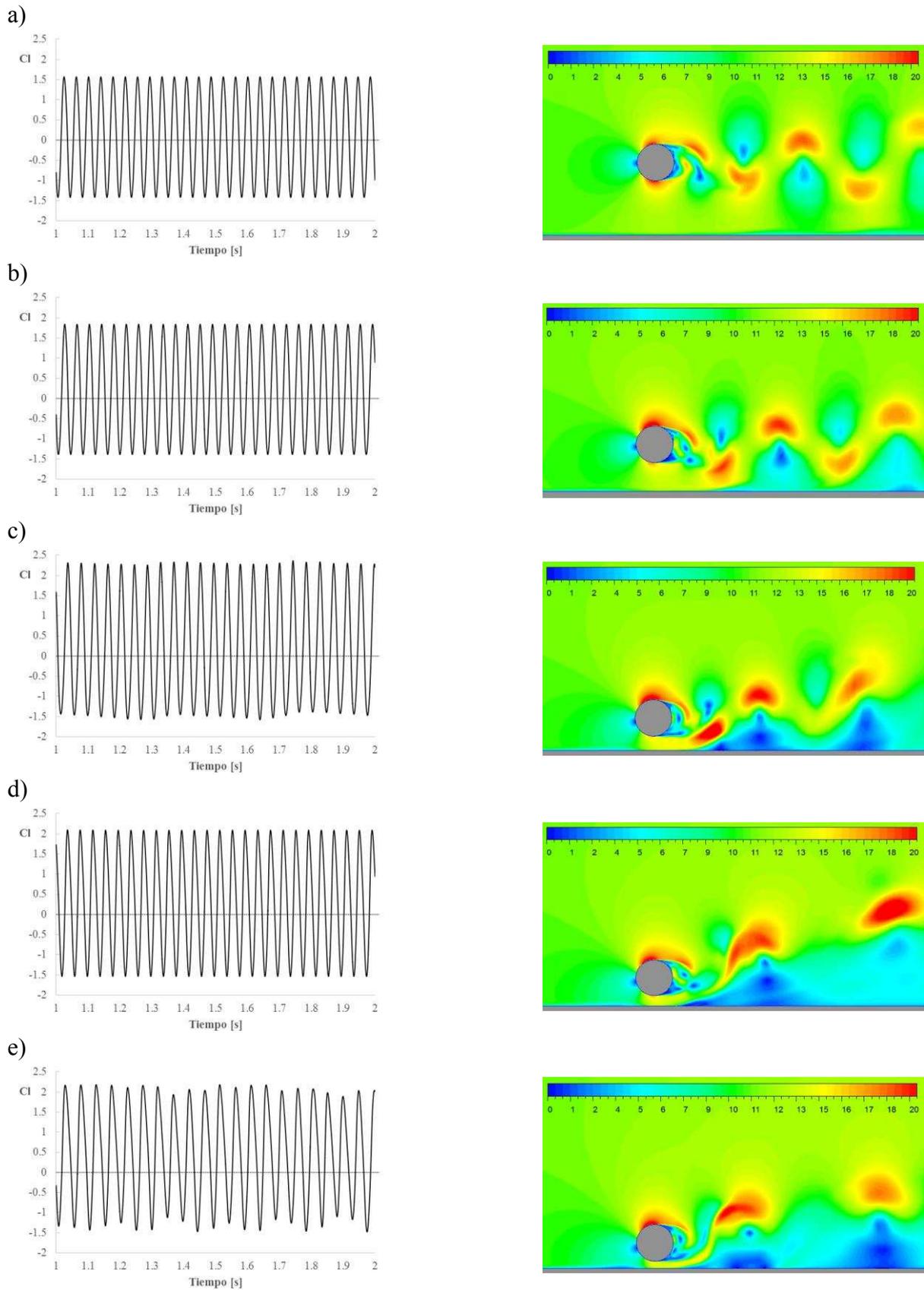


Figura 8: Variación en el tiempo del coeficiente de sustentación ( $C_l$ ) y contornos de velocidad instantánea (en unidades m/s) para la capa límite 1 y  $Re=8.6 \times 10^4$ : a)  $G/D=1.5$ ; b)  $G/D=0.8$ ; c)  $G/D=0.4$ ; d)  $G/D=0.3$ ; e)  $G/D=0.2$ .

La **Figura 8** muestra las variaciones en el tiempo de los coeficientes de sustentación y los contornos de velocidad instantánea (en un instante dado) para el caso de la capa límite 1 y para el  $Re=8.6 \times 10^4$  a las distintas separaciones con el suelo analizadas en este trabajo. Los gráficos e imágenes muestran que cuando el cilindro se aproxima a la pared, la supresión (o cese) de los desprendimientos de vórtices no ocurre, incluso para  $G/D=0.2$ , en donde se supone que el desprendimiento de vórtices cesa totalmente de acuerdo con los experimentos. Esto mismo ocurre para los otros números de Reynolds considerados y para la otra capa límite analizada.

## 5 CONCLUSIONES

En el presente trabajo se realizaron simulaciones numéricas bidimensionales (2D) con el modelo de turbulencia Scale-Adaptive Simulation (SAS) del flujo alrededor de un cilindro considerando el efecto suelo. Las simulaciones se realizaron para: cinco alturas diferentes del cilindro respecto al suelo ( $G/D=0.2$ ; 0.3; 0.4; 0.8 y 1.5), dos capas límites del suelo (BL1 y BL3) y tres números de Reynolds distintos ( $Re=8.6 \times 10^4$ ;  $1.89 \times 10^5$  y  $2.77 \times 10^5$ ). La comparación de estos resultados con ensayos experimentales en túnel de viento disponibles en la literatura permitió obtener algunas conclusiones relevantes. En primer lugar, las simulaciones mostraron que el coeficiente de arrastre ( $C_d$ ) y de sustentación ( $C_l$ ) dependen de la relación de separación del suelo ( $G/D$ ) y de la capa límite de dicho suelo. Además los resultados mostraron que cuando el cilindro se encuentra alejado del piso el modelo 2D-SAS logra una mejor aproximación a los ensayos experimentales. Otra conclusión relevante es que los valores del número de Strouhal obtenidos mediante las simulaciones numéricas indican una sobreestimación del mismo con respecto a los valores experimentales para diferentes alturas del cilindro en relación al suelo. Por otra parte, las simulaciones 2D-SAS no lograron reproducir la cesación del desprendimiento de los vórtices, efecto que ocurre cuando el cilindro se localiza cercano al piso.

De dichas conclusiones se desprende que el modelo 2D-SAS podría ser mejor aplicado para el estudio de cilindros en forma aislada que para estudiar cilindros considerando el efecto suelo. Finalmente, cabe destacar la importancia de complementar los resultados obtenidos en el presente trabajo con nuevos trabajos que permitan estudiar el flujo alrededor de cilindros con efecto suelo mediante simulaciones numéricas tridimensionales (3D) utilizando el modelo de turbulencia SAS.

## AGRADECIMIENTOS

Esta investigación fue financiada parcialmente por la Secretaría de Ciencia, Tecnología y Postgrado, Universidad Nacional de Cuyo (UNCuyo, 06/B344) y por una beca doctoral del Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET) a Mauro Grioni. Además los autores agradecen a la Universidad Nacional de Córdoba por el apoyo brindado.

## REFERENCIAS

- ANSYS Fluent Inc., Fluent 15.0.7 User's Guide, 2014.
- ANSYS ICEM CFD Inc, Ansys ICEM 15.0.7, 2014.
- Bearman, P.W., Zdravkovich, M.M., Flow around a circular cylinder near a plane boundary. *Journal of Fluid Mechanics*, 89, 33-47, 1978.
- Buresti, G., Lanciotti, A., Mean and fluctuating forces on a circular cylinder in cross flow near a plane surface. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 41, 639-650, 1992.

- Lei, C., Cheng, L., Kavanagh, K., Re-examination of the effect of a plane boundary on force and vortex shedding of a circular cylinder. *Journal of Wind Engineering Industrial Aerodynamics*, 80, 263–286, 1999.
- Menter, F.R., Two-equation eddy viscosity models for engineering applications. *AIAA Journal*, 32(8): 269–289, 1994.
- Menter, F.R., Kuntz, M., Bender, R., A scale-adaptive simulation model for turbulent flow predictions. *AIAA Paper 2003-0767*, Reno, Nevada, USA, 2003.
- Menter, F.R., Egorov, Y., Re-visiting the turbulent scale equation. In: *Proc. IUTAM Symp. One Hundred Years of Boundary Layer Research*, Göttingen. Springer, Heidelberg, 2004.
- Menter, F.R. and Egorov, Y., A scale-adaptive simulation model using two-equation models, *Paper AIAA 2005-1095*, Reno, Nevada, USA, 2005.
- Patankar, S.V., Numerical heat transfer and fluid flow. Hemisphere, Washington, DC, USA, 1980.
- Rotta, J.C., Turbulente Strömungen. BG Teubner Stuttgart, 1972.
- Spalart, P.R., Strategies for turbulence modelling and simulations. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 21, 252-263, 2000.
- Strelets, M., Detached eddy simulation of massively separated flows. *AIAA Pap.* 2001-0879, 2001.
- Taniguchi, S., Miyakoshi, K., Fluctuating fluid forces acting on a circular cylinder and interference with a plane wall. *Experiments in Fluids*, 9, 197-204, 1990.
- Zdravkovich, M.M., Forces on a circular cylinder near a plane wall. *Applied Ocean Research*, 7, 197-201, 1985.