



**UNIVERSIDAD DE CHILE
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS Y MATEMÁTICAS
DEPARTAMENTO DE INGENIERÍA MECÁNICA**

**TRANSPORTE DE UNA SUSTANCIA ESCALAR PASIVA MEDIANTE ANILLOS DE
VORTICIDAD**

MEMORIA PARA OPTAR AL TÍTULO DE INGENIERO CIVIL MECÁNICO

GABRIEL ANTONIO RODRÍGUEZ CHITI

**PROFESOR GUÍA:
RODRIGO HERNÁNDEZ PELLICER**

**MIEMBROS DE LA COMISIÓN:
JUAN CARLOS ELICER CORTÉS
ÁLVARO VALENCIA MUSALEM**

**SANTIAGO DE CHILE
MAYO 2009**

RESUMEN DE LA MEMORIA
PARA OPTAR AL TÍTULO DE
INGENIERO CIVIL MECÁNICO
POR: GABRIEL RODRÍGUEZ.
FECHA: 5 DE MAYO DE 2009
PROF. GUÍA: SR. RODRIGO HERNÁNDEZ

TRANSPORTE DE UNA SUSTANCIA ESCALAR PASIVA MEDIANTE ANILLOS DE VORTICIDAD

Los anillos de vorticidad son estructuras compactas que se deben a la rotación de fluido en torno a un eje circular y que se desplazan sobre su eje axial con una velocidad inducida por el propio giro del fluido. El estudio de anillos de vorticidad ha sido ampliamente documentado debido a sus potenciales aplicaciones en diversas áreas de la ingeniería, tales como, generación de sonido o procesos de transporte y mezcla. La forma más utilizada experimentalmente de generar un anillo de vorticidad es mediante el desplazamiento de una columna de fluido a través de un orificio en una placa plana. El principal parámetro que caracteriza un anillo de vorticidad es el número de Reynolds, definido como $Re = U_a \cdot D_0 / \nu$, donde U_a es la velocidad de advección del anillo, D_0 es el diámetro del orificio de salida y ν es la viscosidad cinemática del fluido. Esquemáticamente y para efectos de resultados, los anillos de vorticidad pueden ser representados por un elipsoide oblato al cual se le llama burbuja y por un núcleo que toma la forma de un toro de revolución donde se concentra la vorticidad del fenómeno.

El presente trabajo cuenta con el apoyo del proyecto FONDECYT 1085020 que estudia el comportamiento de escalares pasivos en campos de velocidad generados por diversas estructuras. En este trabajo se estudiaron los mecanismos de transporte y difusión de una sustancia escalar pasiva producto del campo de velocidad generado por anillos de vorticidad. Utilizando el software CFD Fluent v6.3 se resolvieron numéricamente las ecuaciones de Navier-Stokes en tres dimensiones mediante simulación numérica directa (DNS) y la ecuación de transporte de la sustancia escalar. Los resultados de la generación de anillos 3D fueron validados con información experimental proporcionada por el laboratorio LEAF-NL y con resultados teóricos conocidos.

La validación experimental determinó que los anillos generados numéricamente difieren en menos de un 10 % de los anillos estudiados experimentalmente. Se verificó que, para la geometría escogida, la dinámica de un anillo de vorticidad se relaciona directamente con los parámetros de generación encontrándose esas relaciones. Al hacer pasar un anillo de vorticidad por una distribución uniforme de escalar a modo de una pared delgada se verificó que la cantidad de sustancia retenida por el anillo es directamente proporcional al espesor de la pared y al número de Reynolds del anillo. En el caso en que la sustancia escalar es introducida en el anillo durante la generación, se establece que el transporte de la sustancia dentro de la burbuja y del núcleo del anillo decaen según una ley lineal en la mayoría de los casos, sin embargo para distancias cortas, un anillo puede transportar entre un 40 y un 70 % de la masa inyectada justo durante su formación.

Agradecimientos

Agradezco y dedico este trabajo a mis padres, Franca y Rodolfo, que tanto esfuerzo han dedicado para darme lo mejor en la vida, y quienes, con sus enseñanzas y su confianza, me han permitido llegar hasta este punto, donde comienzo un nuevo camino.

A mi hermana, Paulina, por su ayuda y su comprensión durante los largos días y noches de trabajo, por sus ricas comidas y su compañía.

A mi novia, Alejandra, por brindarme su amor y apoyo incondicional, tanto a la distancia como en los momentos de trabajo o descanso que compartimos.

Agradezco al profesor Rodrigo Hernández, por su preocupación y disposición para colaborar con este trabajo, por la oportunidad de trabajar bajo su tutela y el apoyo del proyecto FONDECYT 1085020, el cual dirige.

Felicito y agradezco a mis compañeros y amigos Felipe y Luis, porque juntos logramos salir adelante en lo que nos propusimos, por sus aportes y su compañerismo con los cuales conté siempre durante este último año.

Finalmente, pero no menos importante, agradezco a todos los amigos y familiares que siempre se preocuparon por mí y me brindaron su apoyo y cariño, en especial a mis tíos y primos, quienes compartieron su hogar conmigo dándome un lugar donde vivir durante gran parte de mi estadía en la universidad.

A todos, muchas gracias.

Gabriel Rodríguez

Índice general

Índice de tablas	v
Índice de figuras	vi
1. Introducción	1
1.1. Antecedentes Generales	1
1.2. Objetivos	2
1.2.1. Objetivo General	2
1.2.2. Objetivos Específicos	2
1.3. Alcances	3
2. Antecedentes	4
2.1. Generalidades	4
2.1.1. Vorticidad y campos de velocidad	4
2.1.2. Anillos de vorticidad	5
2.1.3. Parámetros descriptivos de un anillo de vorticidad	7
2.1.4. Perfiles característicos de un anillo de vorticidad	8
2.2. Estudio experimental	13
2.3. Modelos Teóricos	15
2.4. Método Numérico	17
2.4.1. Método de volúmenes de control	18
2.4.2. Algoritmo SIMPLEC	19
2.5. Estudios con escalar	22
2.5.1. Perfiles y masa de escalar	23
2.5.2. Propiedades físicas de los fluidos	24
3. Simulación numérica de la generación de anillos de vorticidad	26
3.1. Geometría	26
3.1.1. Definición de dimensiones	27
3.2. Mallado	27
3.3. Condiciones de Borde	29

4. Validación de simulaciones	34
4.1. Pruebas de malla	34
4.2. Validación experimental	39
4.2.1. Comparación de Perfiles de Velocidad	41
5. Casos de estudio	45
5.1. Caso de estudio 1: Distribución de escalar tipo pared	45
5.2. Caso de estudio 2: Escalar en el orificio de salida	47
5.3. Otros casos y Resumen de simulaciones	50
6. Resultados y Análisis	51
6.1. Dinámica de anillos de vorticidad	51
6.2. Comportamiento de una sustancia escalar	60
6.2.1. Escalar en Flujo de Couette	60
6.2.2. Esfera de escalar	63
6.3. Caso de estudio 1: Distribución de escalar tipo pared	65
6.4. Caso de estudio 2: Distribución de escalar en el orificio de salida del generador	75
6.4.1. Análisis con diferente desplazamiento de pistón	79
6.4.2. Análisis con diferente τ	84
6.4.3. Dependencia del número de Schmidt	87
7. Conclusiones	89
Bibliografía	91
A. Screenshoots y detalles de Fluent	I

Nomenclatura

Generales	
x, y, z	Coordenadas de posición dentro del fluido
u, v, w	Velocidades del fluido en \hat{x}, \hat{y} y \hat{z} respectivamente
x^*, y^*, z^*	Coordenadas adimensionales
u^*, v^*, w^*	Velocidades del fluido adimensionales
t	Tiempo desde el inicio del movimiento de pistón
t^*	Tiempo adimensional
Geometría y Mallado	
D_g	Diámetro del generador de anillos
D_0	Diámetro del orificio de salida
D_e	Diámetro del volumen de cálculo fuera del generador
l_g	Largo del generador
e	Espesor del agujero
l_e	Largo del volumen de cálculo fuera del generador
l_g^o	Largo característico del elemento de malla longitudinal dentro del generador
l_e^o	Largo característico del elemento de malla longitudinal fuera del generador
Generación	
a, b, c	Constantes de función de forzamiento
$d(t)$	Desplazamiento de pistón
d	Desplazamiento máximo de pistón
$s(t)$	Velocidad de desplazamiento de pistón
τ	Tiempo característico de forzamiento
V_p	Volumen desplazado por el pistón
Dinámica de anillos	
X_{peak}	Posición del anillo
V_{peak}	Velocidad del fluido en la posición X_{peak}
U_a	Velocidad autoinducida del anillo
W_{max}	Vorticidad máxima instantánea de un campo
\bar{a}	Semieje menor de una burbuja
\bar{b}, \bar{c}	Semieje menor de una burbuja
\bar{a}_n, \bar{b}_n	Semiejes del núcleo del anillo
V_b	Volumen de una burbuja
Re	Número de Reynolds de un anillo
R_a	Radio de un anillo
D_a	Diámetro de un anillo

Estudios con escalar

C	Fracción másica de escalar
\bar{C}	Fracción volumétrica de escalar
CO	Referencia a monóxido de carbono
ε	Espesor de la distribución de escalar
m_t	Masa de escalar en el volumen de cálculo
m_b	Masa de escalar en la burbuja que representa el anillo
m_n	Masa de escalar en el núcleo del anillo
S_c	Número de Schmidt de la mezcla de sustancias
ρ_{CO}	Densidad de gas de monóxido de Carbono
ρ_{AIRE}	Densidad del aire
R_ρ	Cuociente de densidad de CO sobre densidad del aire
Γ_c	Coefficiente de difusión de CO en aire

Índice de tablas

2.1. Tabla de propiedades de fluidos utilizados.	24
4.1. Tabla de características de mallas utilizadas en otros trabajos numéricos sobre anillos de vorticidad.	34
4.2. Tabla de características de mallas utilizadas en el presente trabajo.	35
5.1. Parámetros de la distribución de escalar para el segundo caso de estudio.	49
5.2. Resumen de simulaciones realizadas y parámetros de generación utilizados. PARED: se refiere a la distribución de escalar del caso de estudio 1, SCIR: se refiere a la distribución de escalar del caso de estudio 2	50
6.1. Coeficientes de ajuste lineal para cantidad de escalar dentro de la burbuja del anillo.	82
6.2. Coeficientes de ajuste lineal para cantidad de escalar dentro del núcleo del anillo. .	83

Índice de figuras

2.1. Tipos de campos de velocidad: 1 Flujo paralelo, 2 Flujo de capa límite, 3 Flujo en rotación pura.	5
2.2. Ejemplos de anillos de vorticidad, (izq) imagen invertida de una gota de líquido que cae sobre un volumen mayor de agua; (der) Explosión de una bomba que genera un anillo de vorticidad visible por las partículas de polvo en su interior.	6
2.3. Representación lateral y de un isocontorno de vorticidad de un anillo	7
2.4. Contorno o línea de integración para el cálculo de la circulación	8
2.5. Perfil del módulo de la velocidad a lo largo del eje central del dominio de cálculo donde el peak indica la posición del anillo.	9
2.6. Esquema donde se muestra el eje central del dominio de cálculo.	9
2.7. Perfil del módulo de la velocidad en el eje y que indica la posición del anillo.	9
2.8. Esquema donde se muestra el eje y del dominio de cálculo en el punto donde se ubica el anillo de vorticidad.	9
2.9. Perfil de vorticidad en eje x desplazado en R_a	10
2.10. Eje x desplazado en R_a en dirección radial que sirve para calcular perfiles que corten el núcleo del anillo.	10
2.11. (Izq) Campo de velocidad de un anillo de vorticidad observado desde un sistema de referencia solidario al anillo que presentan los puntos de estancamiento. (Der) Dimensiones de la burbuja y el núcleo del anillo	10
2.12. Perfil de velocidad horizontal en el eje y para obtener el diámetro del anillo y un semieje del núcleo.	11
2.13. Resta del perfil de velocidad absoluta medido en el eje x con la velocidad U_a del anillo para establecer los puntos de estancamiento.	11
2.14. Perfil de velocidad vertical medido en el eje que corta el núcleo del anillo para establecer un semieje del núcleo del anillo.	11
2.15. Generador de anillos de vorticidad: de tubo (a), de orificio (b)	13
2.16. (a)Generador experimental y montaje del laboratorio Leaf-NI;(b) Gráfico donde se presenta de forma adimensional el desplazamiento del pistón $s(t)$, la velocidad del pistón y la velocidad en función del tiempo en un punto sobre el eje de simetría del anillo $u(t)$	14

2.17. Anillo de vorticidad teórico.	16
2.18. Campo de flujo en rotación pura debido a un filamento de vorticidad.	17
2.19. Perfil de velocidad debido a un filamento de vorticidad que muestra las zonas de decaimiento potencial (<i>I</i>) y la zona de disipación viscosa de un vórtice (<i>II</i>).	17
2.20. Volumen de control en torno al punto P con puntos vecinos (T,B,E,W,N,S)	18
2.21. Representación 2D del método de volúmenes de control.	19
2.22. Inyección de tinta azul en un experimento con agua, donde la tinta sirve como trazador para determinar las líneas de flujo.	22
2.23. Foto que representa la relatividad de lo que se entiende por escalar pasivo, al demostrar como el polvo o pequeñas piedras no afectan significativamente el campo de velocidad del tornado.	22
2.24. Contornos de concentración de escalar (CO en aire)	23
2.25. (1) Celda de medición de escalar con cantidades de escalar dispersas y de distinta densidad. (2) Celda de medición de escalar en donde la masa se encuentra en un volumen fijo V_1 con una concentración másica $C=1$	24
3.1. Corte en el plano xy del espacio de simulación.	27
3.2. Esquema de mallado longitudinal.	28
3.3. Visualización de la malla en el plano de corte xy.	28
3.4. Visualización de la malla en el plano yz.	29
3.5. Condiciones de borde mostradas en el plano de corte xy del espacio de simulación.	29
3.6. Función de movimiento del pistón generador a partir del cual se calcula la velocidad del pistón para la simulación numérica.	31
4.1. Visualización de la malla gruesa-1 en el plano yz.	35
4.2. Visualización del centro de la malla gruesa-1 en el plano yz.	36
4.3. Visualización de la malla fina-5 en el plano yz.	36
4.4. Visualización del centro de la malla fina-5 en el plano yz.	37
4.5. Comparación de perfil de velocidad en eje y para $X_{peak} = 2D_0$ para las distintas mallas: (O) Datos de [8] Malla 12c, (+) Malla 12c[1], (◇) Malla 12c[2] (×) Malla Gruesa1, (-) Malla Fina5	37
4.6. Comparación de perfil de velocidad en eje x para las distintas mallas: (O) Datos de [8] Malla 12c, (+) Malla 12c[1], (◇) Malla 12c[2] (×) Malla Gruesa1, (-) Malla Fina5	38
4.7. Comparación de la posición de un anillo experimental (O) y un numérico (-) de $Re \approx 700$	39
4.8. Comparación de V_{peak} en función del tiempo entre un anillo experimental (O) y un numérico (-) de $Re \approx 700$	40
4.9. Comparación de U_a en función del tiempo entre un anillo experimental (O) y un numérico (-) de $Re \approx 700$	41

4.10. Comparación de perfil de velocidad en el eje central de un anillo experimental (○) y un numérico (-) de $Re \approx 700$	41
4.11. Comparación de perfil de velocidad en eje y para $X_{peak} = 2D_0$ de un anillo experimental (○) y un numérico (-) de $Re \approx 700$	42
4.12. Comparación de perfil de velocidad en eje y para $X_{peak} = 4D_0$ de un anillo experimental (○) y un numérico (-) de $Re \approx 700$	43
4.13. Isocontornos de velocidad para $X_{peak} = 2D_0$ del anillo experimental.	44
4.14. Isocontornos de velocidad para $X_{peak} = 4D_0$ del anillo experimental.	44
4.15. Isocontornos de velocidad para $X_{peak} = 2D_0$ del anillo simulado numéricamente.	44
4.16. Isocontornos de velocidad para $X_{peak} = 4D_0$ del anillo simulado numéricamente.	44
5.1. Distribución de escalar para el primer caso de estudio, una distribución de escalar tipo paared, de espesor ε y diámetro 70[mm] con una concentración $C = 1$	45
5.2. Contorno de escalar para el caso 1 en $X_{peak}=2.6$	46
5.3. Contorno de escalar para el caso 1 en $X_{peak}=3.3$	46
5.4. Contorno de escalar para el caso 1 en $X_{peak}=4.0$	47
5.5. Contorno de escalar para el caso 1 en $X_{peak}=4.7$	47
5.6. Evolución del campo de escalar con distribución inicial de tipo puntual para $t=0$ [ms].	48
5.7. Evolución del campo de escalar con distribución inicial de tipo puntual para $t=8$ [ms].	48
5.8. Evolución del campo de escalar con distribución inicial de tipo puntual para $t=20$ [ms].	48
5.9. Evolución del campo de escalar con distribución inicial de tipo puntual para $t=34$ [ms].	48
5.10. Distribución de escalar para segundo caso de estudio, la sustancia escalar es ubicada en $t=0$ en la zona dibujada en todo el borde del orificio con una concentración $C=1$	49
6.1. Posición del anillo en función del tiempo para distintos desplazamientos de piston: (○) $d = 0,8$ [mm], (◇): $d = 0,6$ [mm], (+) $d = 0,4815$ [mm] y (-) $d = 0,4$ [mm].	51
6.2. Posición del anillo en función del tiempo para el mismo desplazamiento máximo de piston $d = 0,4815$ y para distintos tiempos de subida: (★): $\tau = 13$, (+): $\tau = 18,1$ y (×): $\tau = 22$	52
6.3. Posición adimensional del anillo en función del tiempo adimensional considerando $\alpha = -3/2$ y $\tau = 18$ [ms] para distintos desplazamientos de piston: (○) $d = 0,8$ [mm], (◇) $d = 0,6$ [mm], (+) $d = 0,4815$ [mm] y (-) $d = 0,4$ [mm].	53
6.4. Posición adimensional del anillo en función del tiempo adimensional para $\alpha = -3/2$ para el mismo desplazamiento máximo de piston $d = 0,4815$ [mm] y para distintos tiempos de subida: (★) $\tau = 13$ [ms], (+) $\tau = 18,1$ [ms] y (×) $\tau = 22$ [ms].	53

6.5. Posición adimensional del anillo en función del tiempo adimensional para (●): $d = 0,8[\text{mm}] - \tau = 18[\text{ms}]$, (◇) $d = 0,6[\text{mm}] - \tau = 18,1[\text{ms}]$, (+) $d = 0,4815[\text{mm}] - \tau = 18,1[\text{ms}]$, (-) $d = 0,4[\text{mm}] - \tau = 18,1[\text{ms}]$, (★): $d = 0,4815[\text{mm}] - \tau = 13[\text{ms}]$ y (×) $d = 0,4815[\text{mm}] - \tau = 22[\text{ms}]$	54
6.6. Isocontorno de vorticidad ($W=200$) para $d = 0,8[\text{mm}] - \tau = 18,1[\text{ms}]$ y $X_{peak} \approx 5$	55
6.7. Velocidad autoinducida para simulaciones con $\tau = 18,1[\text{ms}]$: (●) $d = 0,8[\text{mm}]$, (◇) $d = 0,6[\text{mm}]$, (+) $d = 0,4815[\text{mm}]$ y (-) $d = 0,4[\text{mm}]$	55
6.8. Velocidad autoinducida para simulaciones con $d = 0,4815[\text{mm}]$; (★) $\tau = 13[\text{ms}]$, (+) $\tau = 18,1[\text{ms}]$ y (×) $\tau = 22[\text{ms}]$	56
6.9. Velocidad adimensional ($\bar{U}_a(t^*)$) para todos los casos estudiados: (●) $d = 0,8[\text{mm}] - \tau = 18,1$, (◇) $d = 0,6[\text{mm}] - \tau = 18,1$, (+): $d = 0,4815[\text{mm}] - \tau = 18$, (-) $d = 0,4[\text{mm}] - \tau = 18,1$, (★) $d = 0,4815[\text{mm}] - \tau = 13$ y (×) $d = 0,4815[\text{mm}] - \tau = 22$	57
6.10. Número de Reynolds para los casos estudiados: (●) $d = 0,8[\text{mm}] - \tau = 18,1$, (◇) $d = 0,6[\text{mm}] - \tau = 18,1$, (+) $d = 0,4815[\text{mm}] - \tau = 18,1$, (-) $d = 0,4[\text{mm}] - \tau = 18,1$, (★) $d = 0,4815[\text{mm}] - \tau = 13$ y (×) $d = 0,4815[\text{mm}] - \tau = 22$	58
6.11. Radio del anillo para los distintos casos estudiados: (●) $d = 0,8[\text{mm}] - \tau = 18,1$, (◇) $d = 0,6[\text{mm}] - \tau = 18,1$, (+) $d = 0,4815[\text{mm}] - \tau = 18,1$, (-) $d = 0,4[\text{mm}] - \tau = 18,1$, (★) $d = 0,4815[\text{mm}] - \tau = 13$ y (×) $d = 0,4815[\text{mm}] - \tau = 22$	59
6.12. Volumen de la burbuja dividido por el volumen desplazado por el pistón para los distintos casos estudiados: (●) $d = 0,8[\text{mm}] - \tau = 18,1$, (◇) $d = 0,6[\text{mm}] - \tau = 18,1$, (+) $d = 0,4815[\text{mm}] - \tau = 18,1$, (-) $d = 0,4[\text{mm}] - \tau = 18,1$, (★) $d = 0,4815[\text{mm}] - \tau = 13$ y (×) $d = 0,4815[\text{mm}] - \tau = 22$	59
6.13. Campo de velocidad de flujo paralelo.	60
6.14. Perfil de velocidad $u(y)$ del caso de flujo paralelo.	60
6.15. Contorno de escalar para $t=0$, $t=4$ y $t=8$ [ms].	61
6.16. Contorno de escalar para $t=12$, $t=16$ y $t=19$ [ms].	62
6.17. Esquema de influencia de un campo de velocidad de un flujo de couette sobre una distribución puntual de escalar. El campo de velocidad (a) se descompone en (b) y (c) que representan la advección y fuerzas de corte sobre el escalar que determinan (e) y (f) respectivamente.	63
6.18. Esquema que muestra la ubicación del escalar para la simulación de la esfera de escalar en un medio quieto.	63
6.19. Contornos de escalar para simulación de esfera de escalar para $t=0[\text{ms}]$	64
6.20. Contornos de escalar para simulación de esfera de escalar para $t=20[\text{ms}]$	64
6.21. Contornos de escalar para simulación de esfera de escalar para $t=50[\text{ms}]$	64
6.22. Contornos de escalar para simulación de esfera de escalar para $t=80[\text{ms}]$	64
6.23. Esquema que representa las zonas donde se calcula la masa de escalar como la suma de las masas de cada celda de cálculo.	65

6.24. Isocontorno de vorticidad $W = 200$ (rojo) cerca de intersectar con un isocontorno de escalar $C = 0,05$ (verde).	66
6.25. Acercamiento de un isocontorno de vorticidad $W = 200$ (rojo) cerca de intersectar con un isocontorno de escalar $C = 0,05$ (verde).	66
6.26. Isocontorno de vorticidad $W = 200$ (blanco) con un isocontorno de escalar $C = 0,05$ (verde) que muestran como ingresa el escalar hacia el anillo de vorticidad.	66
6.27. Acercamiento de isocontorno de vorticidad $W = 200$ (blanco) con un isocontorno de escalar $C = 0,05$ (verde) luego de haberse intersectado	66
6.28. Masa de escalar en el volumen de cálculo total para distintos espesores de pared: (\times) $\varepsilon = 2$ [mm], (\diamond) $\varepsilon = 5$ [mm] y (\square) $\varepsilon = 10$ [mm].	67
6.29. Masa de escalar en la burbuja como fracción de la masa total para distintos espesores de pared: (\square) $\varepsilon = 10$ [mm], (\diamond) $\varepsilon = 5$ [mm] y (\times) $\varepsilon = 2$ [mm] en un anillo de $Re=700$	68
6.30. Masa de escalar en el núcleo para distintos espesores de pared: (\square) $\varepsilon = 10$ [mm], (\diamond) $\varepsilon = 5$ [mm] y (\times) $\varepsilon = 2$ [mm] en un anillo de $Re=700$	69
6.31. Masa de escalar en el núcleo para distintos espesores de pared: (\square) $\varepsilon = 10$ [mm], (\diamond) $\varepsilon = 5$ [mm] y (\times) $\varepsilon = 2$ [mm] en un anillo de $Re=700$	69
6.32. Masa total de escalar en el volumen de cálculo con barras de error de 0,5 % para: (\bullet) $d=0,8$, (\times) $d=0,6$, (\square) $d=0,4$	70
6.33. Masa de escalar en la burbuja para anillos de distintos desplazamientos de pistón con $\tau = 18,1$ [ms]: (\bullet) $d=0,8$ - $Re=1430$, (\times) $d=0,6$ - $Re=950$, (\square) $d=0,4$ - $Re=530$	71
6.34. Masa de escalar en el núcleo para anillos de distintos desplazamientos de pistón con $\tau = 18,1$ [ms]: (\bullet) $d=0,8$ - $Re=1430$, (\times) $d=0,6$ - $Re=950$, (\square) $d=0,4$ - $Re=530$	72
6.35. Masa de escalar en la burbuja dividida por el desplazamiento de pistón para anillos de distintos desplazamientos de pistón con $\tau = 18,1$ [ms]: (\bullet) $d=0,8$ - $Re=1430$, (\times) $d=0,6$ - $Re=950$, (\square) $d=0,4$ - $Re=530$	72
6.36. Masa de escalar en el núcleo dividida por el desplazamiento de pistón para anillos de distintos desplazamientos de pistón con $\tau = 18,1$ [ms]: (\bullet) $d=0,8$ - $Re=1430$, (\times) $d=0,6$ - $Re=950$, (\square) $d=0,4$ - $Re=530$	72
6.37. Vorticidad máxima del campo en función de la posición del anillo para distintos desplazamientos de pistón con $\tau = 18,1$ [ms]: (\bullet) $d=0,8$ - $Re=1430$, (\times) $d=0,6$ - $Re=950$, (\square) $d=0,4$ - $Re=530$	73
6.38. Velocidad autoinducida en función de la posición del anillo para distintos desplazamientos de pistón con $\tau = 18,1$ [ms]: (\bullet) $d=0,8$ - $Re=1430$, (\times) $d=0,6$ - $Re=950$, (\square) $d=0,4$ - $Re=530$	73
6.39. Cantidad de masa de escalar en la burbuja en $X_{peak} = 6D_0$ en función de la velocidad autoinducida del anillo en $X_{peak} = 3D_0$	74

6.40. Cantidad de masa de escalar en la burbuja en $X_{peak} = 6D_0$ en función de la vorticidad máxima del campo del anillo en $X_{peak} = 3D_0$	74
6.41. Isocontorno de vorticidad ($W=250$) para el caso de estudio 2 utilizando $d=0,4815$ [mm] y $\tau=18,1$ [ms] para $t=8$	75
6.42. Isocontorno de vorticidad ($W=250$) para el caso de estudio 2 utilizando $d=0,4815$ [mm] y $\tau=18,1$ [ms] para $t=16$	75
6.43. Isocontorno de vorticidad ($W=250$) para el caso de estudio 2 utilizando $d=0,4815$ [mm] y $\tau=18,1$ [ms] para $t=32$	75
6.44. Isocontorno de vorticidad ($W=250$) para el caso de estudio 2 utilizando $d=0,4815$ [mm] y $\tau=18,1$ [ms] para $t=48$	75
6.45. Contornos de escalar para el caso de estudio 2 utilizando $d=0,4815$ [mm] y $\tau=18,1$ [ms] para $t=2$	76
6.46. Contornos de escalar para el caso de estudio 2 utilizando $d=0,4815$ [mm] y $\tau=18,1$ [ms] para $t=8$	76
6.47. Contornos de escalar para el caso de estudio 2 utilizando $d=0,4815$ [mm] y $\tau=18,1$ [ms] para $t=14$	76
6.48. Contornos de escalar para el caso de estudio 2 utilizando $d=0,4815$ [mm] y $\tau=18,1$ [ms] para $t=20$	76
6.49. Contornos de escalar para el caso de estudio 2 utilizando $d=0,4815$ [mm] y $\tau=18,1$ [ms] para $t=26$	77
6.50. Contornos de escalar para el caso de estudio 2 utilizando $d=0,4815$ [mm] y $\tau=18,1$ [ms] para $t=32$	77
6.51. Isocontorno de escalar ($C=0.02$) para el caso de estudio 2 utilizando $d=0.4815$ [mm] y $\tau=18,1$ [ms] para $t=8$	78
6.52. Isocontorno de escalar ($C=0.02$) para el caso de estudio 2 utilizando $d=0.4815$ [mm] y $\tau=18,1$ [ms] para $t=16$	78
6.53. Isocontorno de escalar ($C=0.02$) para el caso de estudio 2 utilizando $d=0.4815$ [mm] y $\tau=18,1$ [ms] para $t=32$	78
6.54. Isocontorno de escalar ($C=0.02$) para el caso de estudio 2 utilizando $d=0.4815$ [mm] y $\tau=18,1$ [ms] para $t=48$	78
6.55. Isocontorno de escalar 3D para el caso 2 utilizando $d=0,4815$ [mm] y $\tau=18,1$ [ms] para $t=64$	79
6.56. Isocontorno de escalar 3D para el caso 2 utilizando $d=0,4815$ [mm] y $\tau=18,1$ [ms] para $t=80$	79
6.57. Isocontorno de escalar $C = 0,05$ (verde) y de vorticidad $W = 300$ (blanco) para desplazamiento de pistón $d = 0,6$, demuestra que no son totalmente equivalentes.	79

6.58. Masa total de escalar en función de la posición del anillo para distintos desplazamientos de pistón con barras de error de un 1 % (●): $d=0,8$ [mm], (×): $d=0,6$ [mm], (□): $d=0,4$ [mm].	80
6.59. Masa total de escalar, masa en la burbuja, masa en el núcleo en función de la posición del anillo para reynolds $Re=900$; (×): m_t , (×): m_b y (-×-): m_n	81
6.60. Masa en la burbuja como fracción de la \bar{m}_t en función de la posición del anillo para distintos desplazamientos de pistón; (●) $d=0,8$ [mm] - Re , (×): $d=0,6$ [mm], (□): $d=0,4$ [mm].	82
6.61. Masa en el núcleo como fracción de \bar{m}_t en función de la posición del anillo para distintos reynolds;(●): $d=0.8$ [mm], (×): $d=0.6$ [mm], (□): $d=0.4$ [mm].	83
6.62. Masa de escalar el volumen de cálculo en función de la posición del anillo para distintos tiempos de subida del pistón;(★) $\tau=13$, (+) $\tau = 18, 1$, (×) $\tau=22$	84
6.63. Masa de escalar en la burbuja como fracción de m_t en función de la posición del anillo para distintos tiempos de subida del pistón y desplazamiento máximo $d = 0,4815$:(★) $\tau=13$, (+) $\tau = 18, 1$, (×) $\tau=22$	85
6.64. Masa en el núcleo como fracción de m_t en función de la posición del anillo para distintos tiempos de subida del pistón y desplazamiento máximo $d = 0,4815$:(★) $\tau = 13$, (+) $\tau = 18, 1$, (×) $\tau = 22$	85
6.65. Masa de escalar total, en burbuja y en núcleo en función de la posición del anillo para(★) $d=0,4815$ [mm] - $\tau=13$ [ms], (×) $d=0,6$ [mm] - $\tau=18,1$ [ms].	86
6.66. Masa de escalar total, en burbuja y en núcleo en función de la posición del anillo para:(□) $d=0,4$ [mm] - $\tau=18,1$ [ms], (×) $d=0,4815$ [mm] - $\tau=22$ [ms].	86
6.67. Masa de escalar en la burbuja y en núcleo en función de la posición del anillo para $d = 0,4815$ [mm] y $\tau = 18, 1$ [ms]: (+) $S_c = 0,54$, (+) $S_c = 5,4$	87
6.68. Masa de escalar en la burbuja y en núcleo en función de la posición del anillo para $d = 0,4815$ [mm] y $\tau = 18, 1$ [ms]: (+) $S_c = 0,54$, (+) $S_c = 5,4$	88
A.1. Parámetros generales del solver.	I
A.2. Parametros del modelo de transporte de especies.	II
A.3. Condiciones de operación.	II
A.4. Cilindro con escalar $C=1$ para distribución SCIR.	III
A.5. Cilindro con escalar $C=0$ para distribución SCIR.	III
A.6. Asignación o parche de escalar $C=1$ para distribución SCIR.	III
A.7. Asignación o parche de escalar $C=0$ para distribución SCIR.	III

Capítulo 1

Introducción

1.1. Antecedentes Generales

En los últimos años, la formación, desarrollo e interacción de anillos de vorticidad ha sido ampliamente estudiada y documentada por la comunidad científica, lo cual ha significado un gran avance en el tema, principalmente en las áreas de generación de sonido, transporte y mezcla, e incluso medicina.

Desde el punto de vista de la ingeniería, se ha visto que los anillos de vorticidad pueden tener aplicaciones en el combate de incendios petroleros, en el fresado subacuático o en el modelado de pérdida de sustentación en aeronáutica.

A partir de la década del 90, la publicación de trabajos ha avanzado fuertemente en base a simulaciones numéricas directas (DNS), lo cual provee a los investigadores de un mayor poder resolutivo para describir los fenómenos, avalando previamente sus resultados con los obtenidos experimentalmente [1, 2, 3].

Aparte del interés sobre los anillos de vorticidad en sí, la comunidad científica ha avanzado bastante en la investigación de mecanismos de mezcla y difusión de especies en un fluido [5]. Este proceso de mezcla tiene diferentes aplicaciones en combustión y en estudios de contaminación ambiental.

En este trabajo se realizaron simulaciones numéricas que establecen como afecta la vorticidad,

específicamente de anillos de vorticidad, en la concentración de una sustancia que no influye en los campos de velocidad del flujo, llamada sustancia escalar pasiva. Estas simulaciones numéricas fueron comparadas y validadas con datos obtenidos en el laboratorio LEAF-NL de la Facultad de Ciencias Físicas y Matemáticas de la Universidad de Chile [4].

1.2. Objetivos

1.2.1. Objetivo General

El objetivo general del presente trabajo es resolver numéricamente las ecuaciones que gobiernan los anillos de vorticidad en tres dimensiones (3D) para estudiar la advección y difusión de una sustancia escalar pasiva, como la temperatura o el humo, en el campo de velocidad generado en estos anillos.

1.2.2. Objetivos Específicos

- Generar anillos de vorticidad 3D mediante un programa de análisis numérico de movimiento de fluidos.
- Validar la simulación numérica de los anillos de vorticidad comparándola con datos experimentales.
- Estudiar la formación de inestabilidades en los anillos de vorticidad obtenidos numéricamente.
- Estudiar la influencia del campo de velocidad de un anillo de vorticidad 3D sobre distintas configuraciones de distribución espacial del escalar pasivo.

1.3. Alcances

Los alcances de este estudio fueron los siguientes:

- Se validaron las simulaciones comparándolas con casos documentados experimentalmente en el laboratorio LEAF-NL.
- Las simulaciones con escalar se limitaron a un tipo de generación según la geometría escogida y validada.
- Las distintas simulaciones se realizaron para regímenes laminar y de transición sin considerar algún campo gravitatorio.

Capítulo 2

Antecedentes

2.1. Generalidades

2.1.1. Vorticidad y campos de velocidad

Un vórtice se define como un sistema constituido por un fluido, compresible o incompresible, que posee vorticidad generada por el movimiento rotacional del fluido. La vorticidad se define como la cantidad de rotación o velocidad angular local de rotación del flujo, matemáticamente, la vorticidad en un punto es un vector definido como la curvatura de la velocidad:

$$\vec{\omega} = \vec{\nabla} \times \vec{v}$$

En este sentido, cualquier tipo de flujo que posea una variación de velocidad en cualquiera de sus componentes posee un cierto grado de vorticidad. Esto quiere decir que un flujo laminar ideal, cuyo campo de velocidad es constante en todas sus componentes, no posee vorticidad (figura 2.1-1)[8], mientras que en el interior de una capa límite (figura 2.1-2) o en un flujo en rotación (figura 2.1-3), como un remolino, se puede observar un cierto grado de vorticidad, en los cuales la magnitud de esta vorticidad depende de los gradientes de velocidad, por lo que en flujos rotatorios la vorticidad es mayor.

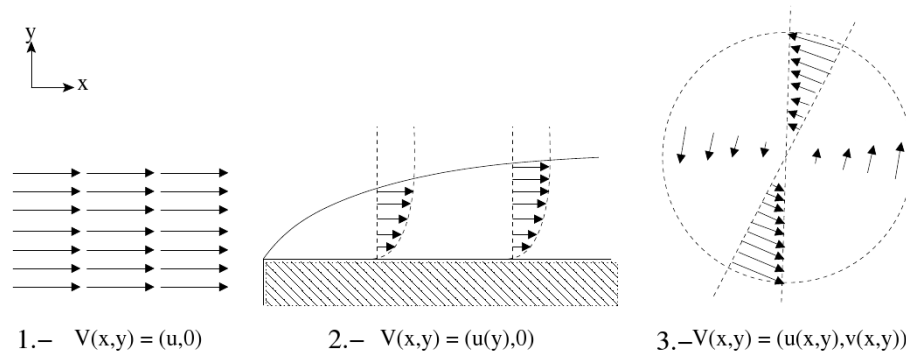


Figura 2.1: Tipos de campos de velocidad: 1 Flujo paralelo, 2 Flujo de capa límite, 3 Flujo en rotación pura.

2.1.2. Anillos de vorticidad

Un anillo de vorticidad se presenta cuando se tiene una zona de vorticidad con un eje circular y simetría axial, aunque puede presentar inestabilidades [2, 6] según ciertos parámetros. Los anillos de vorticidad se desplazan sobre su eje axial con una velocidad inducida por el propio giro del fluido y por el impulso inicial.

En la figura 2.2 se presentan dos ejemplos que muestran la forma de un anillo de vorticidad, en la imagen de la izquierda se presenta la fotografía invertida de un experimento que consiste en dejar caer una gota de agua con colorante sobre un estanque de agua, la gota genera un campo de presión circular que luego crea un anillo de vorticidad que se propaga hacia el fondo del pequeño estanque. En la imagen de la derecha se presenta la fotografía de la explosión de una bomba, la cual genera una onda que al salir a la superficie se convierte en un anillo de vorticidad y que puede ser observado por el fuego y el polvo que permanecen en su interior y que son afectados por el campo de velocidad del anillo. En ambas fotografías se aprecia la estela y un tipo de lobulos que deja el paso del anillo de vorticidad.

En general, se puede establecer que el estudio de anillos de vorticidad se ha desarrollado desde dos puntos de vista, uno es aquel que trata de estudiar los anillos en sí para generar una teoría más precisa y luego establecer algún uso. El otro punto de vista es más práctico, se estudia cómo los anillos interactúan con el medio. Dentro de este último punto de vista es que existen principalmente tres áreas[1] en las cuales se ha desarrollado el tema:

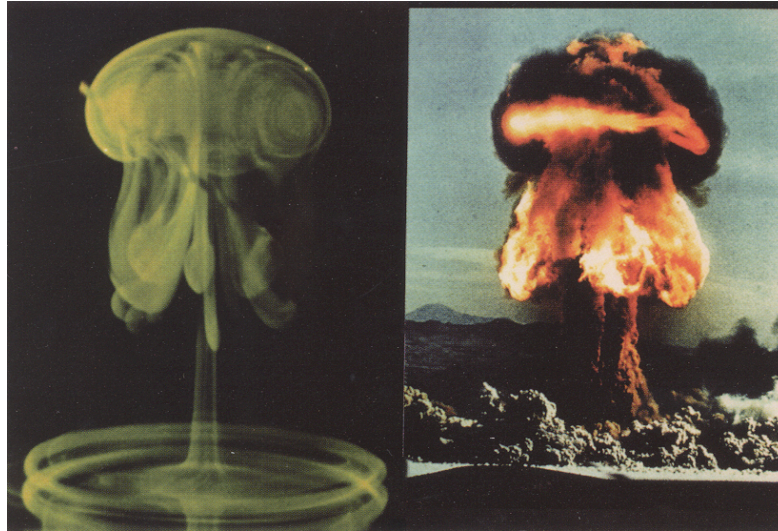


Figura 2.2: Ejemplos de anillos de vorticidad, (izq) imagen invertida de una gota de líquido que cae sobre un volumen mayor de agua; (der) Explosión de una bomba que genera un anillo de vorticidad visible por las partículas de polvo en su interior.

1. **Generación de sonido:** De manera intuitiva uno puede apreciar el rol que los vórtices desempeñan en la generación de sonido, de hecho, Möhring en 1978 [1] expresó el campo de sonido en términos de inestabilidades de vórtices, lo que condujo a que estos fueran nombrados "la voz del flujo" por parte de Müller & Obermeier (1988). Por otra parte, en aeroacústica es difícil localizar experimentalmente eventos individuales como las fuentes sonoras, sin embargo, Minota et. al.[1] mediante el estudio de la acústica de la interacción de anillos de vorticidad entre sí y con bordes de cuerpos, permitió la identificación de algunas fuentes de sonido.

2. **Transporte y mezcla:** Se puede verificar a través de la experiencia cotidiana, el rol que juegan los vórtices en los procesos de mezcla. En su momento, Dimotakis [1] describió los procesos de mezcla a través de dos pasos: un proceso de hundimiento debido a la velocidad inducida de Biot-Savart, seguido de una expansión de la interfaz entre la sustancia y la difusión molecular. Ambos procesos están presentes en un anillo de vorticidad. Por su parte Maxworthy [5] utiliza humo para observar el flujo entrante hacia el anillo y las líneas de campo que se producen dentro de éste. Además de lo anterior, se han realizado varios estudios de anillos que producen mezcla en capas de aire/combustible o aire/gases contaminantes.

3. **Interacción entre vórtices y de vórtices con superficies:** La interacción de anillos de vorticidad es un problema muy complejo y carente de simetría, que involucra la deformación del núcleo junto con una cancelación o suma de vorticidades y cambios en la topología de las líneas de vorticidad. Algunos ejemplos de estas interacciones se pueden encontrar en el trabajo de J. Astudillo [8],

en el cual se realizan simulaciones numéricas del choque de anillos de vorticidad según diversos parámetros de generación, mientras que G. Arévalo [9] desarrolla un montaje experimental en que un anillo impacta contra una placa calefactora cuyos resultados permiten calcular como influye el choque de un anillo en la tasa de transferencia de calor de la placa.

2.1.3. Parámetros descriptivos de un anillo de vorticidad

Los parámetros usados para caracterizar un anillo de vorticidad son, según [1, 3]: su diámetro característico (D_a), la velocidad de advección o velocidad autoinducida (U_a), la circulación (Γ), la vorticidad (ω) y el impulso hidrodinámico (I).

El diámetro característico del anillo se define como la distancia entre centros de rotación del anillo, tal como se muestra en la figura 2.3, se puede calcular utilizando el perfil de velocidad mostrado en la figura 2.12

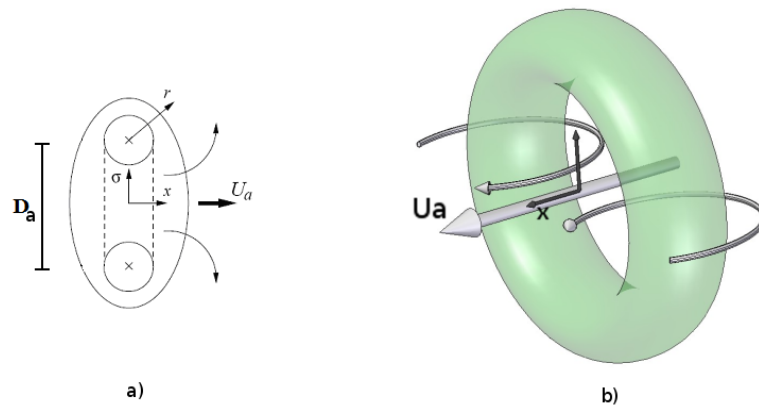


Figura 2.3: Representación lateral y de un isocontorno de vorticidad de un anillo

Se define U_a como la velocidad de advección del anillo. Si llamamos $\bar{X}(t)$ a la posición del anillo en el tiempo, entonces la velocidad de advección o autoinducida del anillo sería:

$$U_a = \frac{d\bar{X}(t)}{dt}$$

La circulación y el Impulso son definidos por Shariff K. [1], como sigue:

$$\Gamma(t) = \oint \vec{U}(t) d\vec{l}$$

$$\vec{I} = \frac{1}{2} \cdot \int \rho \cdot \vec{r} \times \vec{\omega} dV$$

Para el cálculo de la circulación del anillo, generalmente se elige una línea de integración como la de la figura 2.3, que representa los contornos de concentración de un escalar en un campo de velocidad de un anillo de vorticidad. Esta figura fue obtenida del trabajo de R. Hernandez [2].

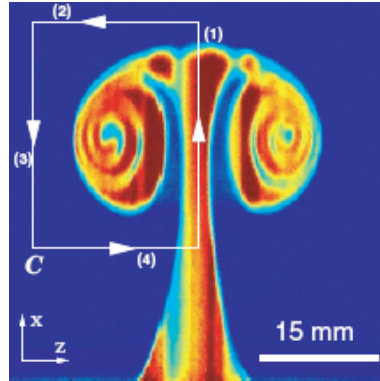


Figura 2.4: Contorno o línea de integración para el cálculo de la circulación

2.1.4. Perfiles característicos de un anillo de vorticidad

Gran parte de las comparaciones y presentaciones de resultados en los trabajos anteriores sobre el tema, son hechas mediante perfiles de velocidad, vorticidad o concentración de escalar en ciertas líneas representativas del flujo. En las figuras a continuación se presentan los perfiles de velocidad y vorticidad característicos de un anillo de vorticidad.

En la figura 2.5 se muestra el perfil de velocidad característico, considerando velocidad absoluta del fluido, en el eje central o eje de simetría del anillo presentado en la figura 2.6, el valor máximo de este perfil será considerado como la velocidad de peak (V_{peak}), mientras que la posición de este máximo de velocidad será considerada como la posición del anillo (X_{peak}).

Una vez determinada la posición del anillo con respecto al origen del sistema, que se encuentra en la salida del orificio, se pueden calcular los perfiles de velocidad en un eje perpendicular al desplazamiento del anillo. En la figura 2.7 se muestra un típico perfil de velocidad de un anillo de vorticidad, en donde el eje y corresponde a la línea vertical que indica la posición del anillo mostrada en la figura 2.8.

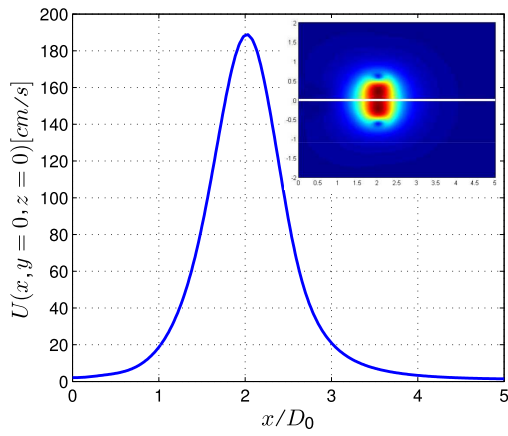


Figura 2.5: Perfil del módulo de la velocidad a lo largo del eje central del dominio de cálculo donde el peak indica la posición del anillo.

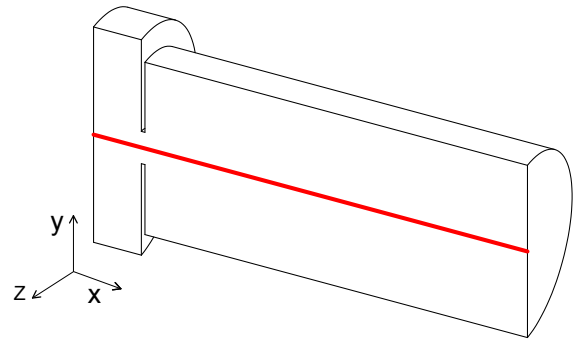


Figura 2.6: Esquema donde se muestra el eje central del dominio de cálculo.

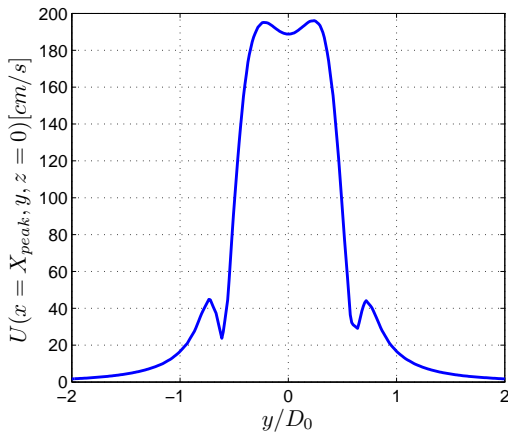


Figura 2.7: Perfil del módulo de la velocidad en el eje y que indica la posición del anillo.

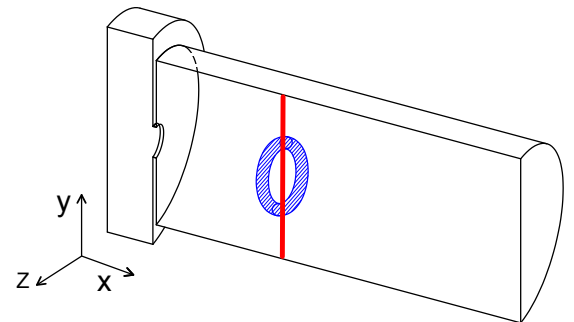


Figura 2.8: Esquema donde se muestra el eje y del dominio de cálculo en el punto donde se ubica el anillo de vorticidad.

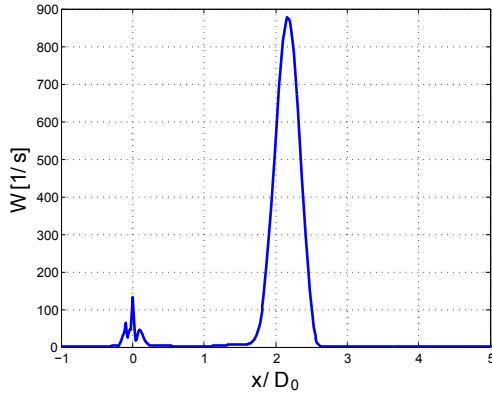


Figura 2.9: Perfil de vorticidad en eje x desplazado en R_a .

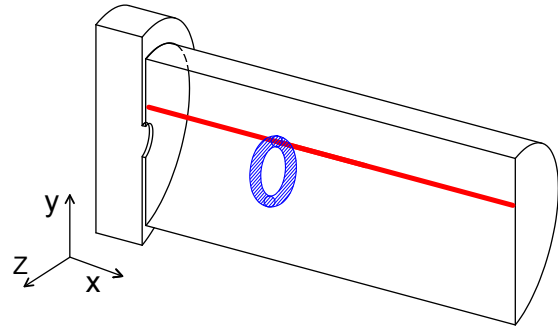


Figura 2.10: Eje x desplazado en R_a en dirección radial que sirve para calcular perfiles que corten el núcleo del anillo.

Burbuja y núcleo de un anillo de vorticidad

Numéricamente se han establecido dos espacios representativos de un anillo de vorticidad, estos son: la burbuja y el núcleo [8]. La burbuja corresponde a un esferoide ficticio que envuelve al anillo de vorticidad y se calcula tomando el campo de velocidad observado desde un sistema de referencia ubicado en el anillo en movimiento. Este campo de velocidad se muestra en la figura 2.11 (Izq). La burbuja se define como un esferoide oblató cuyos focos están ubicados a un radio de anillo (r_a) desde el eje central, mientras que su semieje menor (a), corresponde a la mitad de la distancia entre los puntos de estancamiento del fluido (X_{stnc}).

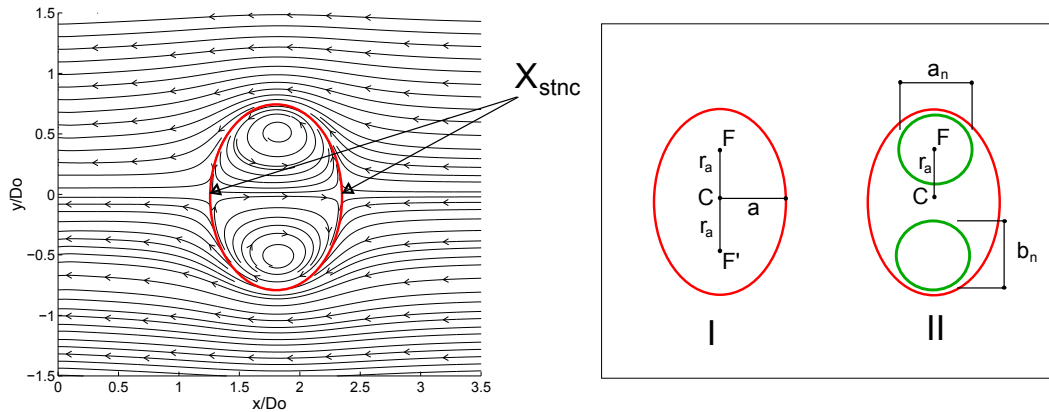


Figura 2.11: (Izq) Campo de velocidad de un anillo de vorticidad observado desde un sistema de referencia solidario al anillo que presentan los puntos de estancamiento. (Der) Dimensiones de la burbuja y el núcleo del anillo

El cálculo del diámetro del anillo se realiza mediante la creación del perfil de velocidad en el eje y como se muestra en la figura 2.12. Los puntos de estancamiento son ubicados graficando el perfil de velocidad horizontal relativa ($V_{xc} - U_a$) en el eje central como se muestra en la figura 2.13.

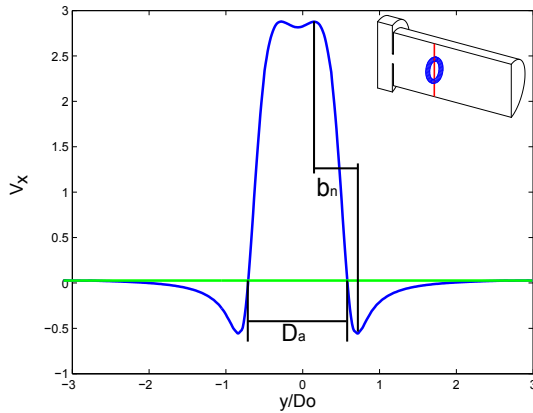


Figura 2.12: Perfil de velocidad horizontal en el eje y para obtener el diámetro del anillo y un semieje del núcleo.

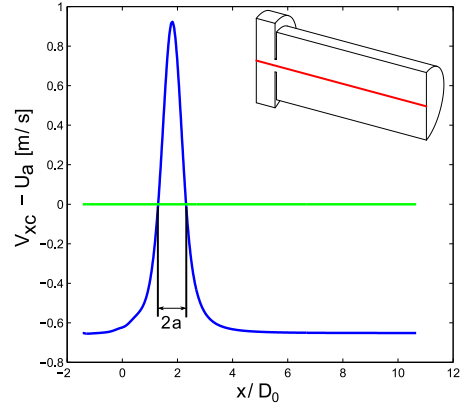


Figura 2.13: Resta del perfil de velocidad absoluta medido en el eje x con la velocidad U_a del anillo para establecer los puntos de estancamiento.

El núcleo del anillo, corresponde a un toro de revolución cuya sección no es necesariamente circular. En la figura 2.11(Der) se muestran los parámetros a_n y b_n que corresponden a los semiejes de la sección que define el núcleo. Los parámetros a_n y b_n pueden ser calculados a partir de los perfiles de velocidad presentados en las figuras 2.14 y 2.12 respectivamente.

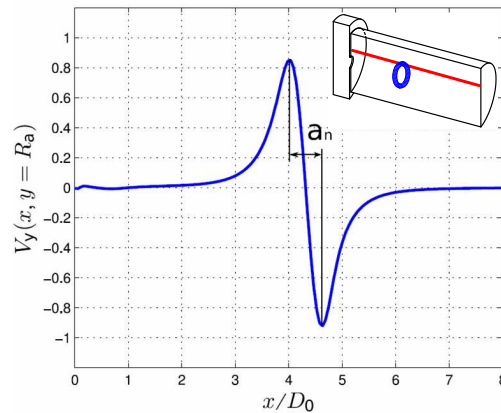


Figura 2.14: Perfil de velocidad vertical medido en el eje que corta el núcleo del anillo para establecer un semieje del núcleo del anillo.

A partir de los parámetros calculados se puede definir el semieje mayor de la burbuja y su volumen según las ecuaciones 2.1.

$$\begin{aligned} b &= \sqrt{R_a^2 + a^2} \\ V_b &= \frac{4}{3}\pi ab^2 \end{aligned} \tag{2.1}$$

2.2. Estudio experimental

Experimentalmente, la generación de anillos de vorticidad se realiza principalmente mediante dos tipos de generadores: uno de tubo y otro tipo orificio como los mostrados en la figura 2.15. Ambos generadores consisten en una cavidad cilíndrica, por la cual se desplaza un pistón de diámetro D_p , que expulsa fluido al ambiente a través de un orificio.

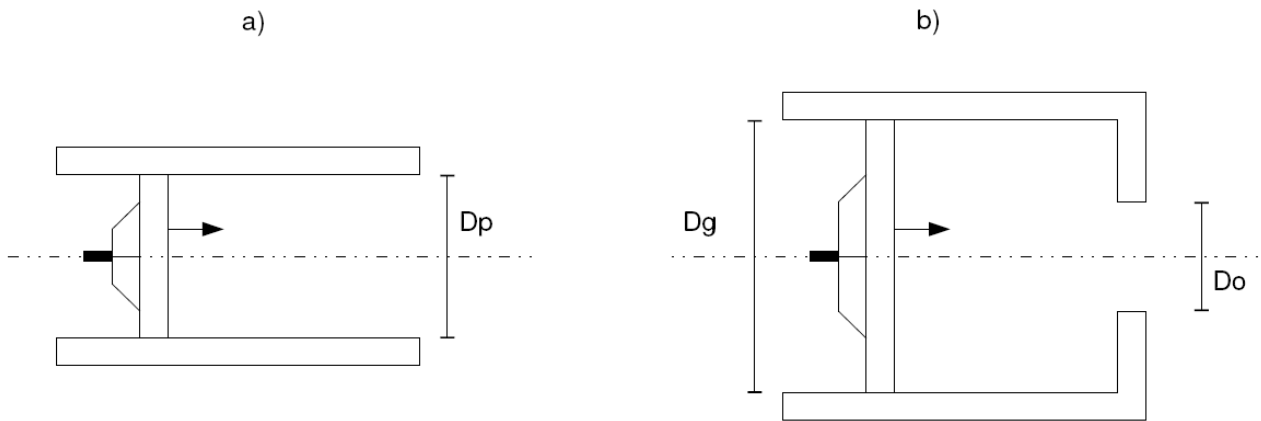


Figura 2.15: Generador de anillos de vorticidad: de tubo (a), de orificio (b)

En ambos casos el pistón se desplaza $s(t)$ a una velocidad $\frac{s(t)}{dt}$ durante un tiempo \bar{t} , desplazando un volumen $V_p = d\pi D_g^2/4$, donde d es el desplazamiento máximo del pistón. Los gradientes de velocidad producidos a la salida del generador provocan un desprendimiento de la capa límite en los bordes del agujero de salida, iniciando el proceso de formación del anillo de vorticidad. En el caso de generador tipo tubo, el diámetro del orificio de salida del generador (D_0), equivale al diámetro del pistón (D_p), no así en el generador "tipo orificio", donde $D_p > D_0$.

En la figura 2.16 [2, 8, 9] se muestra un montaje experimental de tipo orificio para la generación de anillos [9]. El montaje consiste en: (1) Un tubo de diámetro $D = 100[\text{mm}]$, al cual se le adosa un parlante en su parte posterior (3). Un pistón plano (2) se une a la membrana del parlante mientras que la salida del tubo es obstruida con una placa (4) con un orificio de 10 a 20[mm]. El anillo (5) es generado por el aire que sale de la cavidad impulsado por el movimiento del pistón que a su vez es generado por un sistema de señales (6 y 7).

Para la medición experimental del campo de velocidad dos de las técnicas más usadas actualmente son: La anemometría de hilo caliente y la técnica PIV (Particle Image Velocimetry). El

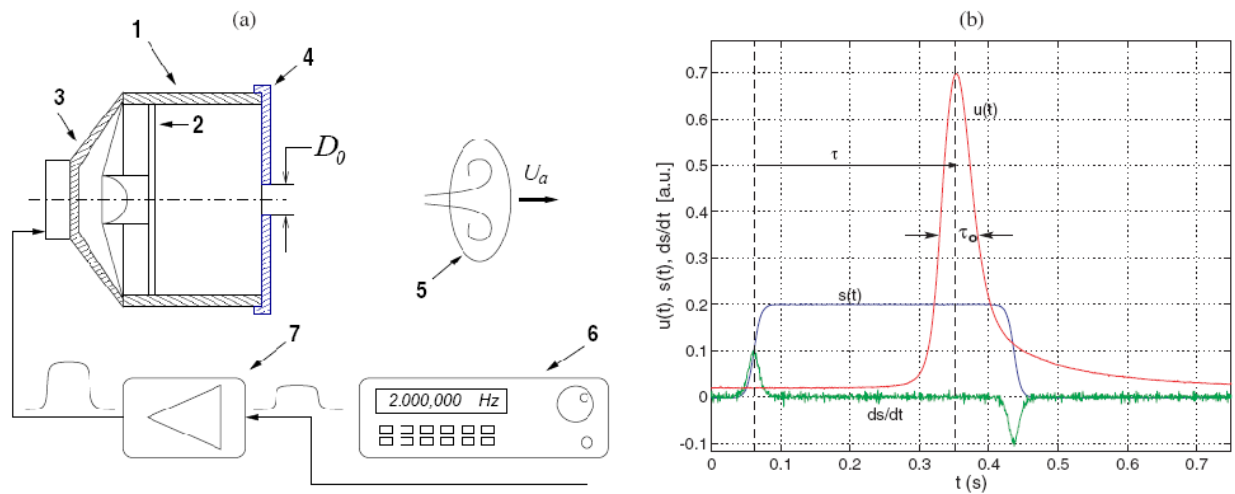


Figura 2.16: (a) Generador experimental y montaje del laboratorio Leaf-NL; (b) Gráfico donde se presenta de forma adimensional el desplazamiento del pistón $s(t)$, la velocidad del pistón y la velocidad en función del tiempo en un punto sobre el eje de simetría del anillo $u(t)$.

montaje experimental utilizado en el laboratorio LEAF-NL implementó la técnica de anemometría de hilo caliente.

La técnica del anemómetro de hilo caliente utiliza un filamento muy delgado ($\sim \mu\text{m}$) el cual es calentado a una alta temperatura ($\sim 300\text{ }^\circ\text{C}$). Este filamento caliente en presencia de un fluido en movimiento experimenta variaciones en la potencia disipada debido a la convección forzada inducida por el fluido, la cual se traduce en una variación de voltaje utilizado para mantener la temperatura del filamento constante. La variación de voltaje es correlacionada con la velocidad del flujo mediante una calibración hecha con otros elementos de medición de velocidad, por ejemplo, en un túnel de viento.

Esta técnica tiene la ventaja de que posee una gran resolución temporal y espacial, así como una gran precisión dentro del rango en la que es calibrado el instrumento, aunque sólo mide el módulo de la velocidad y en forma puntual, por lo que para medir un campo de velocidades extenso se requiere desplazar el sensor por todo el espacio de medición. Además, a bajas velocidades la estimación de la velocidad se ve distorsionada por el efecto de pluma térmica que se genera en torno al filamento.

Por otro lado, la técnica PIV consiste en introducir una serie de “trazadores” (partículas muy fi-

nas que no distorsionan el campo de velocidad) las cuales siguen las líneas de corriente del campo. Estos “trazadores” son visibles al ser iluminados por un plano láser. Dependiendo de si el sistema PIV es 2D o 3D, una serie de cámaras en distintas posiciones registran la posición en el plano de las partículas en dos instantes de tiempo para que mediante algoritmos matemáticos sea posible identificar cada partícula en el plano en el primer y segundo instante, y con ello estimar su velocidad. Esta técnica tiene la ventaja de que registra la velocidad de todo el campo de flujo donde estén presentes los trazadores y tiene una mayor resolución espacial y de velocidades bajas que la técnica de anemometría, además, puede entregar dos o tres componentes de velocidad dependiendo si es 2D o 3D. A diferencia de la anemometría de hilo caliente, la técnica de PIV posee una baja resolución temporal.

2.3. Modelos Teóricos

Los modelos teóricos para representar anillos de vorticidad se pueden dividir entre los que no consideran el efecto de la viscosidad y los que si lo hacen [8]. Uno de los modelos inviscidos (que no considera la viscosidad) supone que toda la vorticidad se concentra en un filamento a una distancia a del eje de simetría, es decir, a una distancia a del eje de simetría observamos un dirac, $\delta(r)$, de vorticidad:

$$\omega(r) = \omega_0 \cdot \delta(r - a) \quad (2.2)$$

Dentro de los modelos que consideran el efecto de la viscosidad existe la idea del vórtice esférico de Hill, en donde la vorticidad se encuentra concentrada en una esfera de radio r_c centrada en a de acuerdo a la expresión:

$$\omega_\theta = \begin{cases} Ar & r^2 + z^2 < a^2 \\ 0 & r^2 + z^2 > a^2 \end{cases} \quad (2.3)$$

Otro modelo que considera el efecto de la viscosidad es el vórtice de Lamb-Oseen, el cual supone una distribución gaussiana de vorticidad centrada en el origen y definida como en la ecuación 2.4.

$$\omega(x) = \frac{\Gamma}{\pi r_c^2} e^{-(x/r_c)^2} \quad (2.4)$$

Donde r_c es igual al radio característico del perfil Gaussiano.

Si tomamos un Dirac de vorticidad, podemos crear un filamento de vorticidad el cual puede ser unido en sus extremos de manera de crear un anillo de vorticidad de radio a , tal como se muestra en la figura 2.17.

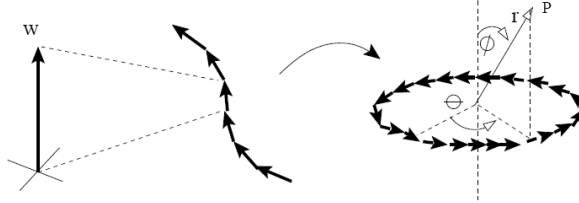


Figura 2.17: Anillo de vorticidad teórico.

La expresión analítica de este último en coordenadas esféricas ($\hat{r}, \hat{\theta}, \hat{\phi}$) es:

$$\omega_{\theta} = \omega_0 \left(\sin\phi \delta(\cos\phi) \frac{\delta(r-a)}{a} \right) \quad (2.5)$$

La relación inversa entre vorticidad y velocidad está dada por la ecuación vectorial de Biot-Savart, la cual permite calcular la velocidad (\vec{V}) a partir de una distribución de vorticidad ($\vec{\omega}$):

$$\vec{V}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \int \frac{\vec{\omega}(\vec{r}') \times (\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} d^3\vec{r}' \quad (2.6)$$

Un caso particular, que no corresponde a un anillo de vorticidad propiamente tal, pero que sirve para estudiar el perfil de velocidad en un núcleo de vorticidad, es la solución de la ecuación de vorticidad (ecuación 2.10) para el caso de un flujo en rotación pura (figura 2.18):

En la figura 2.19 se presenta un perfil de velocidad debido a un filamento de vorticidad en donde se muestran dos zonas de interés: la zona I representa la zona de decaimiento potencial en donde la velocidad decae de manera proporcional a $\frac{1}{r}$. La zona II representa la zona de disipación viscosa (o núcleo viscoso) del anillo, dentro de la cual la crece linealmente. El perfil de velocidad obtenido de un filamento Gaussiano de vorticidad es el que más se asemeja a los resultados experimentales.

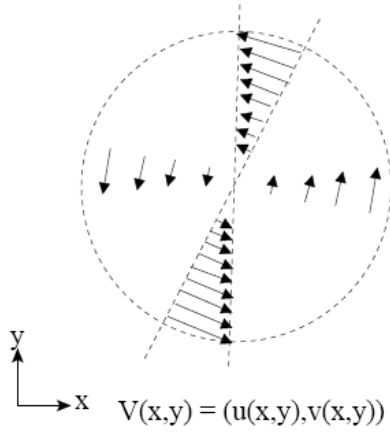


Figura 2.18: Campo de flujo en rotación pura debido a un filamento de vorticidad.

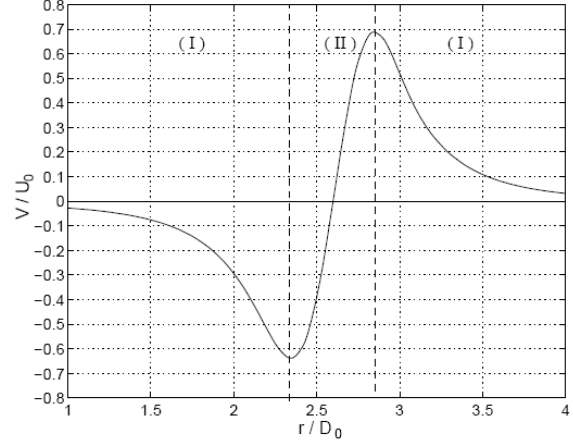


Figura 2.19: Perfil de velocidad debido a un filamento de vorticidad que muestra las zonas de decaimiento potencial (I) y la zona de disipación viscosa de un vórtice (II).

2.4. Método Numérico

Las ecuaciones que se resuelven mediante los métodos numéricos en las simulaciones numéricas del presente trabajo son las ecuaciones de Navier-Stokes 2.7 para fluido incompresible y régimen laminar y la ecuación de continuidad 2.8.[16]

$$\frac{\partial(\rho\vec{V})}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \nabla)\vec{V} = -\nabla P + \nabla^2(\mu\vec{V}) \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho\vec{V}) = 0 \quad (2.8)$$

Donde $\vec{V} = (u, v, w)$ es el vector velocidad, p es la presión, μ es la viscosidad dinámica y ρ es la densidad.

Además se considera que la concentración de la sustancia escalar (C) sigue la Ley de Fick 2.9.

$$\frac{\partial(\rho C)}{\partial t} + \rho\nabla(\vec{V}C) = \nabla(\Gamma_c\nabla C) + S_{scl} \quad (2.9)$$

Donde Γ_c es la difusividad del escalar en el medio. A partir de la ecuación 2.7 se puede obtener la ecuación de vorticidad:

$$\frac{\partial \vec{\omega}}{\partial t} - (\vec{\omega} \cdot \nabla) \vec{V} + (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{\omega} = \nu \nabla^2 \vec{\omega} \quad (2.10)$$

Las simulaciones se realizaron con el software comercial Fluent 6.3 que resuelve las ecuaciones de Navier-Stokes mediante el método de volúmenes de control.

2.4.1. Método de volúmenes de control

El método de resolución mediante volúmenes de control consiste en dividir la zona de cálculo en elementos volumétricos como se muestra en la figura 2.20 y luego integrar las ecuaciones de momentum dentro de cada uno de estos volúmenes en función de la variable independiente en cada ecuación. Esto se realiza para obtener una discretización de las ecuaciones que son las que se pueden resolver numéricamente.

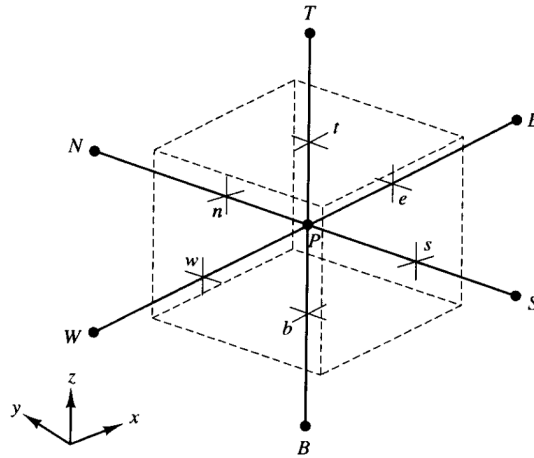


Figura 2.20: Volumen de control en torno al punto P con puntos vecinos (T,B,E,W,N,S)

En el esquema de volúmenes de control el campo de presión es evaluado en el punto P mientras que las velocidades se evalúan en las caras del cubo que se define como una malla desplazada. En la figura 2.21 [17], se muestra el mismo volumen de control pero visto en el plano y se puede observar que las velocidades se evalúan en los puntos (e,w,n,s) que son los bordes del volumen de control. Este desplazamiento de malla de las velocidades hacia las caras del volumen de control se utiliza para hacer una interpolación sólo de velocidades y no de presiones ya que existen ecuaciones simples para la interpolación de velocidad y no así para la presión.

Luego de la discretización las ecuaciones de Navier-Stokes quedan de la forma 2.11.

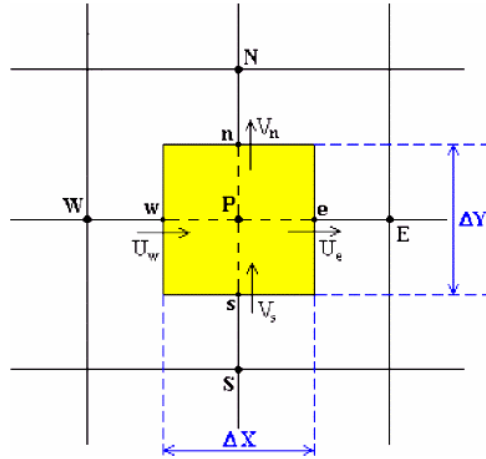


Figura 2.21: Representación 2D del método de volúmenes de control.

$$a_j \cdot U_j = \sum_i a_i \cdot U_i + b + (P_p - P_j) \cdot \Delta X_j \quad \text{para } j = \{e, n, t\} \quad (2.11)$$

Los coeficientes a y b dependen de la presión. Para resolver las ecuaciones se utiliza un sistema iterativo como el SIMPLE en [18]. Fluent ofrece la opción de escoger entre 3 algoritmos (SIMPLE, SIMPLEC y PISO). En el caso de el presente trabajo se trabaja con el método SIMPLEC que tiene una mejor convergencia que el método SIMPLE y por lo tanto requiere menos recursos computacionales. Además según [19] el algoritmo SIMPLEC exhibe un mejor comportamiento que el algoritmo PISO en casos donde es necesaria una buena convergencia en pequeños tiempos, debido a que el primero tiene una formulación iterativa, mientras que PISO es un algoritmo de dos pasos iterativos por cada paso de tiempo.

2.4.2. Algoritmo SIMPLEC

El método utilizado para el cálculo del campo de flujo es el algoritmo SIMPLEC cuyas siglas significan: Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations Consistent. A continuación se detalla claramente el algoritmo[18]:

1. Suponer un campo de presiones p^* .
2. Resolver las ecuaciones de momentum 2.11, para obtener u^* , v^* y w^* .
3. Resolver la ecuación de corrección de presión para obtener p .
4. Calcular p mediante la relación $p = p + p^*$.
5. Calcular u , v y w a través de sus valores encontrados y utilizando la fórmulas de corrección de la velocidad.

Es en este punto donde el método SIMPLEC difiere del método SIMPLE ya que, el primero, considera una corrección más precisa de las velocidades tomando en cuenta términos que el algoritmo SIMPLE omite.

6. Resolver las ecuaciones discretizadas para otras variables (tales como temperatura, concentración, cantidades turbulentas, etc.) si estas afectan el campo de flujo a través de las propiedades del fluido, términos fuente, etc. Si una variable en particular no afecta el campo de flujo, es recomendable calcularla una vez que el método ha convergido.

En este paso es donde se debe calcular la concentración del escalar pasivo ya que no afecta los campos de flujo.

7. Volver al paso inicial suponiendo que $p^* = p$ y realizar todo el procedimiento otra vez hasta que se encuentre una convergencia en la solución.

Para calcular las variables en las fronteras de cada elemento se utiliza el esquema “upwind” de segundo orden. De esta forma, una precisión de gran nivel es obtenida en las caras de la celda a través de una expansión en series de Taylor. Luego, al escoger este enfoque, la variable en la frontera ϕ_f es calculada usando la siguiente relación:

$$\phi_f = \phi + \nabla\phi \cdot \Delta s$$

Aquí ϕ y $\nabla\phi$ son el valor en el centro de la celda y su gradiente en la celda aguas arriba, Δs es el vector desplazamiento desde el centroide de la celda aguas arriba hasta la cara del centroide. Este criterio requiere de la determinación del gradiente $\nabla\phi$ en cada celda. Este gradiente es calculado usando el teorema de la divergencia, que escrito en su forma discreta es el siguiente:

$$\nabla\phi = \frac{1}{V} \sum_f^{N_{caras}} \tilde{\phi}_f A$$

Los valores en las caras de ϕ_f son calculados promediando ϕ desde dos celdas adyacentes a la cara. Finalmente, el gradiente $\nabla\phi$ es limitado de manera que no sean introducidos nuevos máximos

o mínimos.

Los estudios numéricos llevados a cabo en este campo son en su mayoría simulaciones numéricas directas o DNS. En general en las DNS es necesario discretizar el espacio con una mayor densidad de elementos en las zonas de altos gradientes de velocidad, como por ejemplo en el orificio de salida del generador, y evitar magnitudes de velocidades muy altas de manera de no generar efectos de compresibilidad del fluido.

Difusión numérica

Una de las principales fuentes de error en las simulaciones computacionales, es la denominada difusión numérica que corresponde a una difusión ficticia de los elementos o fluidos, debido a que no es realmente un fenómeno difusivo lo que ocurre, sino que se produce por el error numérico (redondeo) que a su vez es consecuencia de la discretización de las ecuaciones. Este efecto equivale a incrementar el coeficiente de difusión real. Para que el error debido a esta condición sea pequeño se han propuesto los siguientes puntos[20]:

- La difusión numérica es más importante cuando la difusión real es pequeña, esto es, una situación donde la convección es dominante.
- Todos los esquemas numéricos para resolver las ecuaciones del flujo, poseen una cantidad finita de difusión numérica.
- Interpolaciones de segundo orden o superior ayudan a minimizar este error.
- La cantidad de difusión está inversamente relacionada con la resolución de la malla, por lo tanto, una manera de reducirla es afinando la malla.
- La difusión numérica es menor si el flujo está alineado con los elementos de la malla, es decir, la difusión numérica es menor cuando un flujo incide perpendicularmente sobre un elemento de la malla.

Aunque es muy difícil eliminar el error asociado a la difusión numérica, es importante minimizar su influencia, de manera que los resultados numéricos coincidan con los experimentales.

2.5. Estudios con escalar

Un escalar pasivo es un material en cualquier estado de la materia, que no influya significativamente el campo de velocidades del medio en que se encuentra. Debido a esta propiedad, uno de los mayores usos de una sustancia escalar es servir como trazador para poder observar fenómenos que no son visibles debido a las características de los fluidos en los que ocurren. Un caso típico de escalar pasivo se muestra en la figura 2.22 que corresponde a la inyección de tinta azul en un jet de agua contra un flujo cruzado.

Que una sustancia sea pasiva no es una característica intrínseca del material, si no que depende de varios factores: de la magnitud de velocidad del campo, de su relación de densidades con el fluido o la diferencia de viscosidades. Un buen ejemplo se muestra en la figura 2.23 que muestra como un tornado es capaz de levantar polvo o incluso piedras u otros objetos de mayor tamaño. Analizando esta última fotografía, si una piedra estuviese cayendo en el aire, el campo de velocidad del aire estaría principalmente determinado por el movimiento de la piedra, sin embargo, dentro del tornado, la piedra se mueve debido a la acción de los vientos por lo que en este caso se puede considerar como un escalar pasivo.

Un escalar pasivo perfecto debería tener al menos la misma densidad y viscosidad del medio que lo rodea, a menos que se encuentre en un ambiente sin gravedad, lo que descartaría la necesidad de tener igual densidad. Como esto es muy difícil de lograr en la realidad, se utilizan sustancias que tengan una densidad similar al medio en el cual se desarrollará el fenómeno o experimento.

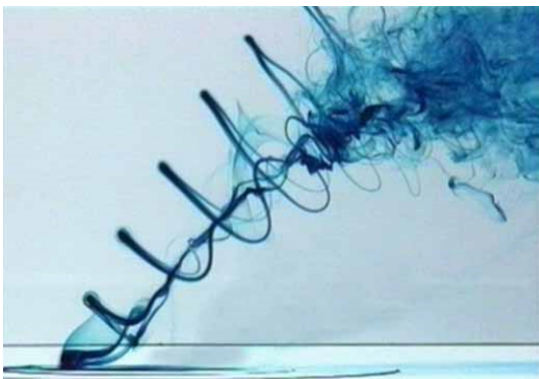


Figura 2.22: Inyección de tinta azul en un experimento con agua, donde la tinta sirve como trazador para determinar las líneas de flujo.



Figura 2.23: Foto que representa la relatividad de lo que se entiende por escalar pasivo, al demostrar como el polvo o pequeñas piedras no afectan significativamente el campo de velocidad del tornado.

2.5.1. Perfiles y masa de escalar

La forma más común de representar una sustancia escalar es a través de perfiles de concentración o mediante un gráfico de contornos de concentración de escalar como el presentado en la figura 2.24.

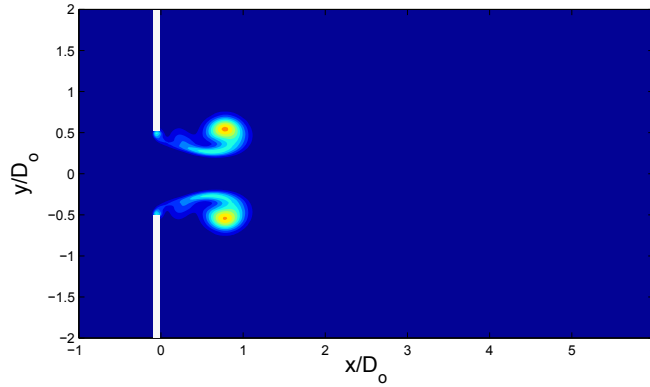


Figura 2.24: Contornos de concentración de escalar (CO en aire)

La concentración másica de escalar (C) se define como la cantidad de masa de escalar en una celda dividida por la cantidad de masa total de la celda (Ecuación 2.12). En la figura 2.25 se presenta un esquema en que la masa de escalar es la misma en los dos cubos y por lo tanto la concentración másica es igual para los dos casos aunque las densidades puedan variar entre las zonas de la celda.

$$C(x, y, z, t) = \frac{\text{Masa CO}}{\text{Masa Total}} \quad (2.12)$$

Además de la concentración como fracción másica se puede establecer una concentración volumétrica (\bar{C}) como en el segundo caso de la figura 2.25 y que se define en la ecuación 2.14. La concentración volumétrica se relaciona con la concentración másica C mediante la ecuación 2.14 donde $R_\rho = \frac{\rho_{CO}}{\rho_a}$ corresponde a la razón entre la densidad del escalar, en este caso CO, y la densidad del aire. La ventaja de hacer este cálculo es que el valor que se conoce de la celda es su volumen y no su masa total, por lo tanto para poder establecer la masa de escalar basta integrar la concentración volumétrica en el volumen y multiplicarla por la densidad del escalar. Este procedimiento lleva a definir las cantidades de escalar en el volumen total (m_t), en la burbuja (m_b) y en el núcleo del anillo (m_n) mediante las ecuaciones 2.15: .

$$\bar{C}(x, y, z, t) = \frac{\text{Volumen CO}}{\text{Volumen Total}} \quad (2.13)$$

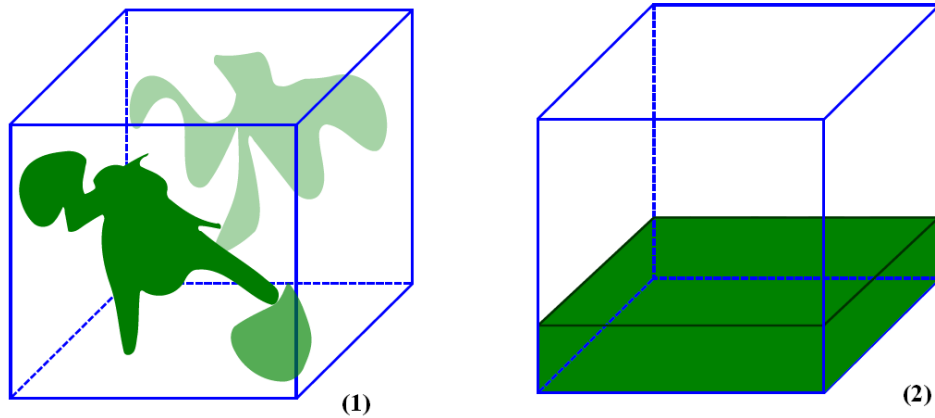


Figura 2.25: (1) Celda de medición de escalar con cantidades de escalar dispersas y de distinta densidad. (2) Celda de medición de escalar en donde la masa se encuentra en un volumen fijo V_1 con una concentración másica $C=1$.

$$\bar{C} = \frac{C}{C + R_\rho \cdot (1 - C)} \quad (2.14)$$

$$\begin{aligned} m_t(t) &= \int_{\text{Volumen}} \rho_{co} \cdot \bar{C}(x, y, z, t) dv \\ m_b(t) &= \int_{\text{Burbuja}} \rho_{co} \cdot \bar{C}(x, y, z, t) dv \\ m_n(t) &= \int_{\text{Nucleo}} \rho_{co} \cdot \bar{C}(x, y, z, t) dv \end{aligned} \quad (2.15)$$

2.5.2. Propiedades físicas de los fluidos

Las características de los fluidos que se utilizaron en las simulaciones son las expuestas en la tabla 2.1. Se escogió el monóxido de carbono (CO) como escalar pasivo debido a que su densidad y viscosidad son similares a las del aire por lo que

Fluido	Densidad [$\frac{kg}{m^3}$]	Viscosidad Din. (ν) [$\frac{kg}{m^3}$]	Coef. de Difusión (Γ_m) [$\frac{m^2}{s}$]
Aire	1,225	1,7894e-05	
Monóxido de Carbono	1,1233	1,75e-05	2,88e-5

Tabla 2.1: Tabla de propiedades de fluidos utilizados.

A partir de las propiedades descritas es posible definir el número de Schmidt de la mezcla ($S_c = \frac{\nu}{\Gamma_c}$), de manera de caracterizar el flujo de soluto en la mezcla. Si la difusividad del soluto

en el solvente es baja y la viscosidad cinemática (ν/ρ) es alta, entonces el número de Schmidt es alto y el soluto se comporta como un sólido o material particulado. En caso de que el número de Schmidt sea muy bajo los dos elementos tenderán a mezclarse más fácilmente.

En particular el número de Schmidt (S_c) de la mezcla aire-CO es igual a 0.54, es decir, existe mayor efecto difusivo. Esto nos indica que las simulaciones someterán a prueba en mayor medida las propiedades de transporte de los anillos de vorticidad, ya que a priori existe una alta tendencia a la mezcla entre los dos compuestos. Si bien es posible buscar una mezcla con un S_c tal que se puedan evaluar al mismo tiempo las propiedades de transporte y mezcla de los anillos, esta última ha sido mayormente documentada y verificada en la bibliografía, como las realizadas por [6] con una mezcla de $S_c=1.0$.

Capítulo 3

Simulación numérica de la generación de anillos de vorticidad

3.1. Geometría

La generación de vórtices se realiza mediante el desplazamiento de un pistón contenido en una cavidad cilíndrica, que impulsa aire a través de un orificio circular de diámetro D_0 . Los gradientes de velocidad que se crean en los bordes del orificio provocan un aumento de la circulación medida con respecto al eje de simetría del generador, esto se refleja en un aumento de la vorticidad y en la generación de un anillo que comienza a avanzar alejándose del agujero. La geometría que representa al generador de vórtices y al espacio donde el anillo se desarrolla se muestra en la figura 3.1.

EL origen del sistema de coordenadas se encuentra sobre el eje de simetría, a la salida del orificio del generador. Con motivo de conservar la geometría axisimétrica, el dominio ajeno al generador de vórtices se mantuvo cilíndrico. Para el generador se mantuvieron las dimensiones del montaje experimental, por lo tanto el diámetro del pistón es D_g , la cavidad delimitada por el pistón y el orificio de salida tiene una extensión de L_g , mientras que el espesor de la pared es e . Las dimensiones del dominio exterior en donde se desarrolla el anillo, deben ser tales que la frontera de este no afecte el desarrollo del anillo de vorticidad. Según los estudios previos [3, 6], el dominio exterior debe tener un diámetro $D_e = 8 \cdot D_0$ y una longitud igual $L_e = 10 \cdot D_0$. En los casos desarrollados en el presente trabajo $D_e \approx 6 \cdot D_0$ y $L_e \approx 10 \cdot D_0$ ya que en [8] se encontró que este diámetro no afectaba el desarrollo del anillo. La dimensión L_c se mantiene según los estudios previos con el afán de observar si se producen las inestabilidades planteadas en [2].

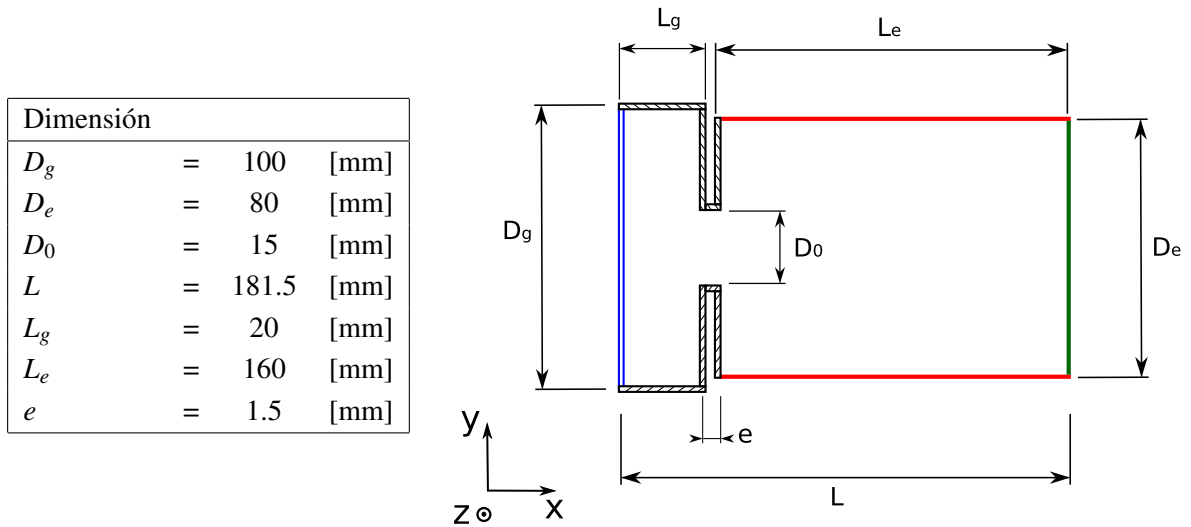


Figura 3.1: Corte en el plano xy del espacio de simulación.

3.1.1. Definición de dimensiones

Para poder validar los resultados es necesario que el generador de anillos de vorticidad utilizado en el modelo computacional sea del mismo tamaño y opere en las mismas condiciones que el generador del laboratorio. Esto dicta que las dimensiones del espacio de simulación que se muestran en la figura 3.1 deben ser las de la tabla de la misma figura.

3.2. Mallado

Las figuras a continuación muestran de manera esquemática la discretización espacial de la geometría del problema. En la figura 3.2 se observa el mallado longitudinal en base a elementos rectangulares. El mallado longitudinal de ambas cámaras (generación y desarrollo) o dominios de cálculo se establece en función de un parámetro común que corresponde al tamaño de elemento dentro del agujero por donde pasa el fluido de una cámara a la otra. Dentro del agujero el tamaño de elemento es constante (l_0) y el primer elemento de cada cámara es igual al elemento dentro del agujero. Luego a través de una función de aproximación los elementos crecen a medida que se alejan del agujero según un radio de crecimiento (r) hasta un cierto n_j ($j=g$:generador, $j=e$:espacio de desarrollo). Así los elementos siguen la ley geométrica siguiente:

$$l_i = l_0 * r^{(i-1)} \quad \forall i < n_j$$

A partir de n_j los elementos tienen un tamaño constante l_g^0 para el generador y l_e^0 para el espacio de desarrollo del anillo.

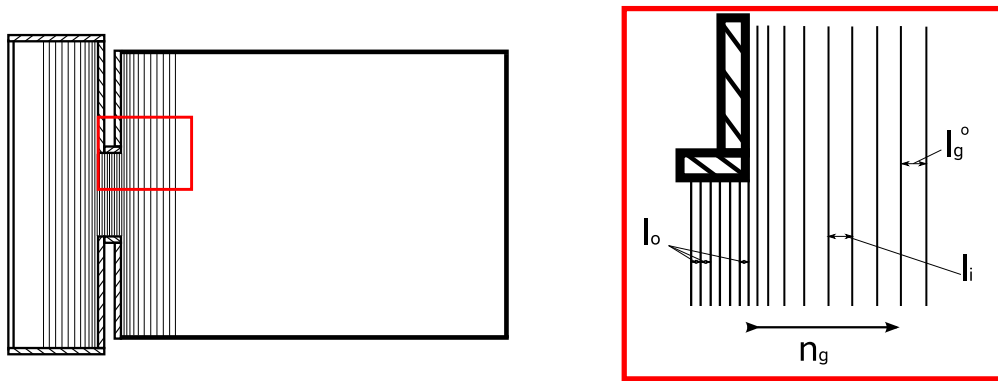


Figura 3.2: Esquema de mallado longitudinal.

En la figura 3.3 se muestra una malla fina de parámetros $l_o=0.1$ [mm], $l_g^o=0.8$ [mm] y $l_e^o=0.7$ [mm].

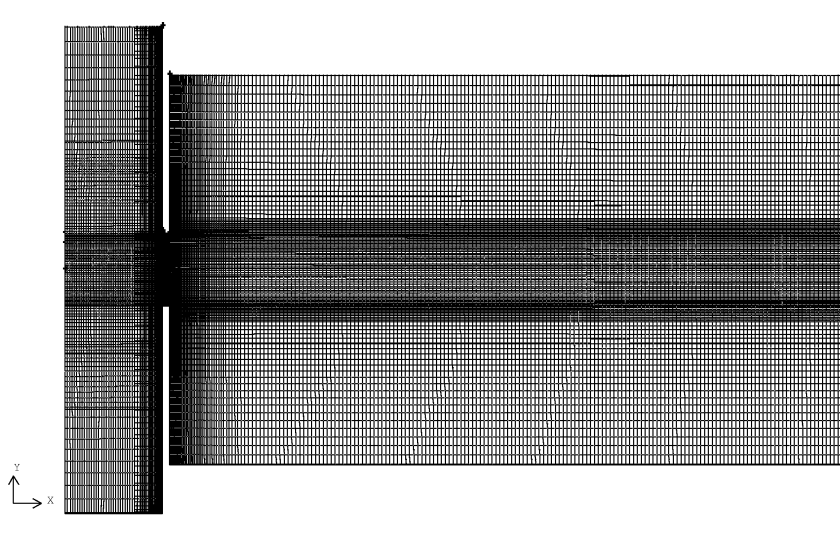


Figura 3.3: Visualización de la malla en el plano de corte xy.

Para analizar los anillos de vorticidad y su influencia en el mezclado de una sustancia escalar es necesario tener una buena resolución de la malla en el sector donde se encuentra el núcleo del anillo, que es donde existe una mayor vorticidad y por lo tanto grandes gradientes de velocidad. En la figura 3.4 se muestra que se utilizan funciones de aproximación cerca de la posición por donde evoluciona el núcleo del anillo.

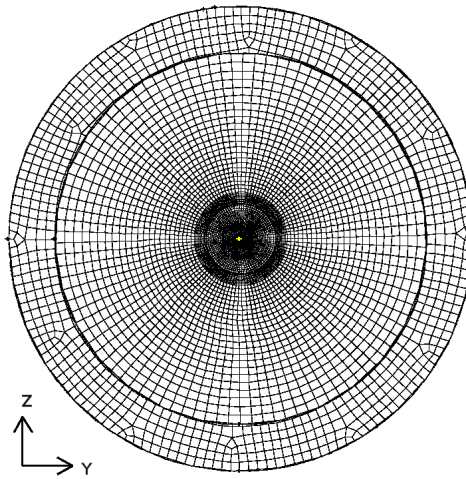


Figura 3.4: Visualización de la malla en el plano yz.

3.3. Condiciones de Borde

En la figura 3.5 se muestra donde van impuestas las condiciones de borde que a continuación se comentan brevemente para luego dar una explicación más detallada.

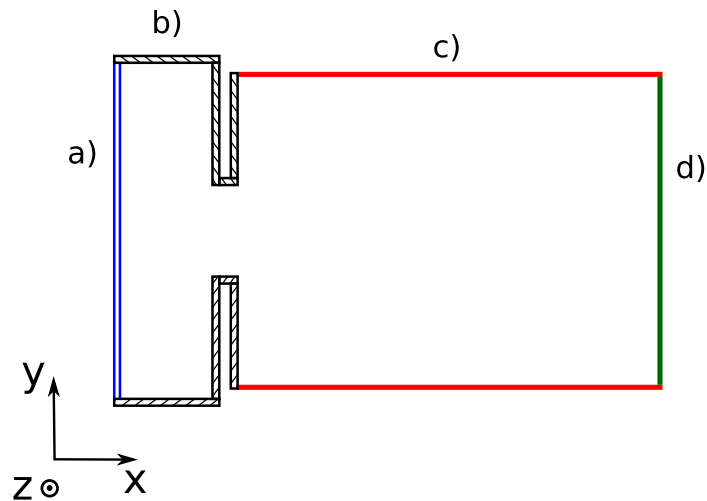


Figura 3.5: Condiciones de borde mostradas en el plano de corte xy del espacio de simulación.

- (a) Entrada con condición de velocidad: En la figura 3.5 se muestra que la señal de entrada $s(t)$ de movimiento del pistón, genera una velocidad de entrada $\frac{ds}{dt}$, que es la adoptada para la simulación.
- (b) Pared rígida: Toda la cámara de generación se asocia con una pared rígida, exceptuando

al pistón, ya que se debe emular el experimento.

- (c) Condición de presión atmosférica en todo el manto de la zona exterior al generador.
- (d) Condición de pared o de presión a la salida.

Velocidad de Entrada

A la cara que representa la superficie del pistón se le impuso una velocidad de entrada, $u_p(t)$, de magnitud constante a lo largo de toda su extensión ya que el pistón es plano. La velocidad impuesta deriva de la función desplazamiento del pistón ($d = s(t)$), la cual está determinada por la señal amplificada entregada por el generador de funciones según lo descrito en el capítulo anterior.

Experimentalmente la señal es una función hiperbólica[2, 3, 10] de la forma:

$$s(t) = \frac{1}{2} \left(\tanh\left(\frac{t-a}{c}\right) - \tanh\left(\frac{t-b}{c}\right) \right) \quad (3.1)$$

Por lo tanto, la función de desplazamiento del pistón queda definida como:

$$d(t) = ds(t) \quad (3.2)$$

donde:

- Los parámetros a y b representan respectivamente el momento en que comienza y termina la señal escalon que provoca el desplazamiento del pistón. Matemáticamente corresponden a la posición del punto de inflexión de la pendiente de subida y bajada de la curva.
- El parámetro c controla el tiempo de subida de la curva.
- La constante d_o es el desplazamiento máximo del pistón.

Derivando, la ecuación anterior obtenemos la expresión de la velocidad del pistón ($u_p(t)$):

$$u_p(t) = \frac{dd(t)}{dt}$$

$$u_p(t) = \frac{1}{2} \left(\operatorname{sech}^2\left(\frac{t-a}{c}\right) \cdot \frac{1}{c} - \operatorname{sech}^2\left(\frac{t-b}{c}\right) \frac{1}{c} \right) d_o \quad (3.3)$$

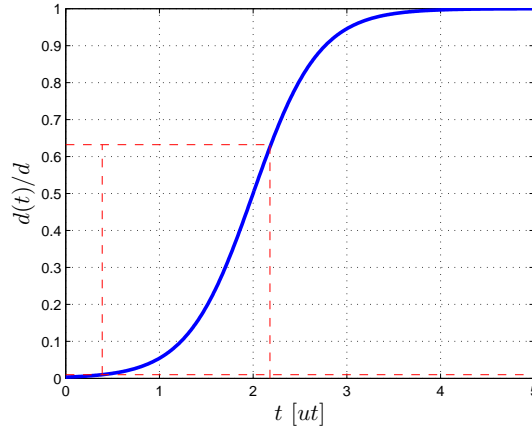


Figura 3.6: Función de movimiento del pistón generador a partir del cual se calcula la velocidad del pistón para la simulación numérica.

El parámetro característico suministrado por el montaje experimental es el parámetro c de la señal. Asumiendo que $b \gg a$ se puede tomar la función de desplazamiento, como una función de dos secciones independientes, una de subida y otra de bajada. Tomando solamente la zona de subida de la función de desplazamiento ($d(t) = \frac{1}{2} \tanh\left(\frac{t-a}{c} + 1\right) d_0$), se define que el tiempo característico, τ , es el tiempo que tarda la señal en llegar a un valor igual al 63,2% de la amplitud máxima de la señal, tal como se muestra en la figura 3.6. En definitiva se aproxima la función escalon por una tangente hiperbólica, lo que acarrea un problema, y es que la función desplazamiento del pistón $d(t)$ nunca se hace cero, por lo tanto, se debe definir un criterio para establecer el comienzo del programa de generación. En este trabajo[8], se tomará como $t = 0$, el momento en que la señal ha alcanzado una amplitud igual al 0,5% de la amplitud máxima de la señal.

Con esta definición se puede encontrar el parámetro $a = 2,7c$.

Sabiendo que en $t = a$ y $t = b$ tenemos puntos de inflexión de la función de desplazamiento, se deduce inmediatamente que en estos puntos, $u(t)$, alcanza su máximo y mínimo respectivamente. Bajo el mismo criterio ocupado anteriormente ($b \gg a$), podemos decir:

$$u_p(t) = \frac{1}{2} \left(\operatorname{sech}^2\left(\frac{t-a}{c}\right) \frac{1}{c} \right) d_0$$

$$u_{pmax} = u_p(t = a) = \frac{1}{2} \left(\operatorname{sech}^2\left(\frac{a-a}{c}\right) \frac{1}{c} \right) d_0$$

$$u_{pmax} = \frac{d_o}{2c} \quad (3.4)$$

Donde u_{pmax} es la velocidad máxima del pistón. La elección del parámetro b no influye en el caso de la generación de un único anillo mientras se tenga en cuenta que se debe cumplir el criterio $b \gg a$ para que el movimiento del pistón hacia atrás no afecte el anillo en vuelo. Finalmente, en base a la definición entregada se puede expresar el valor de τ en función del parámetro conocido c de la siguiente manera:

$$s(\tau) = \frac{1}{2} \left(\tanh\left(\frac{\tau - 2,7c}{c}\right) + 1 \right) = 0,632$$

$$\frac{\tau - 2,7c}{c} = 0,27$$

$$\tau = 2,97c \quad (3.5)$$

Discretización temporal

La discretización temporal se elige en base al criterio de Courant (ecuación 3.6). Donde x_{min} es el tamaño mínimo de los elementos de malla y vs_{max} es la máxima velocidad en el dominio, que en el caso de la generación de anillos de vorticidad se produce cuando el flujo pasa a través del orificio.

$$\Delta t \cdot vs_{max} < \Delta x_{min} \quad (3.6)$$

Parámetros del software de resolución de ecuaciones

Como parámetros del programa Fluent 6.3 se utilizaron:

- Formulación implícita de las ecuaciones.
- Dependencia temporal de las ecuaciones con una aproximación temporal de segundo orden.
- Metodo de Gauss para cálculo de gradientes de velocidad.
- Esquema de interpolación aguas arriba de segundo orden para las ecuaciones de momentum.
- Esquema SIMPLEC para la corrección del campo de presiones.
- Modelo de viscosidad laminar.

- El criterio de convergencia tal que el residuo máximo sea igual a 10^{-3} para las ecuaciones de continuidad y momentum (en x , y y z), con un número de iteraciones máximo igual a 200.
- El criterio de convergencia para los residuos de la ecuación de energía igual a 10^{-6} en los casos en que se simuló un escalar como temperatura.

En el anexo A.1 se presentan fotografías y explicaciones de algunas de las opciones ingresadas a la simulación, detallando sobre todo la forma de la inclusión de escalar en el fluido.

Adimensionalización de parámetros

La adimensionalización de variables espaciales y de velocidad se realizó como lo señala

$$x^* = \frac{x}{D_0}, y^* = \frac{y}{D_0}, z^* = \frac{z}{D_0} \quad (3.7)$$

$$u^* = \frac{u}{U_a}, v^* = \frac{v}{U_a}, w^* = \frac{w}{U_a} \quad (3.8)$$

Capítulo 4

Validación de simulaciones

4.1. Pruebas de malla

Para realizar las pruebas de malla, primero se hicieron simulaciones con mallas proporcionadas por Astudillo [8], que correspondían a mallas radiales con funciones de aproximación en la zona del agujero. Las características de estas mallas se muestran en la tabla 4.1

A partir de las mallas utilizadas en el trabajo de Astudillo [8], se realizaron simulaciones con nuevas mallas con ciertos cambios:

- Se cambió la configuración radial por una ajustada mediante funciones de aproximación a la zona por donde avanza el núcleo del anillo
- Debido a que en la zona del agujero se presentan grandes gradientes se aumentó la cantidad de elementos en esa zona y en el camino que recorre el anillo luego de salir del generador.
- Se extendió la malla para poder establecer si se provocan las inestabilidades mencionadas en el capítulo de antecedentes y para estudiar de mejor manera la evolución de la cantidad de sustancia escalar en el interior del anillo de vorticidad.

El objetivo de estas simulaciones era obtener anillos de vorticidad que fueran comparables con

Nombre	Nº de Elementos	Extensión (L_e/D_o)	l_o [mm]
Malla12c	7,0e+5	6	0,36
Malla15c	1,4e+6	6	0,36

Tabla 4.1: Tabla de características de mallas utilizadas en otros trabajos numéricos sobre anillos de vorticidad.

Nombre	Nº de Elementos	Extension (L_e/D_o)	l_o [mm]
Malla gruesa-1	8,5e+5	10	0,1
Malla fina-5	1,6e+6	10	0,1

Tabla 4.2: Tabla de características de mallas utilizadas en el presente trabajo.

los de trabajos anteriores y con datos experimentales. Las características principales de las mallas para el presente estudio se muestran en la tabla 4.2.

Las imagenes 4.1 y 4.2 muestran la configuración en el plano XY de la malla gruesa que posee elementos cuadrilateros en el centro, mientras que en las imagenes 4.3 y 4.4 se puede ver el refinamiento que se produce en este mismo plano al poner elementos triangulares en el centro

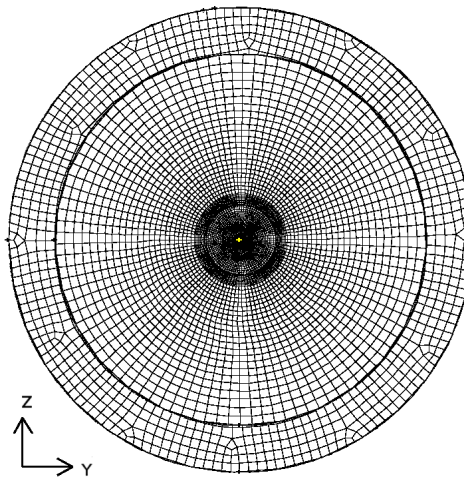


Figura 4.1: Visualización de la malla gruesa-1 en el plano yz.

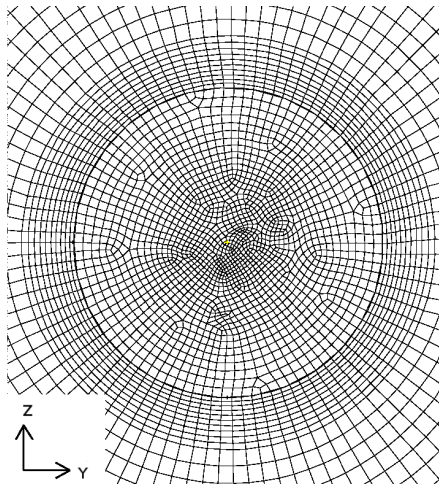


Figura 4.2: Visualización del centro de la malla gruesa-1 en el plano yz.

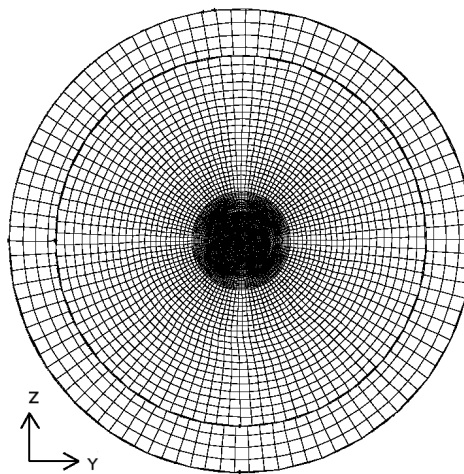


Figura 4.3: Visualización de la malla fina-5 en el plano yz.

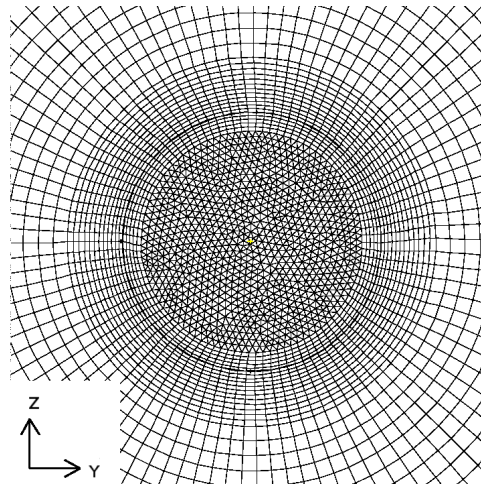


Figura 4.4: Visualización del centro de la malla fina-5 en el plano yz.

Los resultados de las pruebas de mallas se muestran en las figuras 4.5 y 4.6. Estos gráficos revelan que la malla gruesa genera un anillo mucho más lento y de menor intensidad mientras que la malla fina genera un anillo que presenta las mismas condiciones de velocidad que las mallas anteriores con errores menores al 8 %. La elección de la malla fina se realizó principalmente por lo expuesto en la siguiente sección, en donde se realiza una validación final con datos experimentales entregados por el laboratorio LEAF-NL.

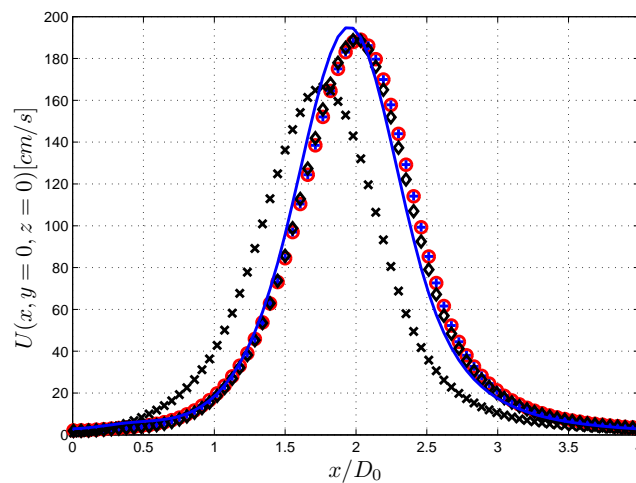


Figura 4.5: Comparación de perfil de velocidad en eje y para $X_{peak} = 2D_0$ para las distintas mallas: (●) Datos de [8] Malla 12c, (⊕) Malla 12c[1], (◇) Malla 12c[2] (×) Malla Gruesa1, (−) Malla Fina5

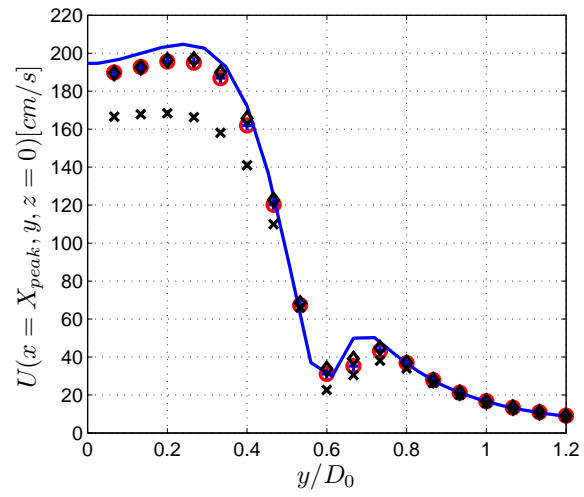


Figura 4.6: Comparación de perfil de velocidad en eje x para las distintas mallas: (○) Datos de [8] Malla 12c, (+) Malla 12c[1], (◇) Malla 12c[2] (×) Malla Gruesa1, (▽) Malla Fina5

4.2. Validación experimental

Los datos experimentales corresponden a experimentos desarrollados en el laboratorio LEAF-NL de la Facultad de Ciencias Físicas y Matemáticas de la Universidad de Chile, con un montaje que fue presentado en el capítulo de antecedentes (Figura:2.16).

A partir del perfil de velocidad en el eje central del dominio de cálculo mostrado en la figura 2.5 en el capítulo de antecedentes, se establece la posición del anillo en el eje x. En la figura 4.7 se compara la posición de un anillo experimental (○) y de un anillo generado de forma numérica (-) con un desplazamiento de piston de $d = 0,4815$ [mm] y un valor de $\tau = 18,1$ [ms].

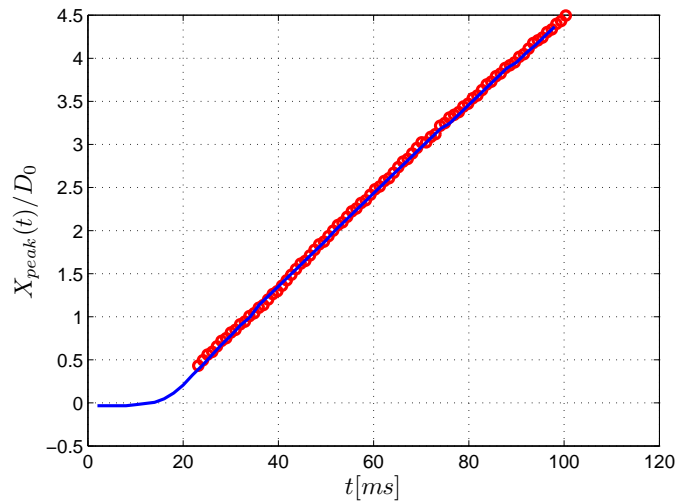


Figura 4.7: Comparación de la posición de un anillo experimental (○) y un numérico (-) de $Re \approx 700$

Luego de observar que la posición de los anillos concuerda en el tiempo se compara la velocidad de peak (V_{peak}) y la velocidad autoinducida de los anillos (U_a) en las figuras 4.8 y 4.9 respectivamente.

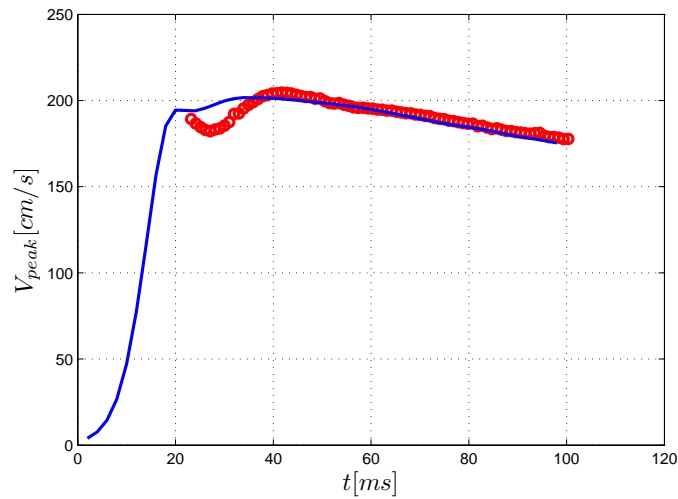


Figura 4.8: Comparación de V_{peak} en función del tiempo entre un anillo experimental (○) y un numérico (—) de $Re \approx 700$

La velocidad V_{peak} numérica difiere en un 10 % con la velocidad del anillo experimental en la zona inicial de formación, sin embargo, en la etapa de post-formación del anillo se establece que las velocidades de peak no difieren en más de un 3 %.

En la figura 4.9 se presenta la velocidad autoinducida para los casos experimental (○) y numérico (-). En esta figura se puede apreciar que el anillo experimental tiene una inestabilidad en su velocidad, sin embargo, en promedio concuerda con la velocidad autoinducida del anillo simulado numéricamente. Estas oscilaciones fluctúan en un 12 % alrededor de la velocidad calculada en forma numérica.

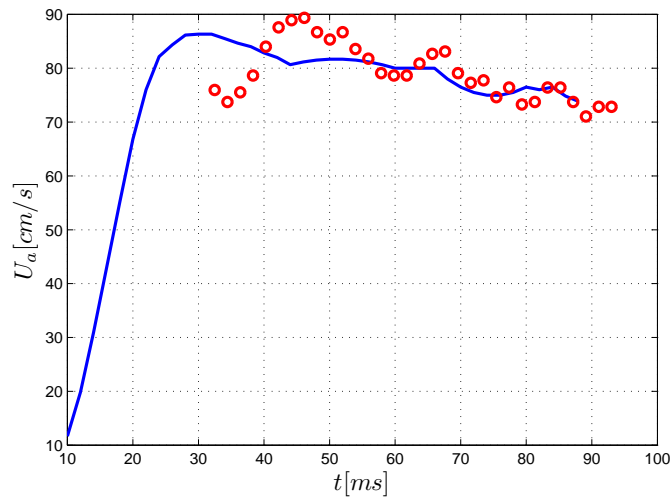


Figura 4.9: Comparación de U_a en función del tiempo entre un anillo experimental (○) y un numérico (—) de $Re \approx 700$

4.2.1. Comparación de Perfiles de Velocidad

La forma típica de validar las simulaciones en otros trabajos [3, 8] ha sido mediante la comparación de perfiles de velocidad. En la figura 4.10 se presenta la comparación de la velocidad absoluta en el eje X (Figura 2.6) del dominio de cálculo para un anillo generado experimentalmente (○) y un anillo simulado con $d=0,4815[\text{mm}]$ y $\tau=18,1[\text{ms}]$.

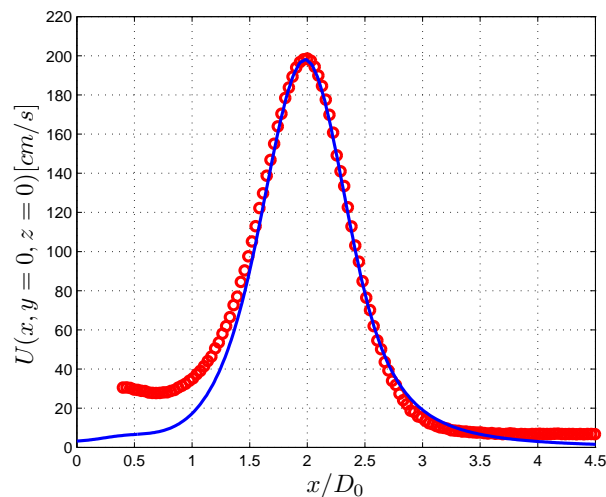


Figura 4.10: Comparación de perfil de velocidad en el eje central de un anillo experimental (○) y un numérico (—) de $Re \approx 700$

El perfil de velocidad experimental en la figura 4.10 presenta un peak principal y uno secundario, que no está presente en el perfil del anillo numérico. Este peak secundario es explicado por la presencia de una cola o segundo anillo que aparece en forma experimental o en ciertos casos numéricos con un desplazamiento de pistón relativamente grande. Se debe entonces, a porciones de fluido remanentes que aparecen desde generador después del anillo.

En las figuras 4.11 y 4.12 se presenta la comparación de los perfiles de velocidad en el eje y , como se presentó en la figura 2.8 de los antecedentes, para dos posiciones del anillo $X_{peak} = 2D_0$ y $X_{peak} = 4D_0$ respectivamente.

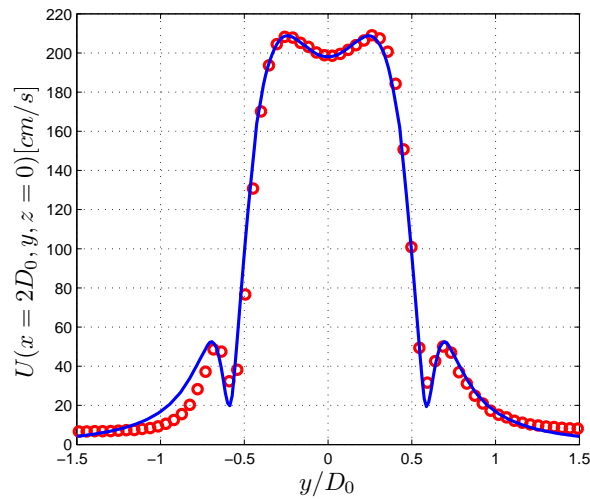


Figura 4.11: Comparación de perfil de velocidad en eje y para $X_{peak} = 2D_0$ de un anillo experimental (○) y un numérico (—) de $Re \approx 700$

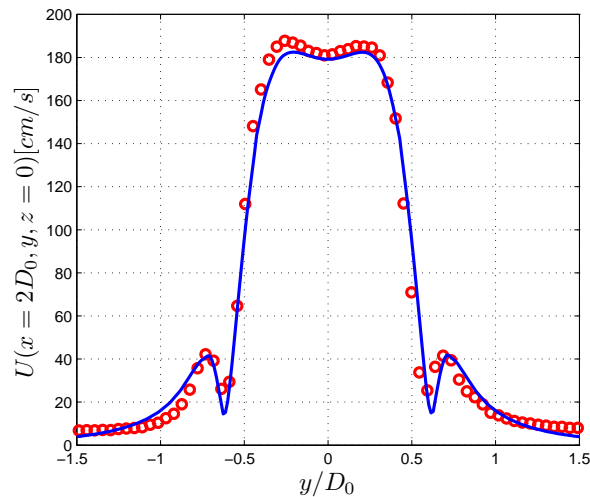


Figura 4.12: Comparación de perfil de velocidad en eje y para $X_{peak} = 4D_0$ de un anillo experimental (O) y un numérico (-) de $Re \approx 700$

De los perfiles de velocidad de las figuras 4.11 y 4.12 se establece que la diferencia de velocidad en el eje y que atraviesa el cuerpo del anillo, entre un caso numérico y uno experimental, es menor a un 5% tomando en cuenta la zona de altas velocidades. Se aprecia también que el anillo numérico mantiene una simetría mientras el anillo experimental presenta variaciones de velocidad entre ambos lados del eje central.

Finalmente las figuras 4.13 a 4.16 muestran una comparación cualitativa entre los campos de velocidad de un anillo para los casos experimental y numérico. En el caso experimental se observa que el anillo no es perfectamente simétrico con respecto al eje x , esto se debe a que las mediciones experimentales para un solo caso se realizan en un tiempo prolongado, por lo que cualquier cambio en el sistema o en el medio se ve reflejado en los resultados. También se puede observar que las zonas de velocidad baja se aprecian mejor en el anillo simulado ya que la herramienta de toma de datos experimental tiene una menor resolución a bajas velocidades de fluido.

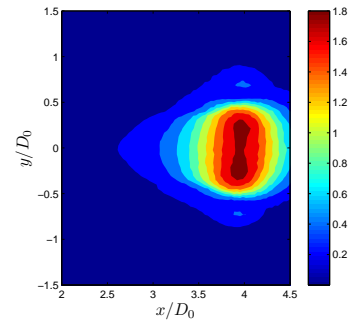
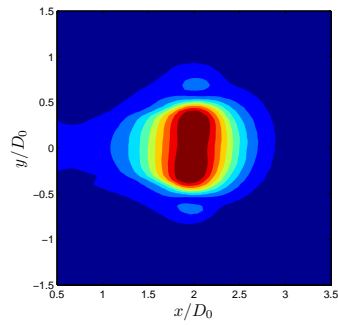


Figura 4.13: Isocontornos de velocidad para $X_{peak} = 2D_0$ del anillo experimental. Figura 4.14: Isocontornos de velocidad para $X_{peak} = 4D_0$ del anillo experimental.

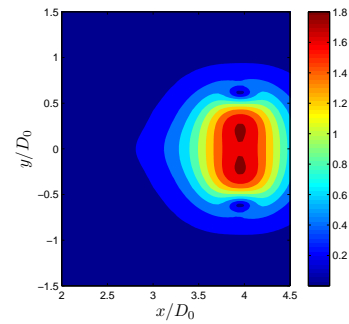
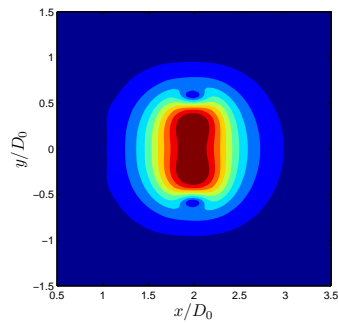


Figura 4.15: Isocontornos de velocidad para $X_{peak} = 2D_0$ del anillo simulado numéricamente. Figura 4.16: Isocontornos de velocidad para $X_{peak} = 4D_0$ del anillo simulado numéricamente.

A partir de las figuras presentadas en este capítulo se puede establecer que la simulación numérica representa de buena manera las características del flujo de un anillo experimental, mostrando una diferencia no mayor al 10 % en los parámetros utilizados para la comparación, por lo que se establece que la simulación es adecuada para representar el fenómeno considerando los objetivos de este trabajo.

Capítulo 5

Casos de estudio

Se realizaron alrededor de 15 simulaciones con distintas configuraciones de distribución inicial de escalar y distintos parámetros de generación de anillos. Las simulaciones que consideran un escalar pasivo están divididas en dos casos: (1) un anillo que atraviesa una distribución de escalar tipo pared de un espesor determinado; (2) un anillo que se genera con una gran cantidad de escalar en su interior a partir de una configuración que podría ser replicada experimentalmente.

5.1. Caso de estudio 1: Distribución de escalar tipo pared

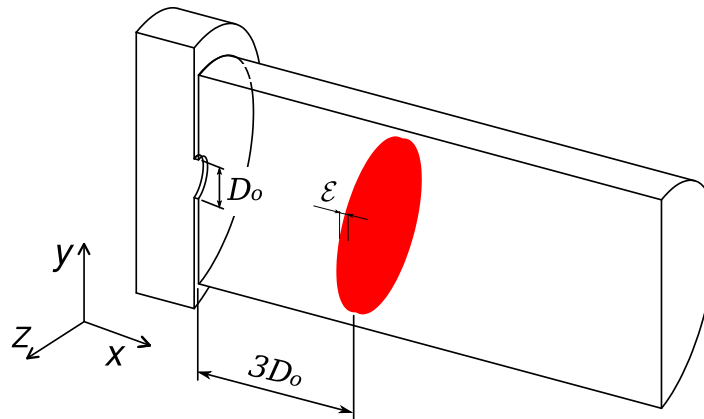


Figura 5.1: Distribución de escalar para el primer caso de estudio, una distribución de escalar tipo pared, de espesor ε y diámetro 70[mm] con una concentración $C = 1$

El primer caso de estudio consiste en el paso de un anillo a través de una distribución de escalar tipo pared o de una manera más simple: pared de escalar. El análisis se enfoca en la cantidad de escalar pasivo que el anillo es capaz de arrastrar en su camino y que es capaz de mantener en su in-

terior para ser transportada. En la figura 5.1 se muestra de forma genérica la distribución de escalar inicial, que está separado del orificio de salida en $3D_0$ y su espesor es ε . En estas simulaciones el diámetro de la pared de escalar es $D_{scl}=35[\text{mm}]$ que lo hace ser menor que el diámetro del volumen de cálculo. Si bien sería poco probable replicar esta configuración en un experimento, en el caso numérico es necesario que el escalar no interactue con los bordes del dominio de cálculo para que no se escape y así poder tener una cantidad de escalar total constante a lo largo de la simulación.

La distribución de concentración de la pared corresponde a lo siguiente:

$$C(x,y,z,t=0) = \begin{cases} 1 & 3D_0 < x < 3D_0 + \varepsilon \wedge y^2 + z^2 \leq \frac{D_{scl}^2}{4} \\ 0 & \infty \end{cases} \quad (5.1)$$

En las figuras 5.2 a la 5.5 se muestra la forma de interacción del anillo con la distribución de escalar para distintos tiempos de simulación. En esta secuencia se puede observar que el campo de velocidades del anillo dispersa la pared de escalar moviéndola hacia afuera en forma radial, sin embargo una vez que el anillo ha atravesado la sección que contenía al escalar el proceso de ingreso de fluido hacia el anillo hace que una cierta cantidad de escalar ingrese también. El anillo es representado por la burbuja y el núcleo calculados numéricamente, tal como se explicó en el capítulo de antecedentes.

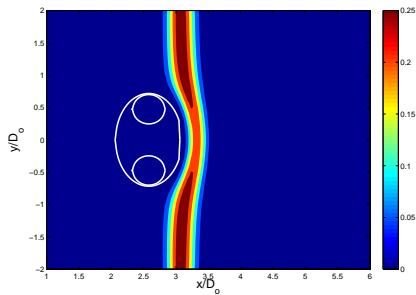


Figura 5.2: Contorno de escalar para el caso 1 en $X_{peak}=2.6$.

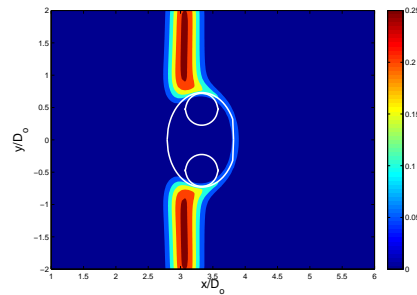


Figura 5.3: Contorno de escalar para el caso 1 en $X_{peak}=3.3$.

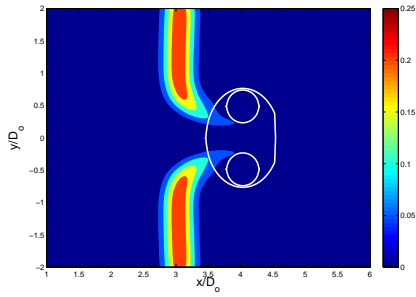


Figura 5.4: Contorno de escalar para el caso 1 en $X_{peak}=4.0$.

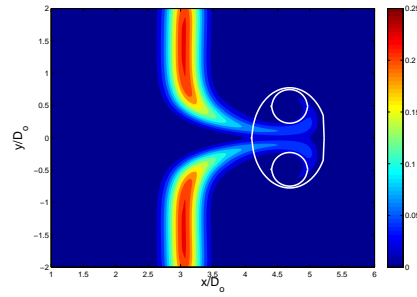


Figura 5.5: Contorno de escalar para el caso 1 en $X_{peak}=4.7$.

Para el análisis se estudió la variación de la cantidad de escalar en el anillo en función de los parámetros: espesor de la distribución de escalar ($\epsilon=2,5,10$ [mm]) y desplazamiento máximo de pistón ($d=0.4, 0.6$ y 0.8 [mm]). Esto último equivale a estudiar anillos con distintos números de Reynolds.

5.2. Caso de estudio 2: Escalar en el orificio de salida

Para este caso, primero se realizó una simulación con puntos de escalar de concentración $C=1$ en la zona aledaña al orificio de salida del generador. Esto se hizo para determinar la posición desde la cual se aporta mayor cantidad de masa de escalar al interior del anillo en formación. Las figuras 5.6 a la 5.9 presentan contornos de escalar para diferentes tiempos de simulación, con la distribución inicial de puntos de escalar que matemáticamente se expresa la ecuación 5.2.

$$C(x, y, z, t = 0) = \begin{cases} 1 & (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2 \leq R_p^2 \\ 0 & \infty \end{cases} \quad (5.2)$$

En la ecuación 5.2, R_p corresponde al radio del punto, que debe ser al menos mayor al espaciado de la malla en el lugar.

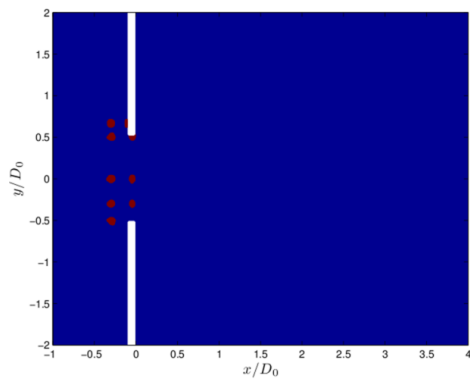


Figura 5.6: Evolución del campo de escalar con distribución inicial de tipo puntual para $t=0$ [ms].

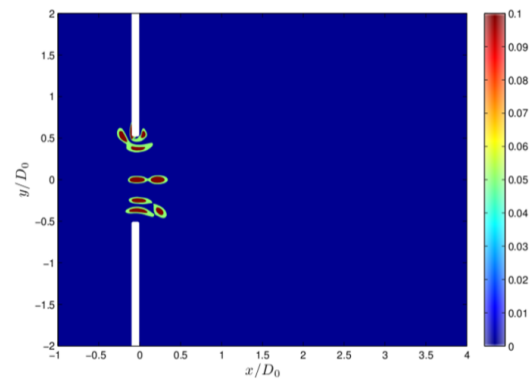


Figura 5.7: Evolución del campo de escalar con distribución inicial de tipo puntual para $t=8$ [ms].

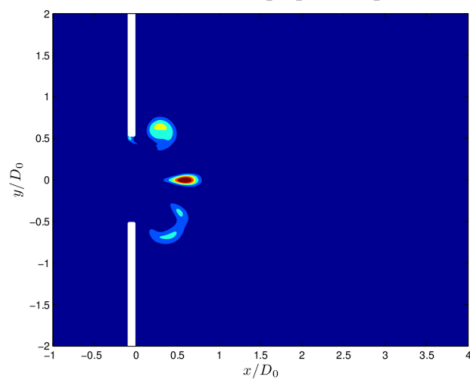


Figura 5.8: Evolución del campo de escalar con distribución inicial de tipo puntual para $t=20$ [ms].

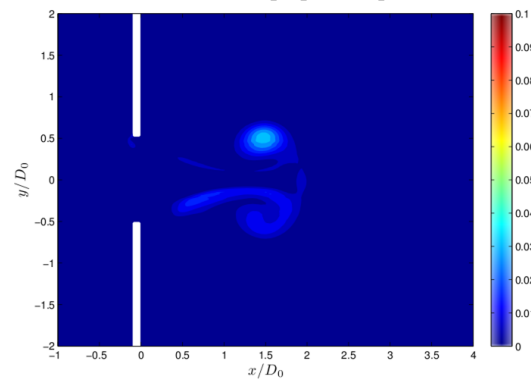


Figura 5.9: Evolución del campo de escalar con distribución inicial de tipo puntual para $t=34$ [ms].

De las figuras 5.6 a la 5.9 se desprende que la zona del núcleo del anillo en vuelo esta formada principalmente por el fluido que, al inicio de la simulación, se encontraba justo en el borde del orificio. Por esta razón y para poder estudiar el transporte de una sustancia escalar pasiva se estableció que la distribución inicial de escalar es como la que se muestra en la figura 5.10.

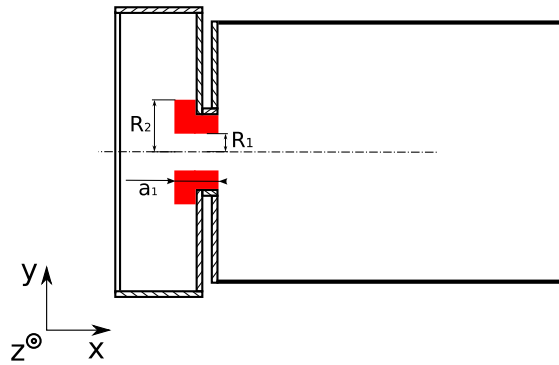


Figura 5.10: Distribución de escalar para segundo caso de estudio, la sustancia escalar es ubicada en $t=0$ en la zona dibujada en todo el borde del orificio con una concentración $C=1$

Dada esta configuración inicial de escalar se hicieron simulaciones variando el desplazamiento del pistón (d) y el tiempo característico de subida (τ) y se midió la cantidad de escalar en el volumen completo (m_t), en el volumen de la burbuja (m_b) y en el núcleo del anillo (m_n).

En todas las simulaciones se mantuvieron constantes los valores de R_1 , R_2 y a_1 que se muestran en la tabla 5.1

Nombre	Valor [mm]	
R_1	6.0	= $4 \cdot e$
R_2	9.0	= $6 \cdot e$
a_1	3.0	= $2 \cdot e$

Tabla 5.1: Parámetros de la distribución de escalar para el segundo caso de estudio.

5.3. Otros casos y Resumen de simulaciones

Casos para análisis de escalar

Se realizaron dos simulaciones para comprobar con casos teóricos la evolución del escalar en el tiempo, el primero es un análisis de un punto de escalar insertado en un flujo paralelo similar al flujo de Couette en una malla 2D; el segundo caso corresponde a la evolución del escalar de una configuración inicial de tipo esfera con concentración $C=1$ en su interior, el cual se realizó en el mismo dominio de cálculo de las simulaciones de los anillos.

En la tabla 5.2 se muestran las simulaciones realizadas cuyos resultados se presentan en este trabajo.

Nº de caso	Malla	d[mm]	τ [ms]	Dist. Escalar	dim. característica	Obs.
1	12C	0,4770	18,1	-	-	Flujo paralelo
2	Gruesa-1	0,4770	18,1	-	-	
3	Fina5	0,4770	18,1	-	-	
4	Fina5	-	-	PUNTUAL 2D	12 x 5 [mm]	
5	2D	-	-	ESFERA	$d_e=10$ [mm]	
6	Fina5	0,4000	18,1	PARED	$\varepsilon=2$ [mm]	
7	Fina5	0,6000	18,1	PARED	$\varepsilon=2$ [mm]	
8	Fina5	0,8000	18,1	PARED	$\varepsilon=2$ [mm]	
9	Fina5	0,6000	18,1	PARED	$\varepsilon=5$ [mm]	
10	Fina5	0,6000	18,1	PARED	$\varepsilon=10$ [mm]	
11	Fina5	0,8000	18,1	SCIR	-	
12	Fina5	0,5200	18,1	PUNTUAL	-	
13	Fina5	0,6000	18,1	SCIR	-	
14	Fina5	0,4000	18,1	SCIR	-	
15	Fina5	0,4815	13	SCIR	-	
16	Fina5	0,4815	18,1	SCIR	-	
17	Fina5	0,4815	22	SCIR	-	

Tabla 5.2: Resumen de simulaciones realizadas y parámetros de generación utilizados. PARED: se refiere a la distribución de escalar del caso de estudio 1, SCIR: se refiere a la distribución de escalar del caso de estudio 2

Capítulo 6

Resultados y Análisis

6.1. Dinámica de anillos de vorticidad

Antes de realizar el análisis de resultados sobre los casos de estudio, se analizará de qué manera influyen los parámetros de generación en la dinámica de un anillo de vorticidad. En las figuras 6.1 y 6.2 se muestran las posiciones de los anillos de vorticidad (X_{peak}) en función del tiempo transcurrido desde el inicio del movimiento de piston.

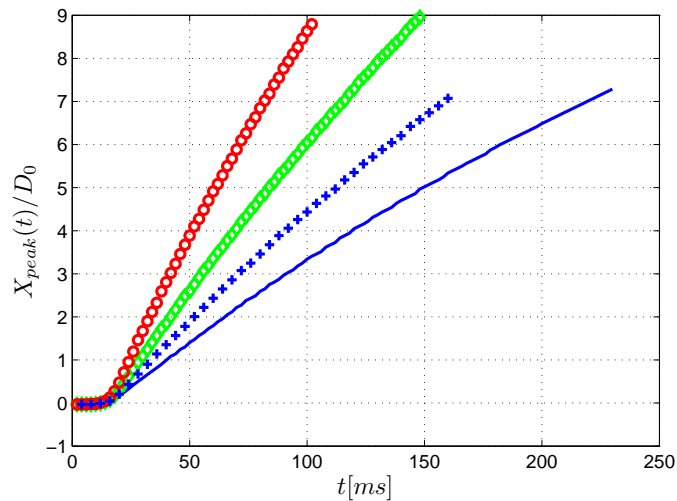


Figura 6.1: Posición del anillo en función del tiempo para distintos desplazamientos de piston: (●) $d = 0,8$ [mm], (◊): $d = 0,6$ [mm], (+) $d = 0,4815$ [mm] y (•) $d = 0,4$ [mm].

Para establecer una correlación entre los parámetros de generación y las características de los anillos se realizó una adimensionalización del tiempo y de la posición del anillo planteadas en las ecuaciones 6.1 y 6.2

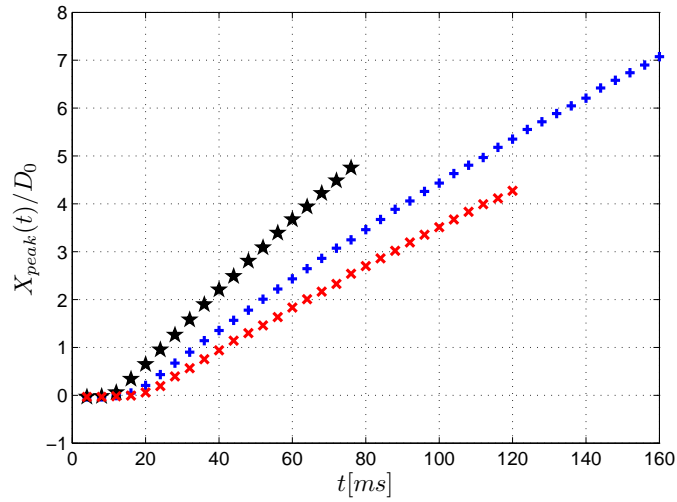


Figura 6.2: Posición del anillo en función del tiempo para el mismo desplazamiento máximo de pistón $d = 0,4815$ y para distintos tiempos de subida: $(*)$: $\tau = 13$, $(+)$: $\tau = 18,1$ y (\times) : $\tau = 22$.

Se establece la variable temporal adimensional (t^*) en función del tiempo característico τ como se muestra en la ecuación 6.1. Este tiempo (t^*) traslada todas las curvas de posición de los anillos a un punto de inicio común en tiempo adimensional $t^* \approx 0$, las constantes de la ecuación 6.1 provienen de ?? y 3.4 del capítulo de generación de anillos

$$t^* = \frac{t}{\tau} - \frac{2,7}{2,97} \quad (6.1)$$

$$\bar{X}_{peak}(t) = \frac{X_{peak}(t)}{D_0} \cdot \left(\frac{d}{e}\right)^\alpha \quad (6.2)$$

Dada la relación 6.2, se buscó encontrar el exponente α que pueda fabricar una curva única $\bar{X}_{peak}(t)$ para todos los casos. Utilizando la metodología de prueba y error se llegó a que el valor $\alpha = -1.5$ ajusta de buena manera las simulaciones con distinto desplazamiento de pistón mientras que por su parte la adimensionalización del tiempo t^* ajusta las curvas con distinto τ . En las figuras 6.3 y 6.4 se presentan las adimensionalizaciones antes dichas.

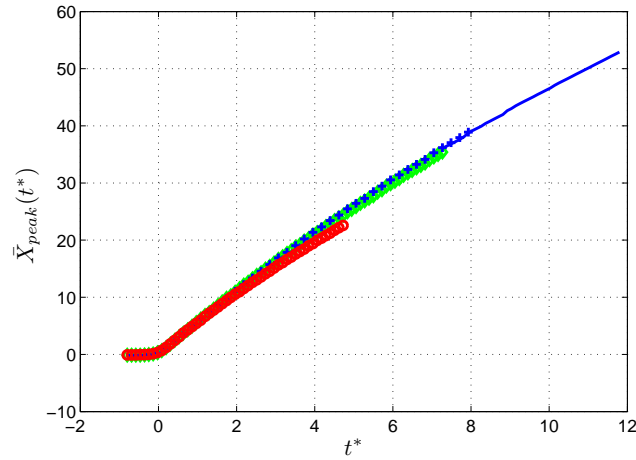


Figura 6.3: Posición adimensional del anillo en función del tiempo adimensional considerando $\alpha = -3/2$ y $\tau = 18$ [ms] para distintos desplazamientos de pistón: (●) $d = 0,8$ [mm], (△) $d = 0,6$ [mm], (+) $d = 0,4815$ [mm] y (*) $d = 0,4$ [mm].

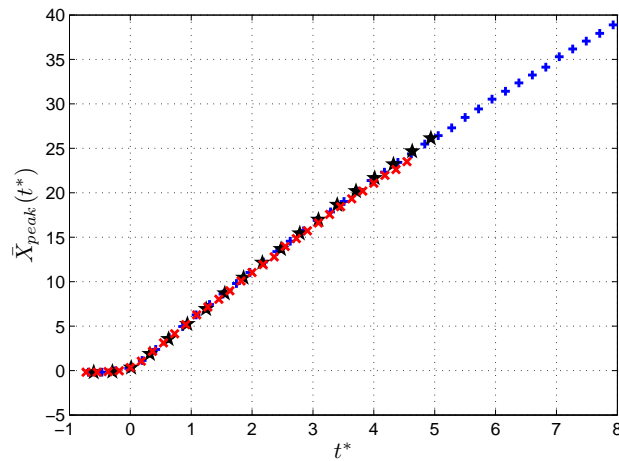


Figura 6.4: Posición adimensional del anillo en función del tiempo adimensional para $\alpha = -3/2$ para el mismo desplazamiento máximo de pistón $d = 0,4815$ [mm] y para distintos tiempos de subida: (*) $\tau = 13$ [ms], (+) $\tau = 18,1$ [ms] y (×) $\tau = 22$ [ms].

Al graficar todos los casos juntos (Figura 6.5) se establece completamente la correlación entre la posición normalizada del anillo y el tiempo adimensional se verifica que la posición cumple una ley del tipo parabólica presentada en la ecuación 6.3.

$$\bar{X}_{peak}(t^*) = A_x \cdot (t^*)^2 + B_x \cdot t^* + C_x \quad (6.3)$$

Haciendo una correlación de segundo orden para los gráficos de la figura 6.5 se obtienen los parámetros $A_x = -0.118$, $B_x = 5.670$ y $C_x = 0.140$. Existe una cierta dispersión que se produce en la zona final de las simulaciones que corresponde a una diferencia del 10 %, sin embargo, la curva

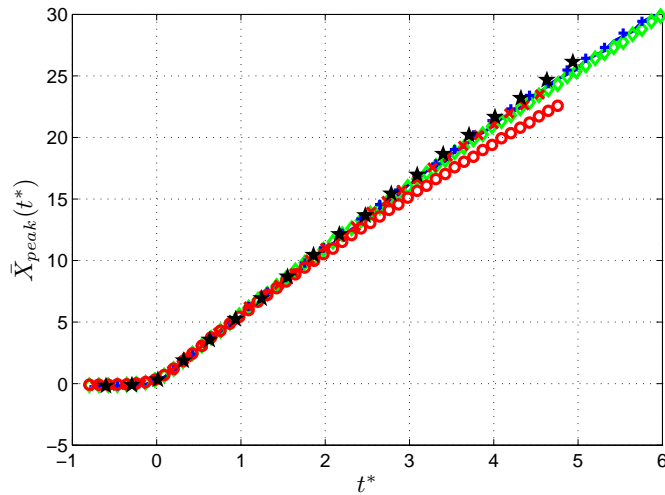


Figura 6.5: Posición adimensional del anillo en función del tiempo adimensional para (●): $d = 0,8[\text{mm}] - \tau = 18[\text{ms}]$, (◇) $d = 0,6[\text{mm}] - \tau = 18,1[\text{ms}]$, (+) $d = 0,4815[\text{mm}] - \tau = 18,1[\text{ms}]$, (◐) $d = 0,4[\text{mm}] - \tau = 18,1[\text{ms}]$, (★): $d = 0,4815[\text{mm}] - \tau = 13[\text{ms}]$ y (×) $d = 0,4815[\text{mm}] - \tau = 22[\text{ms}]$.

(●): $d = 0,8[\text{mm}]$, $\tau = 18,1[\text{ms}]$ presenta esta desviación porque el anillo que se está considerando no representa todo el volumen desplazado por el pistón, sino solo una parte como muestra la figura 6.6.

La figura 6.6 muestra un isocontorno de vorticidad para una simulación con un desplazamiento de pistón $d = 0,8[\text{mm}]$ y un $\tau = 18,1[\text{ms}]$, en la figura se puede observar un segundo anillo de menor intensidad.

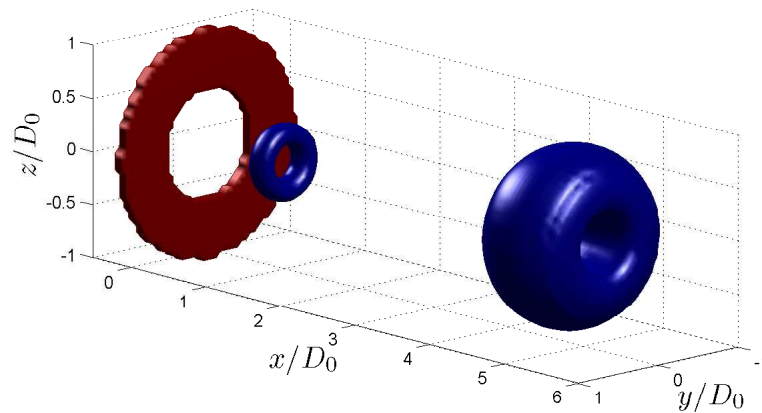


Figura 6.6: Isocontorno de vorticidad ($W=200$) para $d = 0,8[\text{mm}]$ - $\tau = 18,1[\text{ms}]$ y $X_{peak} \approx 5$.

Velocidad Autoinducida

La velocidad autoinducida U_a de los anillos de vorticidad se calcula como la derivada de la posición X_{peak} con respecto al tiempo. Para establecer entonces la velocidad de forma numérica se realiza un ajuste de una recta a una cantidad determinada de puntos hacia la izquierda y derecha del punto donde se busca el valor de la derivada. Así se construyen los gráficos de las figuras 6.7 y 6.8 que muestran la velocidad U_a para los distintos casos de estudio con escalar.

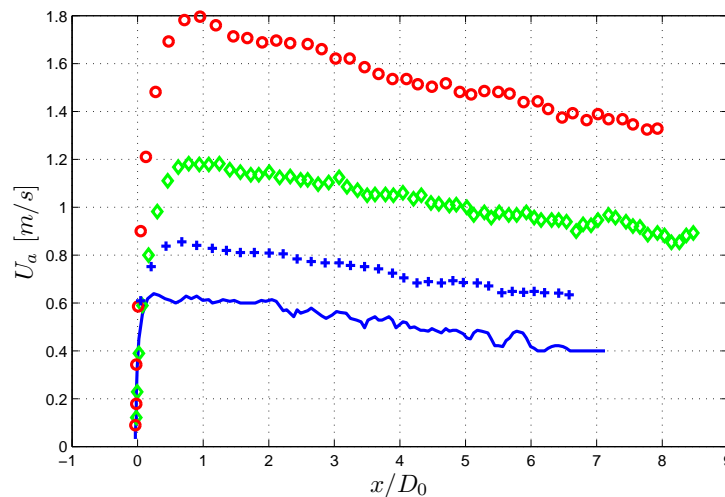


Figura 6.7: Velocidad autoinducida para simulaciones con $\tau = 18,1[\text{ms}]$: (●) $d = 0,8[\text{mm}]$, (◇) $d = 0,6[\text{mm}]$, (+) $d = 0,4815[\text{mm}]$ y (-) $d = 0,4[\text{mm}]$.

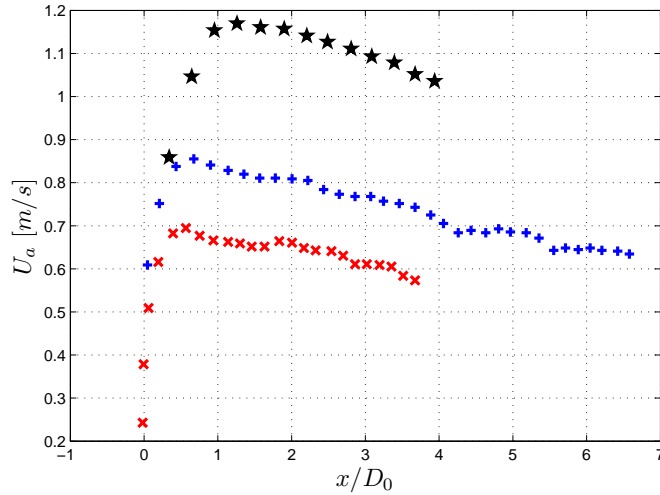


Figura 6.8: Velocidad autoinducida para simulaciones con $d = 0,4815[\text{mm}]$; (\star) $\tau = 13[\text{ms}]$, ($+$) $\tau = 18,1[\text{ms}]$ y (\times) $\tau = 22[\text{ms}]$.

A partir de lo analizado anteriormente en los gráficos de posición de los anillos se realiza una adimensionalización de la velocidad de advección U_a según la ecuación 6.4. En la figura 6.9 se muestra que la adimensionalización reúne todas las curvas y permite establecer que la velocidad de los anillos sigue una ley lineal que decae con el tiempo (Ecuación 6.5).

$$\bar{U}_a(t) = \frac{U_a(t)}{D_0} \cdot \left(\frac{d}{e}\right)^\alpha \cdot \tau \quad (6.4)$$

$$\bar{U}_a(t^*) = D_x \cdot t^* + E_x \quad (6.5)$$

Utilizando una recta para representar la zona de decaimiento de la velocidad se encontraron los valores $D_x = -0.2350$ y $E_x = 5.6852$, que corresponden a los que se obtendrían al derivar la ecuación 6.3, por lo que ambas adimensionalizaciones concuerdan.

Para este análisis se puede establecer que la posición del anillo en función del tiempo es proporcional a $d^{1.5}$ mientras que la velocidad autoinducida es proporcional a $(d^{1.5}/\tau)$.

Número de Reynolds para anillos de vorticidad

Debido a que el número de Reynolds adoptado en este trabajo sólo considera como variable la velocidad de advección del anillo U_a , su dependencia del tiempo y de las variables de generación es la misma que para la velocidad autoinducida. En la figura 6.10 se aprecia que se pueden obtener

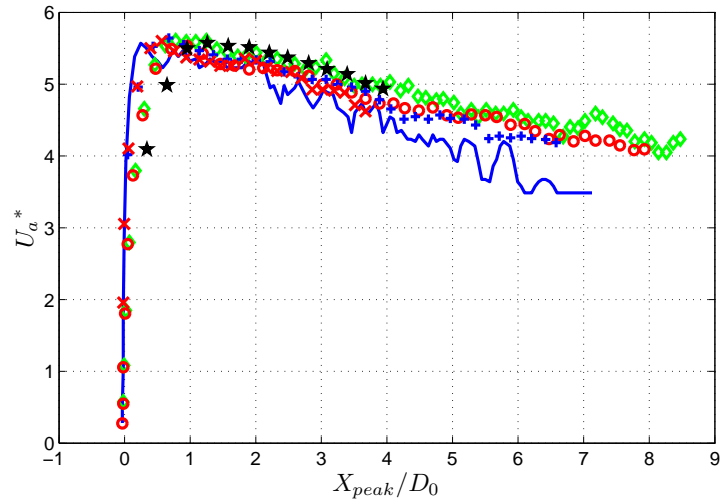


Figura 6.9: Velocidad adimensional ($\bar{U}_a(t^*)$) para todos los casos estudiados: (●) $d = 0,8[\text{mm}] - \tau = 18,1$, (◇) $d = 0,6[\text{mm}] - \tau = 18,1$, (+): $d = 0,4815[\text{mm}] - \tau = 18$, (-) $d = 0,4[\text{mm}] - \tau = 18,1$, (★) $d = 0,4815[\text{mm}] - \tau = 13$ y (×) $d = 0,4815[\text{mm}] - \tau = 22$.

anillos de igual número de Reynolds con distintas funciones de generación como en el caso de (◇) y (★).

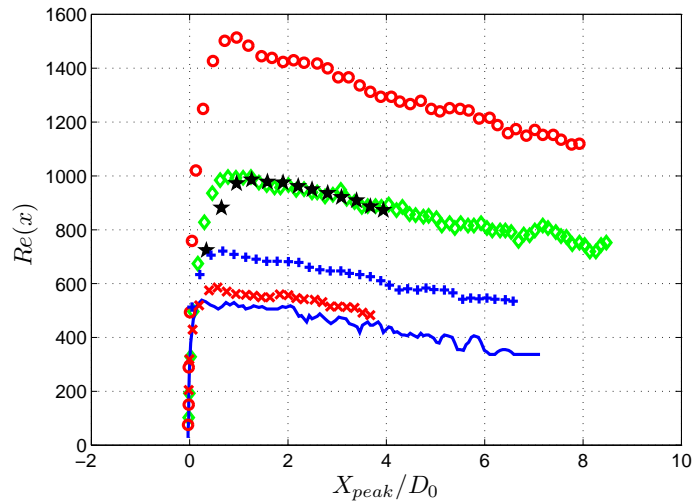


Figura 6.10: Número de Reynolds para los casos estudiados: (○) $d = 0,8[\text{mm}] - \tau = 18,1$, (◇) $d = 0,6[\text{mm}] - \tau = 18,1$, (+) $d = 0,4815[\text{mm}] - \tau = 18,1$, (-) $d = 0,4[\text{mm}] - \tau = 18,1$, (★) $d = 0,4815[\text{mm}] - \tau = 13$ y (×) $d = 0,4815[\text{mm}] - \tau = 22$.

Radio y volumen de anillos

En la figura 6.11 se muestra la evolución del radio del anillo (R_a) en función de su posición, en ella se puede observar que el radio del anillo tiene una dependencia del parámetro “d” y no tiene dependencia del parámetro τ , es decir que sólo depende del volumen desplazado por el pistón.

Por otra parte, el volumen de la burbuja aumenta con el tiempo, en la figura 6.12 se muestra la evolución del volumen de la burbuja (V_b) como fracción del volumen desplazado por el pistón (V_p) para anillos de distinto Reynolds. Se puede observar por lo tanto que la tasa de aumento en el volumen es proporcional al desplazamiento del pistón, ya que es este el único parámetro que determina el volumen desplazado por el pistón.

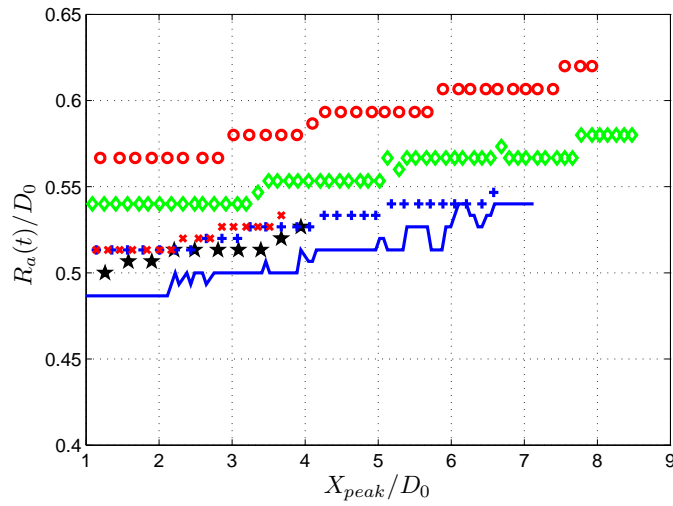


Figura 6.11: Radio del anillo para los distintos casos estudiados: (O) $d = 0,8[\text{mm}] - \tau = 18,1$, (◇) $d = 0,6[\text{mm}] - \tau = 18,1$, (+) $d = 0,4815[\text{mm}] - \tau = 18,1$, (-) $d = 0,4[\text{mm}] - \tau = 18,1$, (*) $d = 0,4815[\text{mm}] - \tau = 13$ y (x) $d = 0,4815[\text{mm}] - \tau = 22$.

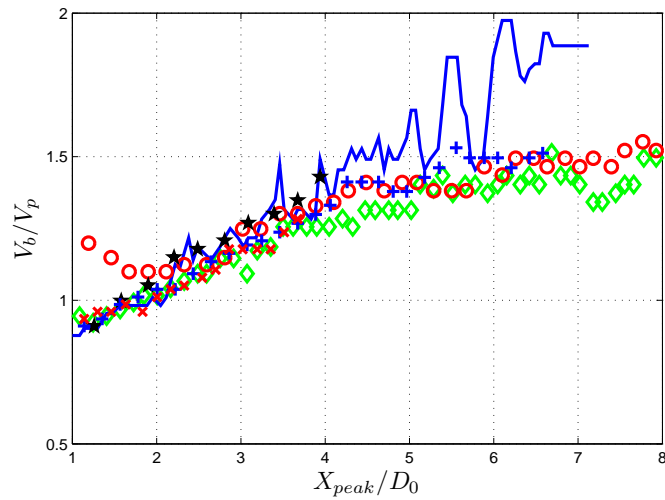


Figura 6.12: Volumen de la burbuja dividido por el volumen desplazado por el pistón para los distintos casos estudiados: (O) $d = 0,8[\text{mm}] - \tau = 18,1$, (◇) $d = 0,6[\text{mm}] - \tau = 18,1$, (+) $d = 0,4815[\text{mm}] - \tau = 18,1$, (-) $d = 0,4[\text{mm}] - \tau = 18,1$, (*) $d = 0,4815[\text{mm}] - \tau = 13$ y (x) $d = 0,4815[\text{mm}] - \tau = 22$.

6.2. Comportamiento de una sustancia escalar

6.2.1. Escalar en Flujo de Couette

Previo a las simulaciones de inyección de escalar en 3D, se realizó una prueba para comprobar el comportamiento de escalar en un flujo paralelo del tipo Couette. Se utilizó una malla 2D de 5[mm] x 120[mm] y una distribución de escalar $C=1$ en un punto de radio 0.2[mm]. La velocidad impuesta a la pared superior fue de 1 [m/s] mientras que la pared inferior permaneció estática. El campo de velocidad se presenta en la figura 6.13 y el perfil de velocidad en el eje Y en la posición $x = 70$ [mm] se presenta en la figura 6.14.

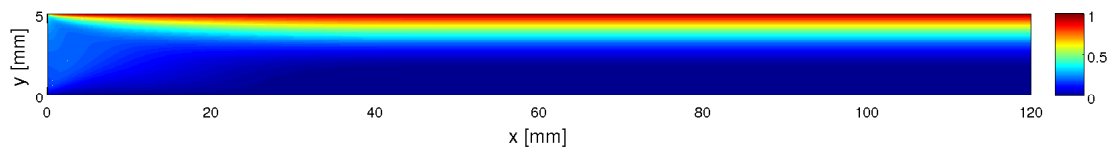


Figura 6.13: Campo de velocidad de flujo paralelo.

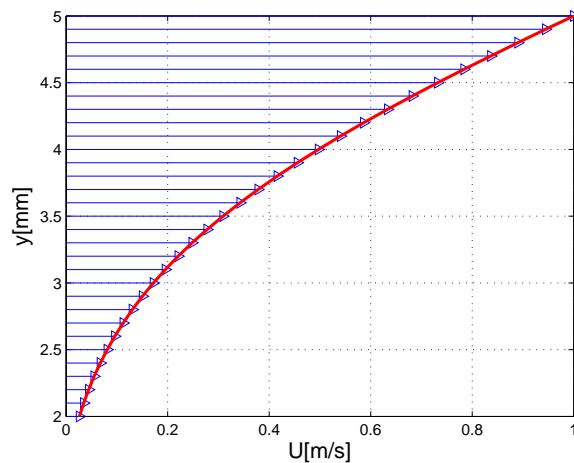


Figura 6.14: Perfil de velocidad $u(y)$ del caso de flujo paralelo.

En las figuras 6.15 y 6.16 se presentan los contornos de concentración en distintos tiempos de simulación

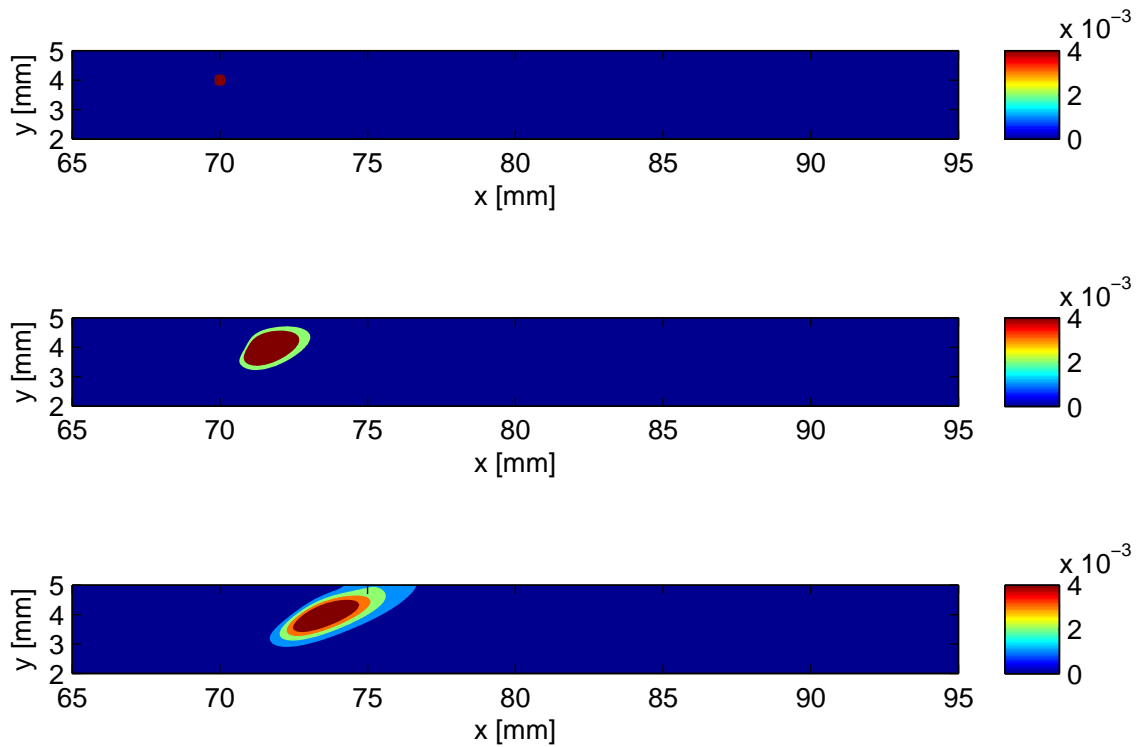


Figura 6.15: Contorno de escalar para $t=0$, $t=4$ y $t=8$ [ms].

La barra lateral en cada figura presenta el valor de la concentración de escalar (C). Si bien la concentración inicial en el punto ($x = 70, y = 4$) es $C = 1$, se escogió un valor máximo distinto ($C = 0,004$) para poder observar de buena manera el fenómeno ya que el monóxido difunde muy rápidamente. Así, el contorno central en rojo oscuro tiene mayor concentración que la expresada en la escala y por lo mismo se observa que en un principio el contorno se hace más grande en vez de decrecer como en tiempos posteriores.

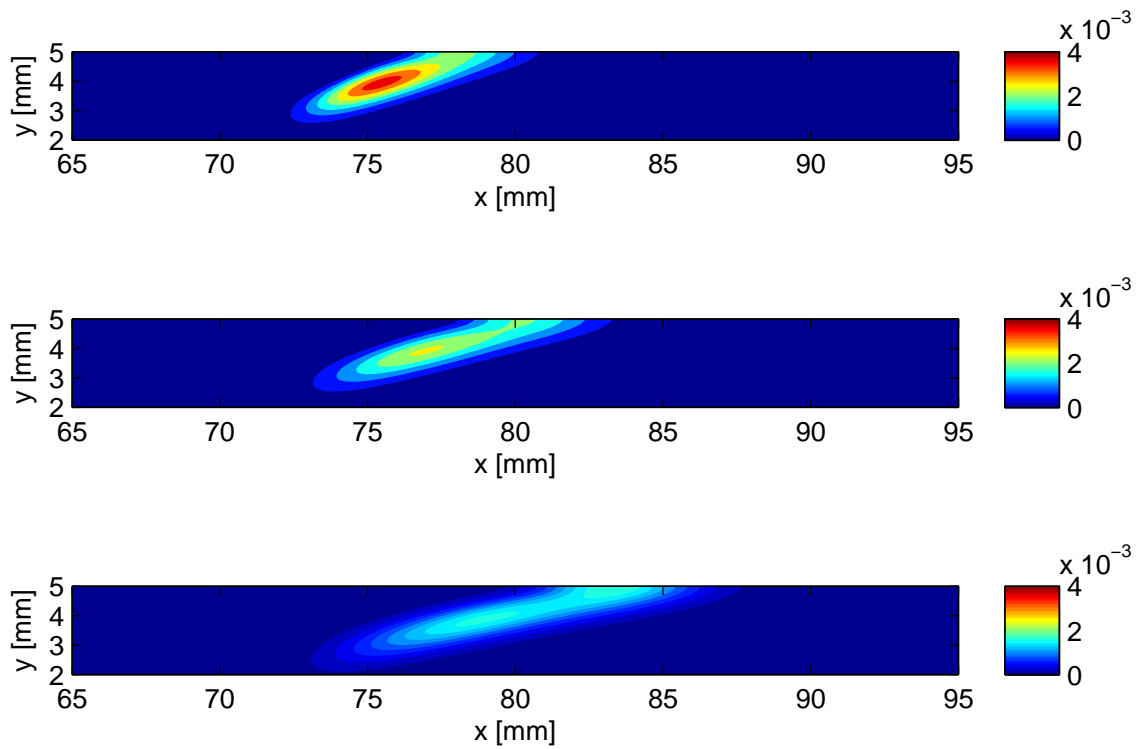


Figura 6.16: Contorno de escalar para $t=12$, $t=16$ y $t=19$ [ms].

La solución teórica de este caso se puede intuir y representar fácilmente, como se muestra en la figura 6.17. En ella se muestra que las tres evoluciones posibles: Difusión pura (d), advección pura (e) y fuerzas de corte (f) se pueden sumar para obtener los resultados mostrados en las figuras anteriores. Además se observa que la advección pura

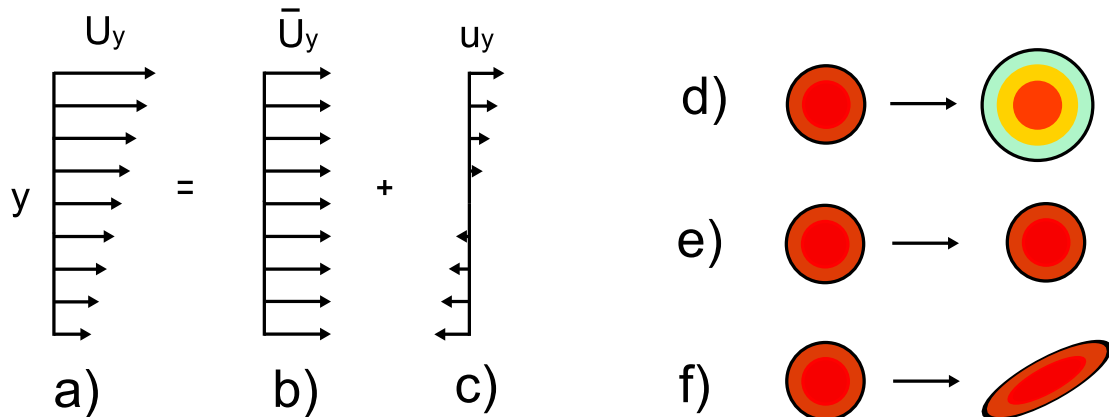


Figura 6.17: Esquema de influencia de un campo de velocidad de un flujo de couette sobre una distribución puntual de escalar. El campo de velocidad (a) se descompone en (b) y (c) que representan la advección y fuerzas de corte sobre el escalar que determinan (e) y (f) respectivamente.

6.2.2. Esfera de escalar

Para comprobar la difusión de una sustancia escalar en el volumen 3D se realizó una simulación incluyendo una esfera de escalar. En la figura 6.18 se muestra un esquema de la ubicación de la esfera de escalar en el volumen de simulación.

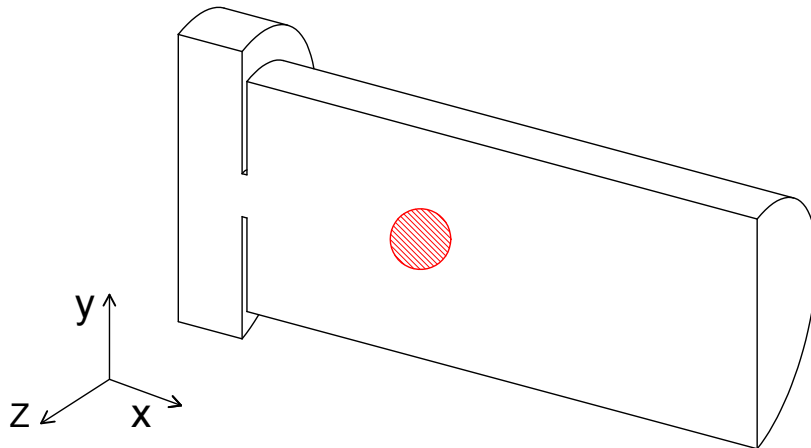


Figura 6.18: Esquema que muestra la ubicación del escalar para la simulación de la esfera de escalar en un medio quieto.

Las figuras 6.19 a la 6.22 muestran la evolución del campo de escalar para distintos tiempos de simulación. A partir de ellas se puede establecer que la difusión de escalar es simétrica y dentro del volumen no se generan diferencias de presión que puedan afectar la evolución de un anillo.

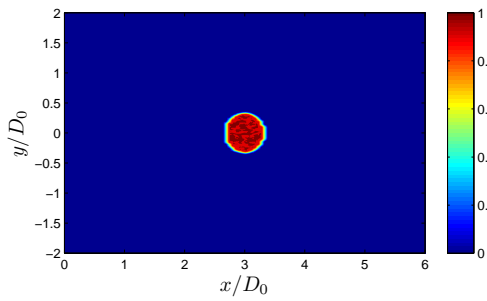


Figura 6.19: Contornos de escalar para simulación de esfera de escalar para $t=0$ [ms]

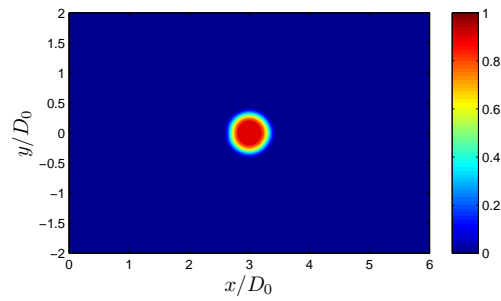


Figura 6.20: Contornos de escalar para simulación de esfera de escalar para $t=20$ [ms]

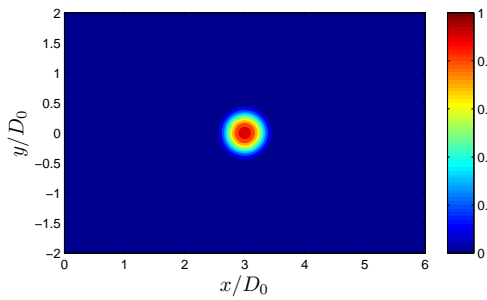


Figura 6.21: Contornos de escalar para simulación de esfera de escalar para $t=50$ [ms]

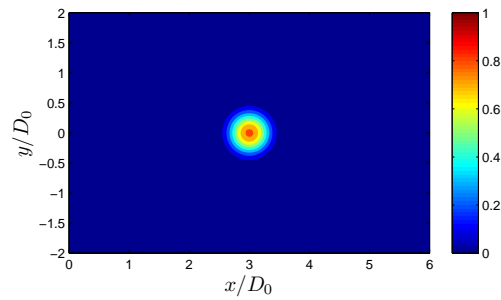


Figura 6.22: Contornos de escalar para simulación de esfera de escalar para $t=80$ [ms]

6.3. Caso de estudio 1: Distribución de escalar tipo pared

En esta sección se estudiará la capacidad de un anillo de vorticidad de atrapar una sustancia escalar distribuida como una pared de forma perpendicular a la trayectoria del anillo.

Como se mostró en el capítulo de antecedentes se calculan los parámetros de la burbuja y del núcleo y se establecen los espacios en donde se calcula la masa de escalar.

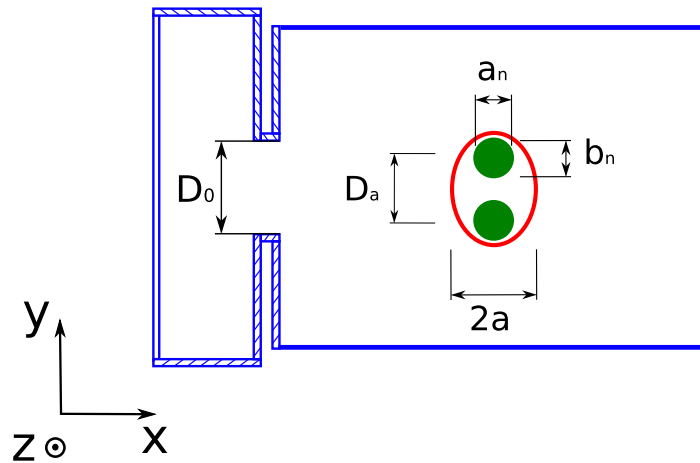


Figura 6.23: Esquema que representa las zonas donde se calcula la masa de escalar como la suma de las masas de cada celda de cálculo.

La figura 6.23 corresponde a un esquema 2D que muestra el espacio en donde se calcula m_t : espacio azul correspondiente al volumen total, m_b : espacio rojo delimitado por la burbuja y m_n : espacio verde correspondiente al núcleo del anillo.

Las figuras 6.24 y 6.25 muestran un isocontorno de vorticidad que representa al anillo justo antes de intersectar a la distribución de escalar. En ellas se observa que el isocontorno de escalar se ve afectado por el campo de velocidad del anillo que se abre paso a través del escalar.

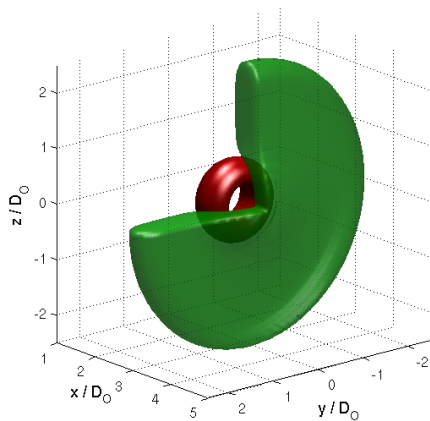


Figura 6.24: Isocontorno de vorticidad $W = 200$ (rojo) cerca de intersectar con un isocontorno de escalar $C = 0,05$ (verde).

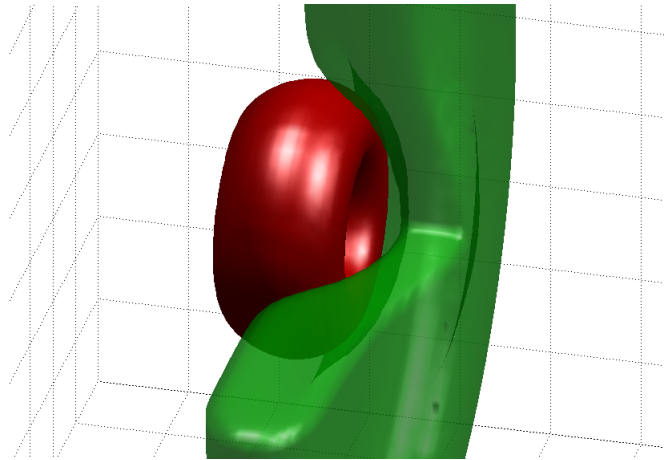


Figura 6.25: Acercamiento de un isocontorno de vorticidad $W = 200$ (rojo) cerca de intersectar con un isocontorno de escalar $C = 0,05$ (verde).

En las figuras 6.26 y 6.27 se muestra el anillo que ya ha atravesado la distribución de escalar y que comienza a ingresar a este último hacia su interior.

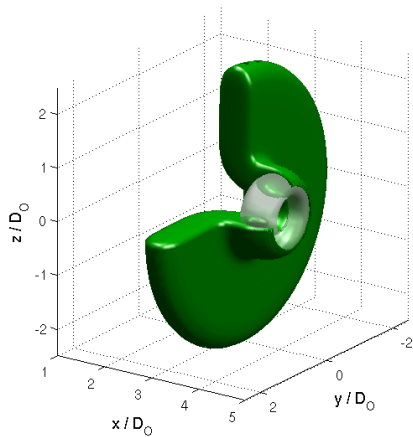


Figura 6.26: Isocontorno de vorticidad $W = 200$ (blanco) con un isocontorno de escalar $C = 0,05$ (verde) que muestran como ingresa el escalar hacia el anillo de vorticidad.

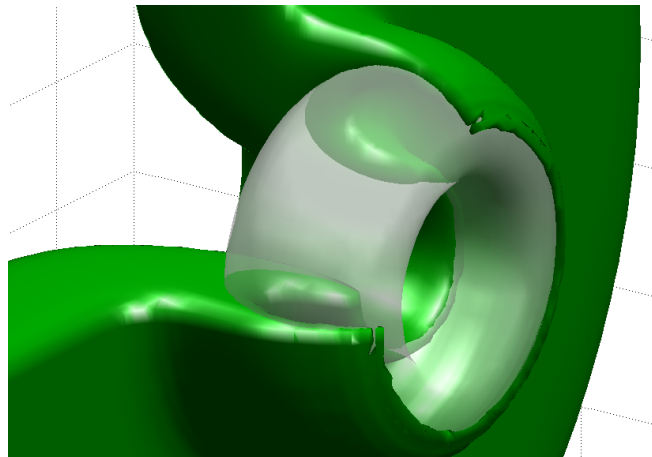


Figura 6.27: Acercamiento de isocontorno de vorticidad $W = 200$ (blanco) con un isocontorno de escalar $C = 0,05$ (verde) luego de haberse intersectado

Dependencia del espesor de la distribución de escalar

La figura 6.28 muestra la cantidad total de escalar en el espacio de simulación para tres casos con diferente espesor (ϵ) de la pared de escalar para los mismos parámetros de generación de

anillos.

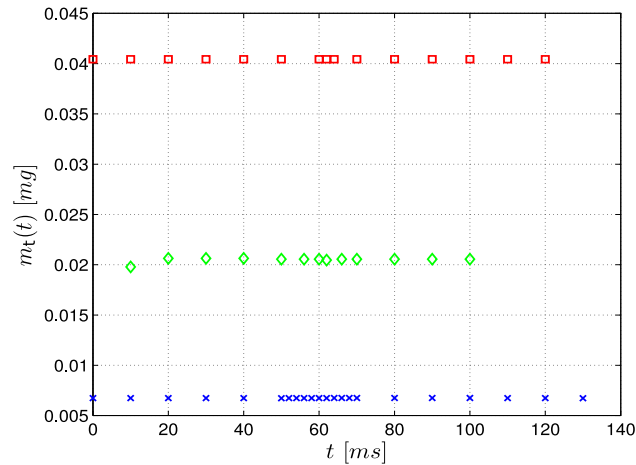


Figura 6.28: Masa de escalar en el volumen de cálculo total para distintos espesores de pared: (\times) $\varepsilon = 2$ [mm], (\diamond) $\varepsilon = 5$ [mm] y (\square) $\varepsilon = 10$ [mm].

Para poder realizar una comparación entre los distintos casos es necesario adimensionalizar la cantidad de masa en el anillo por la masa total, lo que da como resultado las figuras 6.29 y 6.30 en que se grafican la cantidad de masa de escalar en la burbuja y el núcleo del anillo respectivamente para anillos con distinto Reynolds. A partir de estos gráficos se establece que la cantidad de escalar que puede internar el anillo es proporcional a la cantidad de masa de escalar, que a su vez es proporcional al espesor de la distribución de escalar dado que el diámetro de la es el mismo para las tres simulaciones.

Es necesario decir que si bien los espesores de pared nominales son: $\varepsilon=2$, 5 y 10, debido al fenómeno de difusión numérica y considerando el volumen efectivo en que $C = 1$ al inicio de la simulación, los espesores reales de las paredes de escalar fueron $\varepsilon_r=1.67$, 4.9339 y 9.5625 respectivamente.

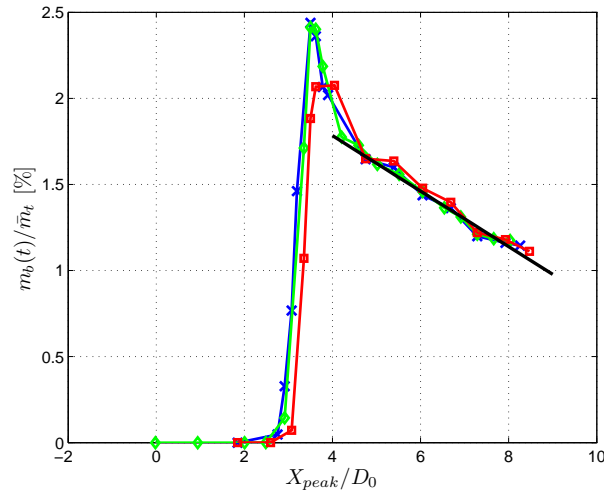


Figura 6.29: Masa de escalar en la burbuja como fracción de la masa total para distintos espesores de pared: (\square) $\varepsilon = 10$ [mm], (\diamond) $\varepsilon = 5$ [mm] y (\times) $\varepsilon = 2$ [mm] en un anillo de $Re=700$

En la figura 6.29 se puede observar que el escalar dentro de la burbuja decae de forma lineal con respecto a la posición del anillo, representada por el ajuste (-) en la misma figura. El ajuste es del tipo lineal de la forma de la ecuación 6.6 cuyos coeficientes calculados son $F_x=0,15$ y $F_e=2,48$.

$$\frac{m_b(X_{peak})}{m_n} = F_x \left(\frac{X_{peak}}{D_0} \right) + F_e \quad (6.6)$$

Por otra parte el núcleo absorbe parte del escalar que entra en la burbuja, y al igual que en ésta, la cantidad de escalar depende del ancho de la distribución de monóxido de carbono. En la figura 6.30 se muestra la evolución de escalar en el núcleo para distintos espesores de la distribución y un ajuste lineal de decaimiento del escalar en el núcleo para $X_{peak}/D_0 > 6$.

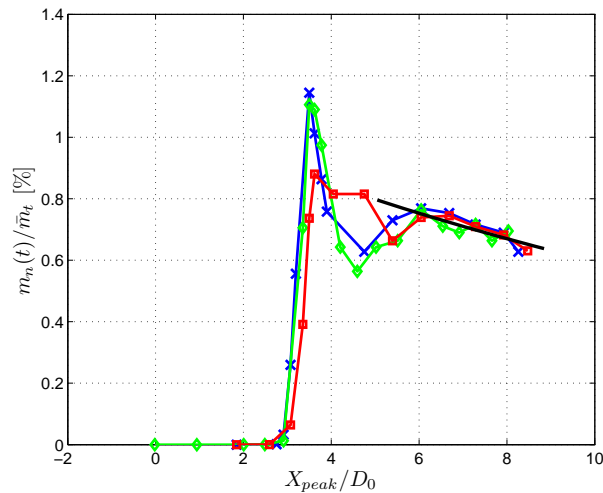


Figura 6.30: Masa de escalar en el núcleo para distintos espesores de pared: (\square) $\varepsilon = 10$ [mm], (\diamond) $\varepsilon = 5$ [mm] y (\times) $\varepsilon = 2$ [mm] en un anillo de $Re=700$

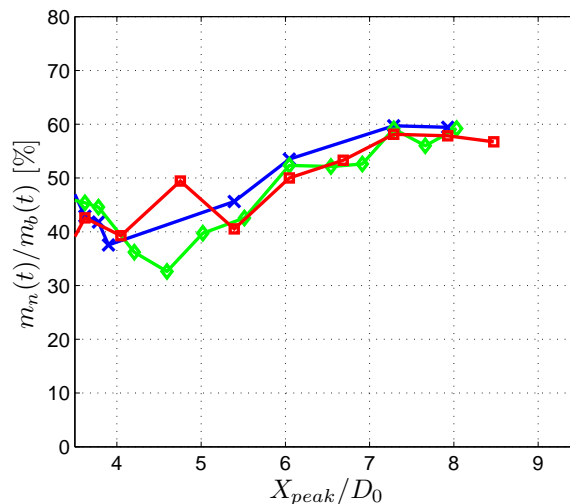


Figura 6.31: Masa de escalar en el núcleo para distintos espesores de pared: (\square) $\varepsilon = 10$ [mm], (\diamond) $\varepsilon = 5$ [mm] y (\times) $\varepsilon = 2$ [mm] en un anillo de $Re=700$

Comparativamente se puede establecer cuanto del escalar es absorbido en el núcleo y cuanto en la burbuja para el mismo espesor de pared. En la figura 6.31 se presenta la masa contenida en el núcleo como fracción de la masa contenida en la burbuja para las distintas posiciones del anillo en casos con distintos espesores de pared. En la figura se aprecia que la cantidad de escalar en el núcleo aumenta desde un 40 a un 60 % en el recorrido del anillo desde que atraviesa la distribución de escalar. Este resultado concuerda con el hecho de que el núcleo del anillo continúa enrollando

monóxido de carbono hacia su interior en cambio la burbuja sólo pierde escalar.

Dependencia del número de Reynolds

En la figura 6.32 se presenta la masa total de escalar para los 3 casos de distinto desplazamiento de pistón con barras de error de 0.5 % en función del tiempo de simulación. De esta figura se puede extraer que tanto la diferencia de masa total de una simulación con respecto a las otras como la variación de la masa total en función del tiempo son menores que un 1 %.

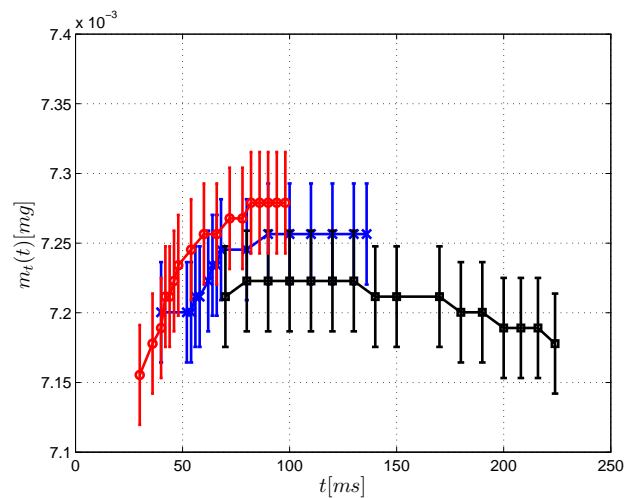


Figura 6.32: Masa total de escalar en el volumen de cálculo con barras de error de 0,5 % para: (●) $d=0,8$, (×) $d=0,6$, (□) $d=0,4$.

En la figura 6.33 se muestra la cantidad de escalar en la burbuja para anillos que atraviesan la pared en distintos tiempos debido a que son generados con un distinto desplazamiento de pistón. En la figura 6.34 se muestra la cantidad de escalar en el núcleo para los mismos casos.

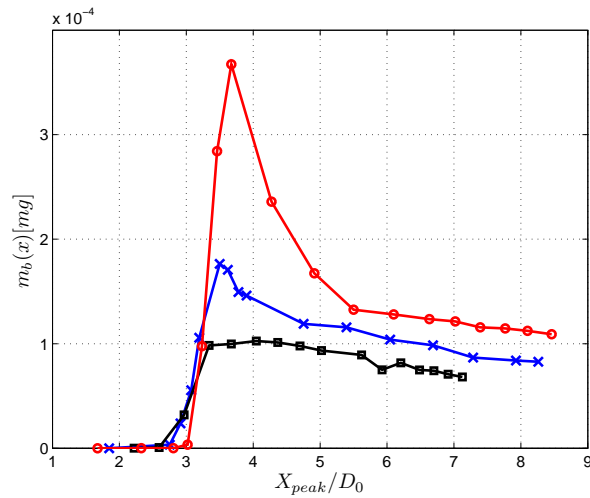


Figura 6.33: Masa de escalar en la burbuja para anillos de distintos desplazamientos de pistón con $\tau = 18,1$ [ms]: (●) $d=0,8$ - $Re=1430$, (×) $d=0,6$ - $Re=950$, (□) $d=0,4$ - $Re=530$.

En ambas figuras, 6.33 y 6.34, se puede establecer que el anillo de mayor número de Reynolds es capaz de ingresar una mayor cantidad de escalar. Además se puede observar un peak de escalar que puede no ser realmente representativo de la cantidad de monóxido de carbono dentro de la burbuja y se puede explicar por la alta concentración en las zonas aledañas al anillo que pueden ser consideradas parte del volumen de la burbuja por un error numérico. Es por esto que para hacer el análisis se realizó una comparación de las cantidades de escalar para $X_{peak} > 5D_0$, esto es, luego de que el anillo ya ha avanzado dos diámetros del orificio de salida desde que atravesó la distribución de escalar.

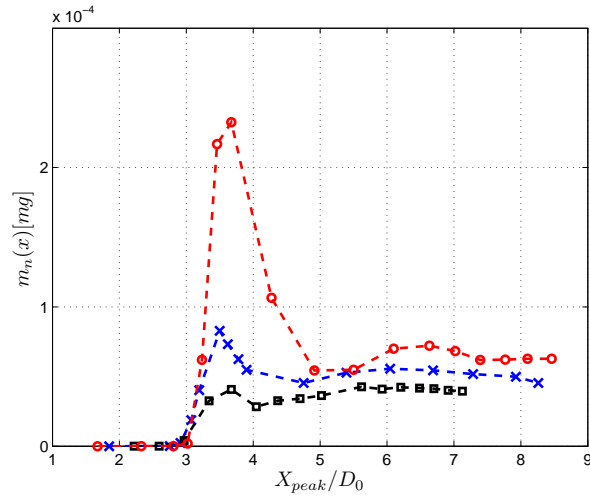


Figura 6.34: Masa de escalar en el núcleo para anillos de distintos desplazamientos de pistón con $\tau = 18,1$ [ms]: (○) $d=0,8$ - $Re=1430$, (×) $d=0,6$ - $Re=950$, (□) $d=0,4$ - $Re=530$.

La primera opción para analizar es usar como parámetro el desplazamiento de pistón directamente. En las figuras 6.35 y 6.36 se muestra la masa de escalar dentro de la burbuja y del núcleo dividida por el desplazamiento de pistón, y es posible observar que para posiciones del anillo mayores a $5D_0$ las tres curvas coinciden y mantienen una tendencia común.

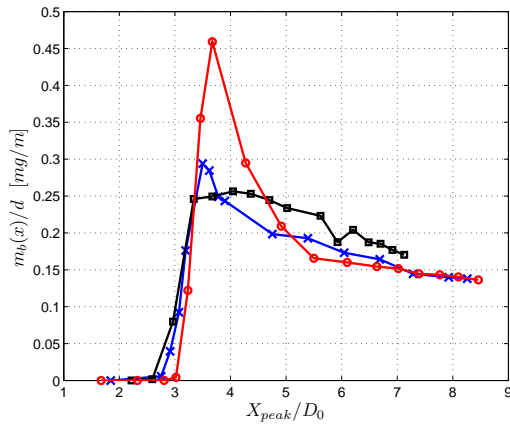


Figura 6.35: Masa de escalar en la burbuja dividida por el desplazamiento de pistón para anillos de distintos desplazamientos de pistón con $\tau = 18,1$ [ms]: (○) $d=0,8$ - $Re=1430$, (×) $d=0,6$ - $Re=950$, (□) $d=0,4$ - $Re=530$.

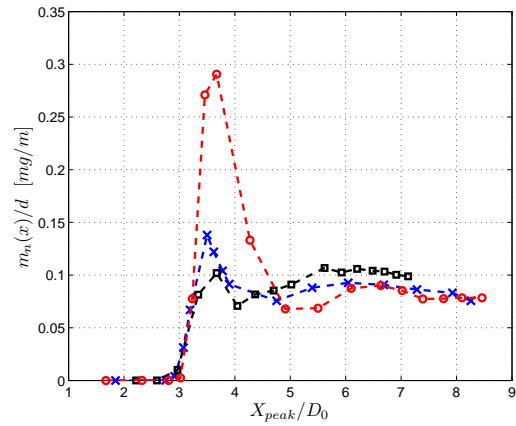


Figura 6.36: Masa de escalar en el núcleo dividida por el desplazamiento de pistón para anillos de distintos desplazamientos de pistón con $\tau = 18,1$ [ms]: (○) $d=0,8$ - $Re=1430$, (×) $d=0,6$ - $Re=950$, (□) $d=0,4$ - $Re=530$.

Otra opción es comparar las características de vorticidad y velocidad cuando el anillo está pasando por la pared de escalar. La velocidad del anillo puede tener dos efectos: al ser un anillo más veloz puede alcanzar la pared de escalar cuando esta aun no ha difundido por lo que tiene más opciones de internar la sustancia escalar con altas concentraciones que un anillo que necesita más tiempo para alcanzar la distribución de escalar; por otra parte si el anillo se desplaza muy rápidamente puede pasar por la pared muy rápido y si la vorticidad no es muy grande ingresará poca cantidad de escalar hacia su interior. Este pensamiento lleva a realizar un análisis de la influencia de la vorticidad y la velocidad en el momento de cruce de la pared sobre la cantidad de escalar en la burbuja aguas abajo.

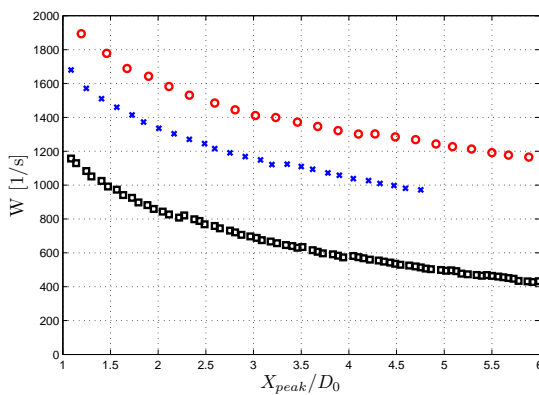


Figura 6.37: Vorticidad máxima del campo en función de la posición del anillo para distintos desplazamientos de pistón con $\tau = 18, 1$ [ms]: (O) $d=0,8$ - $Re=1430$, (X) $d=0,6$ - $Re=950$, (□) $d=0,4$ - $Re=530$.

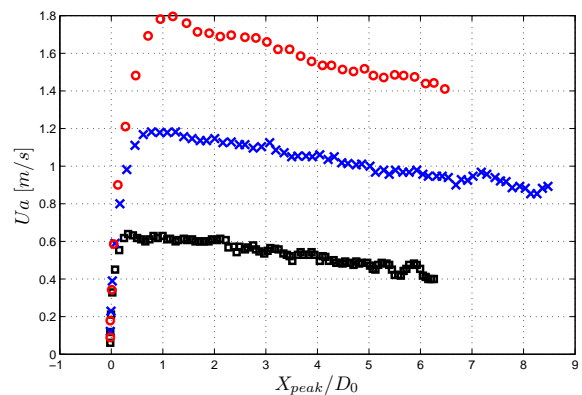


Figura 6.38: Velocidad autoinducida en función de la posición del anillo para distintos desplazamientos de pistón con $\tau = 18, 1$ [ms]: (O) $d=0,8$ - $Re=1430$, (X) $d=0,6$ - $Re=950$, (□) $d=0,4$ - $Re=530$.

Se realizó entonces el ajuste de los datos de masa en la burbuja, velocidad y vorticidad graficando de forma logarítmica para establecer las correspondencias. Los resultados se pueden observar en las figuras 6.39 y 6.40.

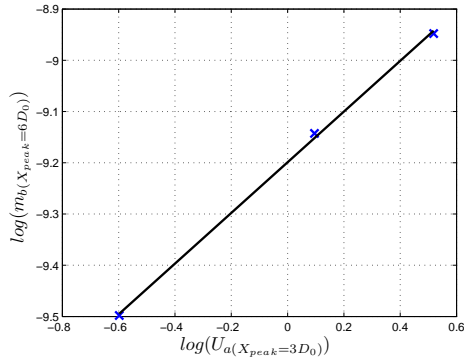


Figura 6.39: Cantidad de masa de escalar en la burbuja en $X_{peak} = 6D_0$ en función de la velocidad autoinducida del anillo en $X_{peak} = 3D_0$

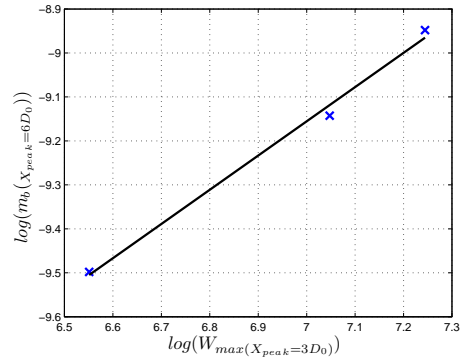


Figura 6.40: Cantidad de masa de escalar en la burbuja en $X_{peak} = 6D_0$ en función de la vorticidad máxima del campo del anillo en $X_{peak} = 3D_0$

Las ecuaciones de las rectas de ajustes lineales de las figuras 6.39 y 6.40 se muestran en las fórmulas 6.7 y 6.8 respectivamente, estableciendo que la cantidad de escalar arrastrada por la burbuja es proporcional a la raíz de la velocidad autoinducida mientras que también se puede establecer una relación directa con la vorticidad máxima $mb \propto W_{max}^{0,78}$. Que la relación sea proporcional (no inversa) a la velocidad quiere decir que conviene lanzar anillos con una mayor velocidad para aprovechar el ingreso de escalar cuando el escalar no ha difundido en demasía.

$$\ln(mb) = \ln(U_a)0,49 - 9,2 \quad (6.7)$$

$$\ln(mb) = \ln(W_{max})0,78 - 15 \quad (6.8)$$

6.4. Caso de estudio 2: Distribución de escalar en el orificio de salida del generador

En esta sección se darán a conocer los resultados de las simulaciones numéricas con una concentración de escalar en el borde del orificio para anillos con distintos parámetros de formación (d y τ).

Las figuras 6.41 a la 6.44 muestran la evolución de un isocontorno de vorticidad ($W=250$) para el caso de inclusión del escalar durante la formación.

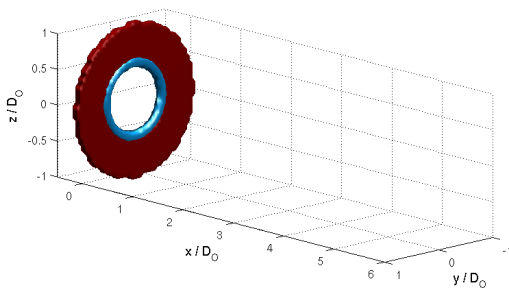


Figura 6.41: Isocontorno de vorticidad ($W=250$) para el caso de estudio 2 utilizando $d=0,4815$ [mm] y $\tau=18,1$ [ms] para $t=8$.

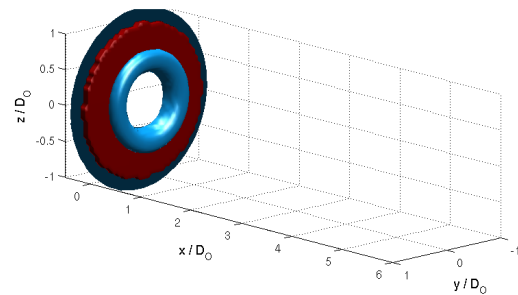


Figura 6.42: Isocontorno de vorticidad ($W=250$) para el caso de estudio 2 utilizando $d=0,4815$ [mm] y $\tau=18,1$ [ms] para $t=16$.

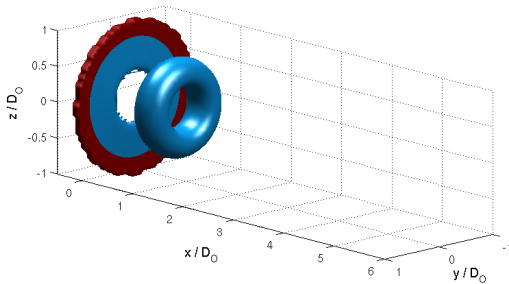


Figura 6.43: Isocontorno de vorticidad ($W=250$) para el caso de estudio 2 utilizando $d=0,4815$ [mm] y $\tau=18,1$ [ms] para $t=32$.

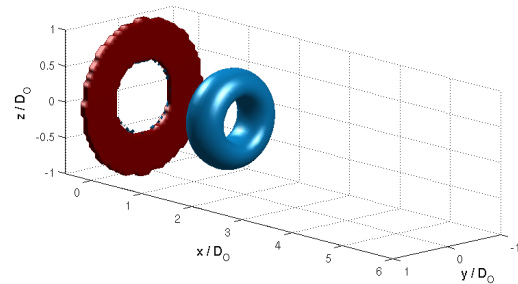


Figura 6.44: Isocontorno de vorticidad ($W=250$) para el caso de estudio 2 utilizando $d=0,4815$ [mm] y $\tau=18,1$ [ms] para $t=48$.

En las figuras 6.45 hasta 6.50 se grafica la evolución temporal de la sustancia escalar al ser ingresada al anillo de vorticidad desde la zona del agujero. Cualitativamente se puede observar que una gran cantidad de escalar se queda en la parte del núcleo del anillo mientras que una cantidad menor queda en la salida del generador. Se propone como futuro estudio la posibilidad de lanzar un segundo anillo para observar si estos residuos de escalar pueden ser absorbidos por la vorticidad generada en la nueva generación y así mejorar la eficacia del transporte de la sustancia escalar.

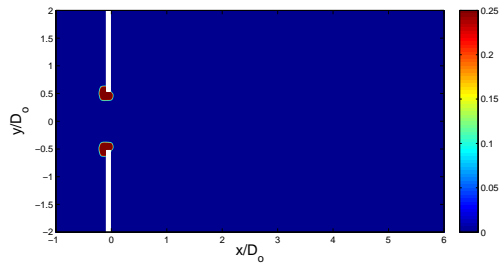


Figura 6.45: Contornos de escalar para el caso de estudio 2 utilizando $d=0,4815$ [mm] y $\tau=18,1$ [ms] para $t=2$.

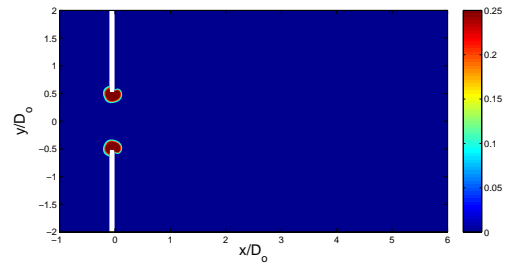


Figura 6.46: Contornos de escalar para el caso de estudio 2 utilizando $d=0,4815$ [mm] y $\tau=18,1$ [ms] para $t=8$.

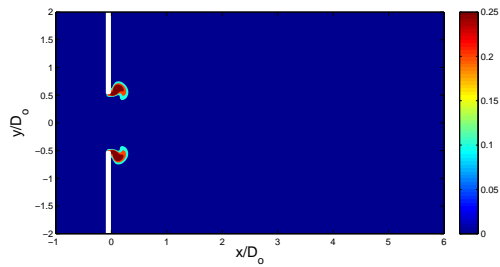


Figura 6.47: Contornos de escalar para el caso de estudio 2 utilizando $d=0,4815$ [mm] y $\tau=18,1$ [ms] para $t=14$.

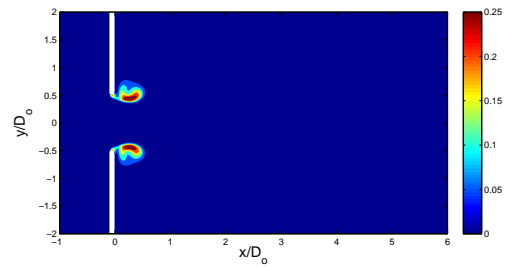


Figura 6.48: Contornos de escalar para el caso de estudio 2 utilizando $d=0,4815$ [mm] y $\tau=18,1$ [ms] para $t=20$.

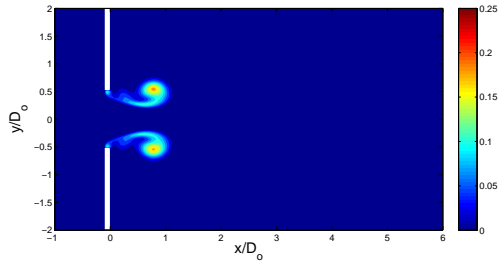


Figura 6.49: Contornos de escalar para el caso de estudio 2 utilizando $d=0,4815$ [mm] y $\tau=18,1$ [ms] para $t=26$.

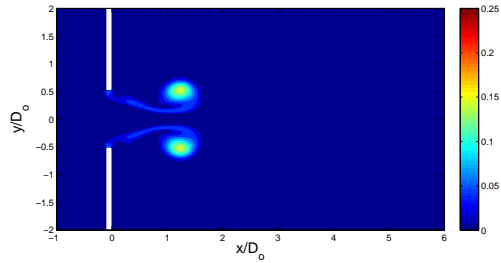


Figura 6.50: Contornos de escalar para el caso de estudio 2 utilizando $d=0,4815$ [mm] y $\tau=18,1$ [ms] para $t=32$.

En las figuras 6.51 a 6.56 se muestra la evolución de un isocontorno 3D de escalar de concentración $C=0,02$. Si bien tienen una cierta relación con lo mostrado en las figuras 6.41 a la 6.44 los contornos de vorticidad no encierran a los contornos de escalar como se muestra en la figura 6.57.

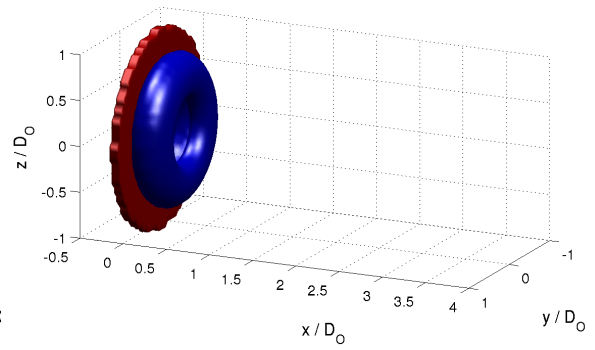
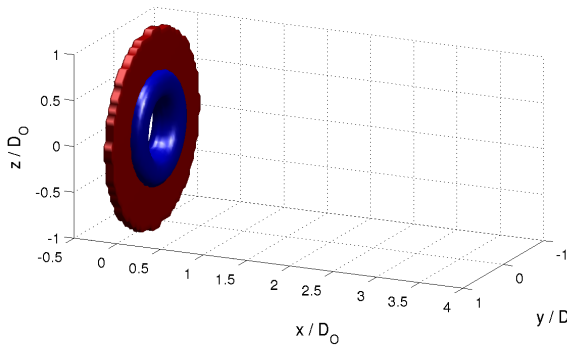


Figura 6.51: Isocontorno de escalar ($C=0.02$) para el caso de estudio 2 utilizando $d=0.4815$ [mm] y $\tau=18,1$ [ms] para $t=8$.
 Figura 6.52: Isocontorno de escalar ($C=0.02$) para el caso de estudio 2 utilizando $d=0.4815$ [mm] y $\tau=18,1$ [ms] para $t=16$.

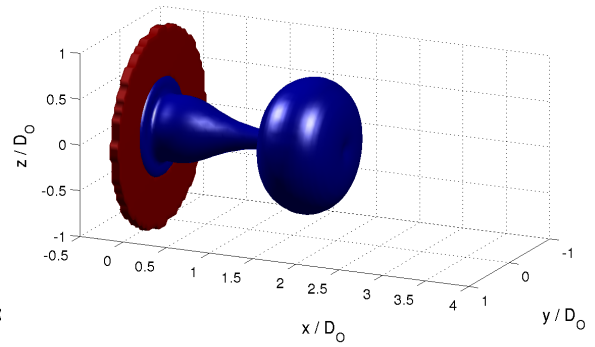
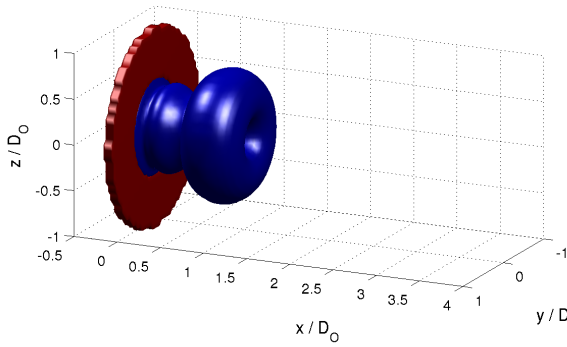


Figura 6.53: Isocontorno de escalar ($C=0.02$) para el caso de estudio 2 utilizando $d=0.4815$ [mm] y $\tau=18,1$ [ms] para $t=32$.
 Figura 6.54: Isocontorno de escalar ($C=0.02$) para el caso de estudio 2 utilizando $d=0.4815$ [mm] y $\tau=18,1$ [ms] para $t=48$.

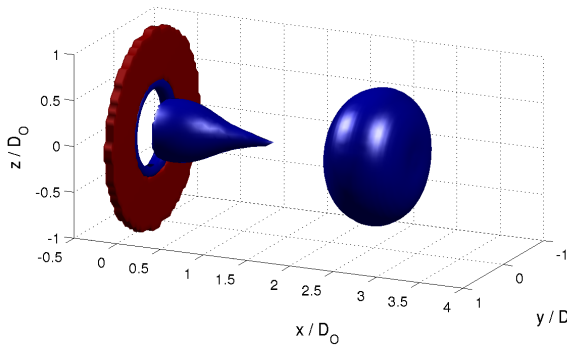


Figura 6.55: Isocontorno de escalar 3D para el caso 2 utilizando $d=0,4815$ [mm] y $\tau=18,1$ [ms] para $t=64$.

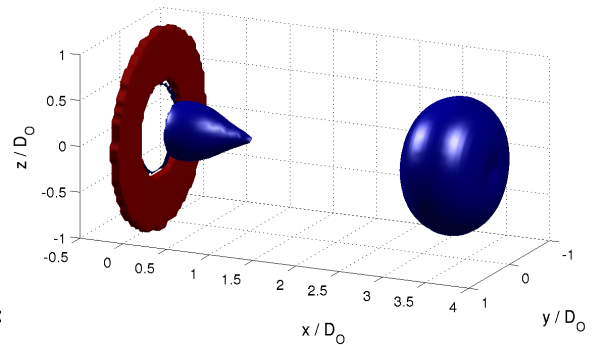


Figura 6.56: Isocontorno de escalar 3D para el caso 2 utilizando $d=0,4815$ [mm] y $\tau=18,1$ [ms] para $t=80$.

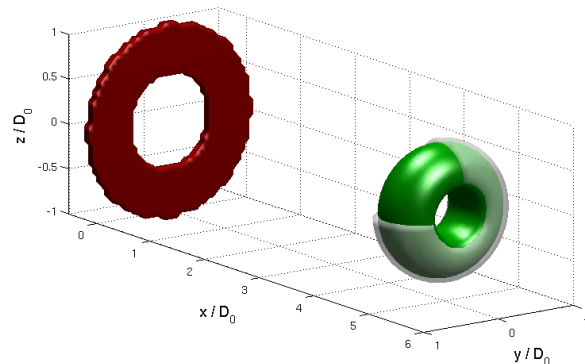


Figura 6.57: Isocontorno de escalar $C = 0,05$ (verde) y de vorticidad $W = 300$ (blanco) para desplazamiento de pistón $d = 0,6$, demuestra que no son totalmente equivalentes.

6.4.1. Análisis con diferente desplazamiento de pistón

En la figura 6.58 se grafica la masa total de escalar en el espacio de cálculo en función de la posición del anillo para diferentes desplazamientos de pistón. Se han agregado barras de error de un 1 % a los datos para establecer que la diferencia de la masa de escalar entre las distintas simulaciones difiere en menos de un 2 % en promedio. Además se puede observar que para los primeros tiempos, cuando el escalar está más concentrado, se tiene una menor cantidad de escalar debido a la poca resolución de la malla. Este problema se ajusta con el tiempo y los datos finales se vuelven

constantes.

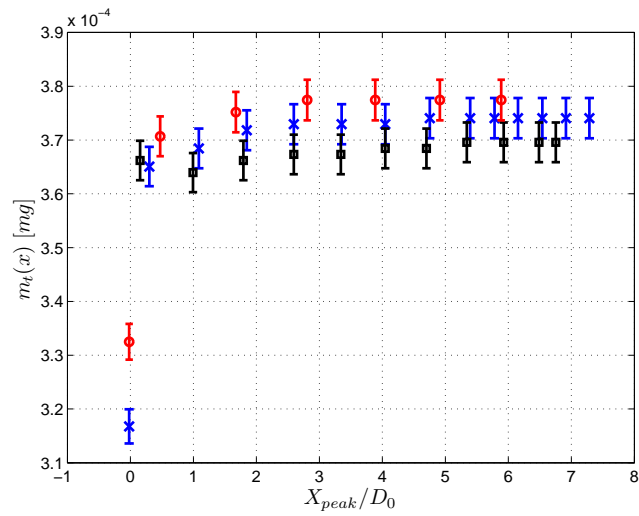


Figura 6.58: Masa total de escalar en función de la posición del anillo para distintos desplazamientos de pistón con barras de error de un 1% (○): $d=0,8$ [mm], (×): $d=0,6$ [mm], (□): $d=0,4$ [mm].

En la figura 6.59 se muestra la evolución de la cantidad de escalar en el volumen total (m_t : \times), en el volumen en la burbuja (m_b : \times) y en el volumen del núcleo del anillo (m_n : $- \times -$) para el caso $d = 0,6$ [mm] - $\tau = 18,1$ [ms].

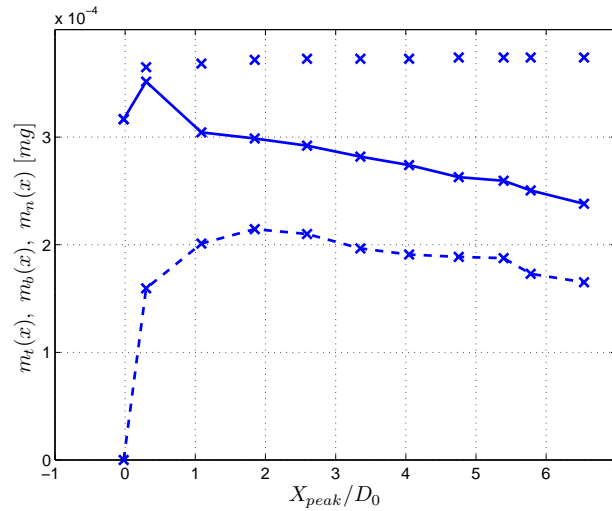


Figura 6.59: Masa total de escalar, masa en la burbuja, masa en el núcleo en función de la posición del anillo para $Re=900$; (\times): m_t , (\times): m_b y ($- \times -$): m_n .

Como se mostró en la figura 6.58, para $x/D_0 < 2$ la cantidad de escalar total calculada es menor por un problema de resolución de la malla de cálculo, ante la concentración de escalar. Por este motivo los resultados se expondrán como fracción de la masa total en el mismo instante en que se realiza el cálculo. En la figura 6.60 se muestra la cantidad de masa dentro de la burbuja que representa al anillo para las simulaciones con distinto desplazamiento de pistón.

Se puede observar que para el anillo de mayor desplazamiento de pistón, la cantidad de escalar dentro de la burbuja es mayor. Esto se produce por que el mayor desplazamiento del pistón provoca que un mayor volumen de fluido salga desde el generador (ver figura 6.12) lo que hace que el escalar que está dentro de este volumen desplazado forme parte del anillo.

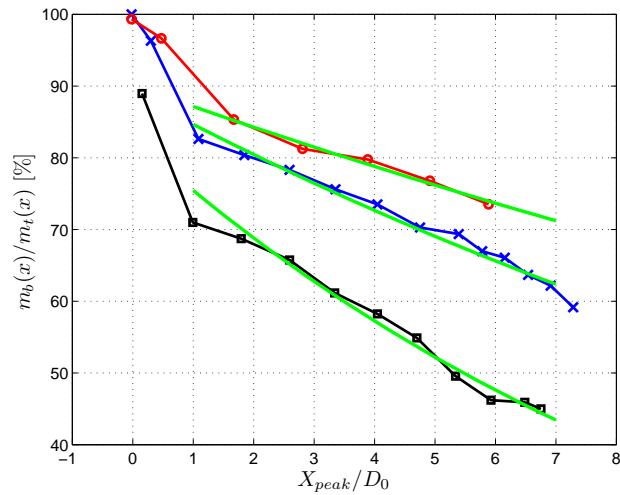


Figura 6.60: Masa en la burbuja como fracción de la \bar{m}_t en función de la posición del anillo para distintos desplazamientos de pistón: (●) $d=0,8$ [mm] - Re, (×): $d=0,6$ [mm], (□): $d=0,4$ [mm].

Al realizar un ajuste lineal se pueden obtener los coeficientes de la tabla 6.1 en donde la pendiente indica el porcentaje de masa, con respecto al total, que escapa de la burbuja cuando el anillo avanza una distancia igual a un diámetro de salida.

d [mm]	Pendiente	Intersección
0,4	-5,106	78,29
0,6	-3,618	87,48
0,8	-2,665	89,54

Tabla 6.1: Coeficientes de ajuste lineal para cantidad de escalar dentro de la burbuja del anillo.

d [mm]	Pendiente	Intersección
0,4	-2,975	49,81
0,6	-2,771	63,02
0,8	-2,664	69,03

Tabla 6.2: Coeficientes de ajuste lineal para cantidad de escalar dentro del núcleo del anillo.

En la figura 6.61 se presenta la masa que es transportada por el núcleo del anillo para los casos con desplazamiento de pistón $d=0.8$ mm (○), $d=0.6$ [mm] (×) y $d=0.4$ [mm] (□); al igual que en el gráfico de masa contenida en la burbuja, la cantidad de escalar en el núcleo es mayor para mayores desplazamientos de pistón. Al realizar un ajuste lineal se puede observar que la tasa de decaimiento de masa en el núcleo es mayor en el caso de menos desplazamiento, sin embargo la diferencia no es tan notoria como en la burbuja ya que los coeficientes de decaimiento difieren en no más de un 12 % entre los distintos casos.. Los coeficientes de los ajustes se muestran en la tabla 6.2.

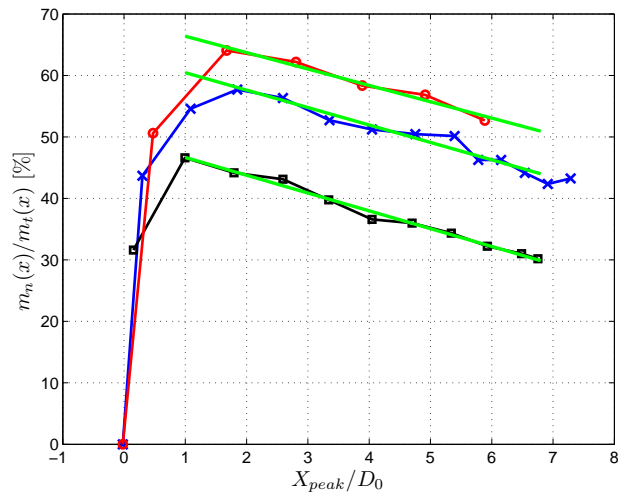


Figura 6.61: Masa en el núcleo como fracción de \bar{m}_t en función de la posición del anillo para distintos reynolds; (○): $d=0.8$ [mm], (×): $d=0.6$ [mm], (□): $d=0.4$ [mm].

6.4.2. Análisis con diferente τ

En esta sección se estudia el comportamiento del escalar pasivo dentro de la burbuja y el núcleo para simulaciones con distinto tiempo de subida representado por el parámetro τ . Se realizaron tres simulaciones con $d=0.6[\text{mm}]$ y en la figura 6.62 se muestra la evolución de la cantidad total de monóxido presente en el volumen de simulación

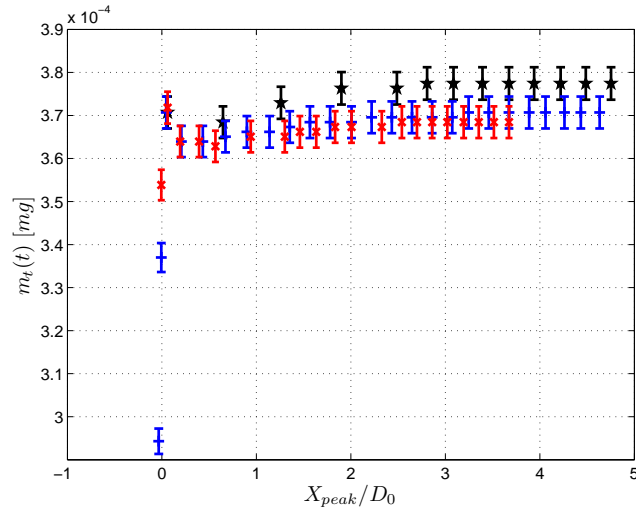


Figura 6.62: Masa de escalar el volumen de cálculo en función de la posición del anillo para distintos tiempos de subida del pistón; (*) $\tau=13$, (+) $\tau = 18$, (x) $\tau=22$.

En la figura 6.63 se presenta la masa de escalar dentro de la burbuja para los anillos con distinto tiempo de subida de la función de generación. Se puede observar que para los tiempos τ menores se puede lograr un mejor transporte de la sustancia escalar. Esto último se puede explicar por el bajo número de Schmidt (0.54) que indica que el CO tiene gran afinidad con el aire y tiende a difundir rápidamente, por lo que si el anillo es muy lento, el proceso de difusión de escalar dominará el fenómeno.

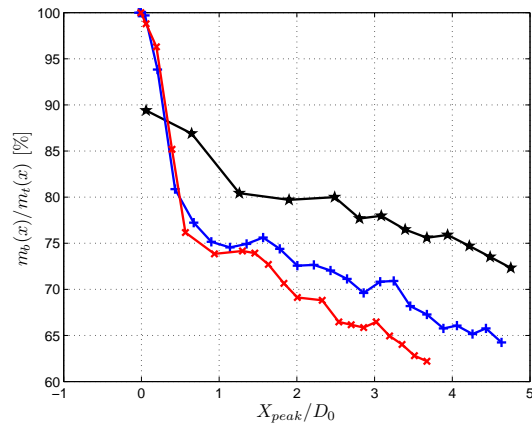


Figura 6.63: Masa de escalar en la burbuja como fracción de m_t en función de la posición del anillo para distintos tiempos de subida del pistón y desplazamiento máximo $d = 0,4815$: (*) $\tau=13$, (+) $\tau = 18,1$, (x) $\tau=22$.

Al igual que en la burbuja, la cantidad de escalar transportada por el núcleo es mayor para tiempos de subida menores, es decir, anillos más veloces. En ambos casos, la diferencia entre $\tau = 13$ [ms] y $\tau = 18,1$ [ms] es alrededor de un 5 %.

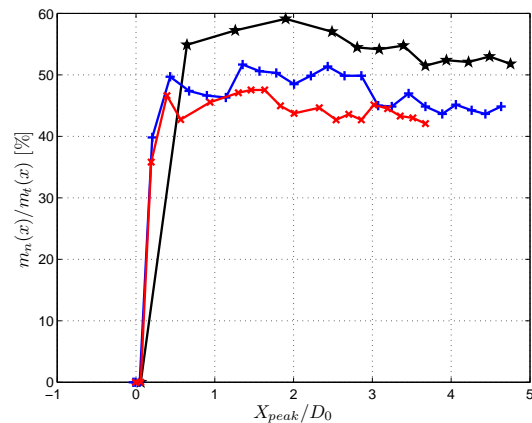


Figura 6.64: Masa en el núcleo como fracción de m_t en función de la posición del anillo para distintos tiempos de subida del pistón y desplazamiento máximo $d = 0,4815$: (*) $\tau = 13$, (+) $\tau = 18,1$, (x) $\tau = 22$.

En la figura 6.65 se muestra la evolución de la masa de escalar en función de la posición del anillo para dos simulaciones con $Re \approx 900$. Así mismo en la figura 6.66 se presenta la evolución de la masa de escalar como fracción de la masa total para dos anillos de $Re \approx 450$. En ambas figuras se puede establecer que la cantidad de masa en la burbuja y en el núcleo dependen principalmente del reynolds del anillo en vuelo.

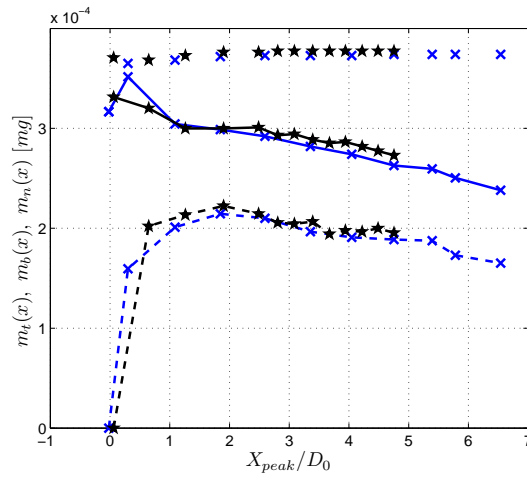


Figura 6.65: Masa de escalar total, en burbuja y en núcleo en función de la posición del anillo para(*) $d=0,4815[\text{mm}] - \tau=13[\text{ms}]$,
(\times) $d=0,6[\text{mm}] - \tau=18,1[\text{ms}]$.

De las figuras se puede establecer que el parámetro fundamental para analizar el transporte del escalar es el Reynolds del anillo.

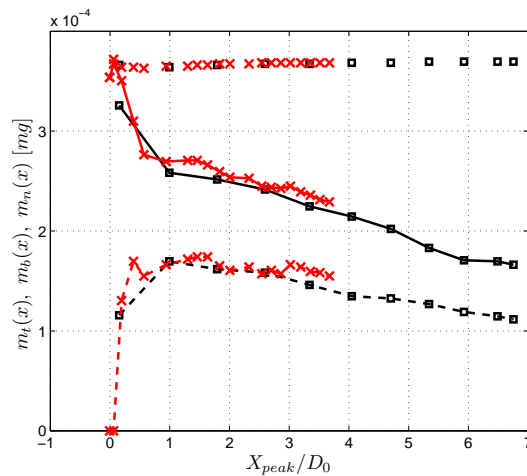


Figura 6.66: Masa de escalar total, en burbuja y en núcleo en función de la posición del anillo para:(\square) $d=0,4[\text{mm}] - \tau=18,1[\text{ms}]$,
(\times) $d=0,4815[\text{mm}] - \tau=22[\text{ms}]$.

6.4.3. Dependencia del número de Schmidt

Finalmente se realizó una simulación con un escalar cuyo coeficiente de difusión fue alterado para poder obtener un número de Schmidt diez veces mayor que el monóxido de carbono. Los gráficos de las figuras 6.67 y fig:diffbnuc muestran la evolución de la cantidad de escalar en la burbuja y en el núcleo respectivamente.

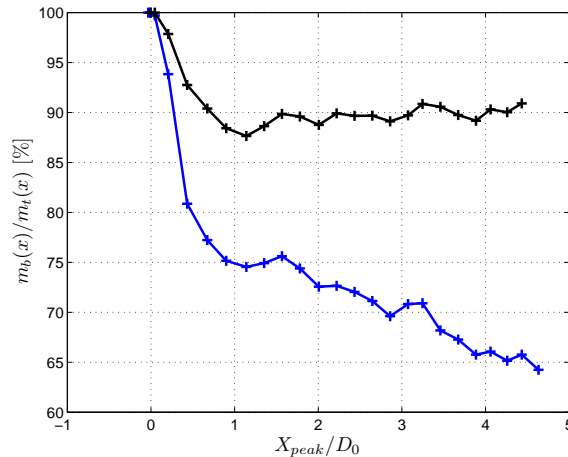


Figura 6.67: Masa de escalar en la burbuja y en núcleo en función de la posición del anillo para $d = 0,4815[\text{mm}]$ y $\tau = 18,1[\text{ms}]$:
 (+) $S_c = 0,54$, (+) $S_c = 5,4$.

De las figuras se puede establecer que la cantidad de escalar dentro del anillo se mantiene constante para el elemento con un número de Schmidt de 5,4. Esto quiere decir que a partir de un cierto momento la cantidad de escalar que escapa del anillo por difusión es reingresado al mismo por los flujos generados por la vorticidad.

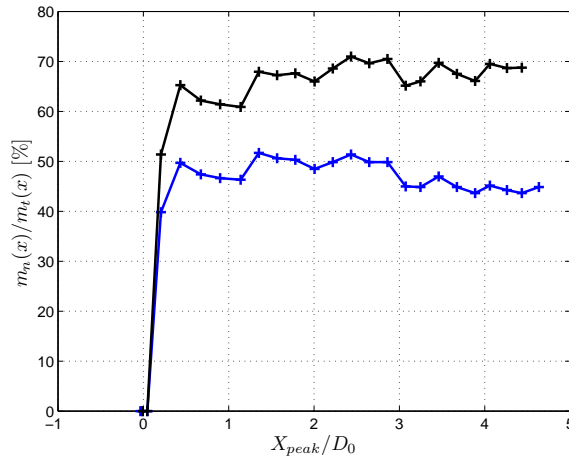


Figura 6.68: Masa de escalar en la burbuja y en núcleo en función de la posición del anillo para $d = 0,4815[\text{mm}]$ y $\tau = 18,1[\text{ms}]$:

(+) $S_c = 0,54$, (+) $S_c = 5,4$.

El hecho de que con un número de Schmidt mayor se obtengan estos resultados confirma que los anillos de vorticidad tienen una gran capacidad de transporte, siempre y cuando el elemento a transportar sea ingresado en el proceso de formación.

Capítulo 7

Conclusiones

Las conclusiones serán expuestas en el mismo orden en que se presentaron los resultados.

Sobre la dinámica de Anillos

- Se estableció que la posición del anillo X_{peak} y la velocidad de desplazamiento U_a se puede parametrizar en función de los parámetros de generación d y τ . Esta relación puede crear antecedentes para que la generación de anillos de forma numérica busque una determinada trayectoria del anillo que pueda ser luego traspasada a un montaje experimental conociendo los parámetros de generación.

- Tanto el diámetro como el volumen de la burbuja del anillo son función del desplazamiento del pistón y por lo tanto del volumen desplazado por éste.

- El comportamiento de la sustancia escalar en comparación con la teoría difiere en menos de un 10 % para los casos del flujo paralelo de capa límite, para la esfera de monóxido y para la pared de escalar. Las diferencias se pueden explicar en los casos en que $C \approx 1$ por la resolución de la malla y la difusión numérica.

Caso pared de escalar

- El entrainment producido por el anillo hace ingresar parte de la pared de escalar hacia la burbuja y el núcleo de manera continua, por lo tanto, el espesor de la capa de escalar es directamente proporcional a la masa que el anillo puede admitir.

- Luego de que el anillo traspasa la pared de escalar la masa de monóxido dentro de él llega a un máximo y a partir de un momento comienza un decaimiento exponencial en la zona de la burbuja

y un decaimiento lineal en la zona del núcleo explicado por la retroalimentación de este último ya que continúa ingresando escalar debido a la rotación de fluido.

- La velocidad del anillo y la vorticidad en su interior se relacionan directamente con la cantidad de escalar que puede ser ingresado luego de atravesar una distribución tipo pared.

Caso inyección de escalar

- Los anillos de mayor desplazamiento de pistón transportan mayor cantidad de escalar, debido a su mayor volumen desplazado.

- La cantidad de escalar en la burbuja decae más rápido en el caso de menor desplazamiento de pistón.

- La cantidad de escalar en el núcleo decae ligeramente más rápido en el caso de desplazamiento de pistón mayor sin embargo para los tres casos ($d=0.4, 0.6$ y 0.8 [mm]) se encontró que la tasa de decaimiento es cercana al 2.7 %.

- Mientras mayor es el tiempo de subida del programa de generación menor es la cantidad de escalar transportada por el anillo.

- Se observó que el número de Reynolds se relaciona directamente con la cantidad de escalar transportada cuando se incluye escalar en la zona del orificio.

- Finalmente se ratificó que un escalar con un número de Schmidt mayor puede ser transportado de mejor manera por un anillo de vorticidad.

Bibliografía

- [1] Shariff K. **Vortex Rings**. Ann. Rev. Fluid Mech., Vol 24, pp. 235-279. 1992.
- [2] Hernández R. H., Cibert B. and Béchet C. **Experiments with vortex rings in air**. LEAF-NL, Departamento de Ingeniería Mecánica, Universidad de Chile. Europhysics Letters, Vol. 75, pp. 743-749. 2006
- [3] James S. and Madnia K. **Direct numerical simulation of a laminar vortex ring**. Phys. of Fluids, Vol. 8, pp. 2400-2414. 1995.
- [4] Laboratorio de Estudios Avanzados en Fenómenos No Lineales. Web: www.leafnl.uchile.cl
- [5] Maxworthy T. **The structure and stability of vortex rings**. J. of Fluid Mech., Vol. 51 pp. 15-32. 1972.
- [6] Sau R. and Mahesh K. **The effect of crossflow on vortex rings**. University of Minnesota, Minneapolis, USA. 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Jan 8 - 11, Reno, Nevada. 2007.
- [7] Satti R. and Agrawal A. **Computational study of buoyancy effects in a laminar starting jet**. Int. J. of Heat and Fluid Flow, Vol. 29, pp. 527-539. 2008
- [8] Astudillo J. **Simulación numérica del impacto 3D de múltiples anillos de vorticidad**. Trabajo de Titulación de Ingeniero Civil Mecánico. Universidad de Chile, Departamento de Ingeniería Mecánica. 2008.
- [9] Arévalo G. **Estudio experimental del impacto de anillos de vorticidad sobre una placa calefactora**. Informe Final FD705. Universidad de Chile, Departamento de Ingeniería Mecánica. 2006.
- [10] Mohseni K., Ran H. and Colonius T. **Numerical experiments on vortex ring formation**. J. of Fluid Mech., Vol. 430, pp. 267-282. 2001.

- [11] Muppidi S. and Maheshy K. **Passive scalar mixing in jets in crossflow**. University of Minnesota, Minneapolis, USA. 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Jan 9 - 12, Reno, Nevada. 2007.
- [12] Meunier P. and Villermaux E. **How vortices mix**. J. of Fluid Mech., Vol. 476, pp. 213-222. 2003.
- [13] Vera M. and Liñán A. **On the interaction of vortices with mixing layers**. Phys. of Fluids, Vol. 16, pp. 2237-2254. 2004.
- [14] Dabiri J. and Gharib M. **Fluid entrainment by isolated vortex rings**. J. of Fluid Mech., Vol. 511, pp. 311-331. 2004.
- [15] Kenneth S., Porter J., Dahm W. and Kenneth B. **An experimental study of the molecular mixing process in an axisymmetric laminar vortex ring**. Phys. of Fluids A, Vol. 3, pp. 1385-1392. 1991.
- [16] Versteeg H. and Malalasekera W. **Introduction to computational fluid dynamics. The finite volume method**. pp. 168-191, Ed. Longman. 1995.
- [17] Valencia A. **Método de los volúmenes finitos**., Apunte de curso ME67A-1 Mecánica de Fluidos Computacional, Departamento de Ingeniería Mecánica, Universidad de Chile. 2007.
- [18] Suhas V. Patankar. **Numerical heat transfer and fluid flow. Series in computational methods in mechanics and thermal science**. Taylor & Francis, Estados Unidos, 1980.
- [19] Jang D., Jetli R. and Acharya S. **Comparison of the PISO, SIMPLER and SIMPLEC Algorithms for the treatment of the pressure-velocity coupling in steady flow problems**. Numerical Heat Transfer, Vol. 10 pp. 209-228-191, 1986.
- [20] FLUENT INC. Fluent 6.2: **Tutorial Guide**. 2005.

Anexo A

Screenshots y detalles de Fluent

En la figura A.1 se muestran los parámetros del solver utilizados en las simulaciones.



Figura A.1: Parámetros generales del solver.

En la figura A.2 se presentan los parámetros del modelado de transporte de especies. Para este trabajo no se consideró difusión térmica ni difusión multicomponente.

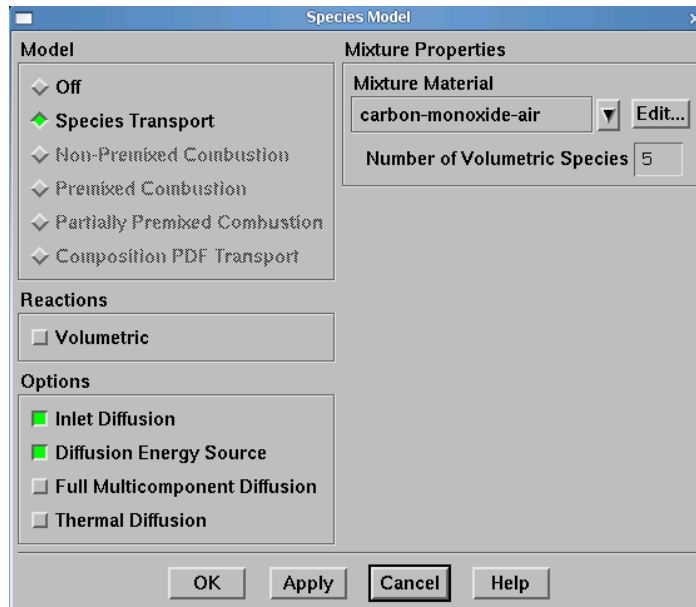


Figura A.2: Parametros del modelo de transporte de especies.

En la figura A.3 se muestran las condiciones de operación que en este caso son: presión atmosférica en un punto a la salida del volumen de simulación y la ausencia de gravedad.

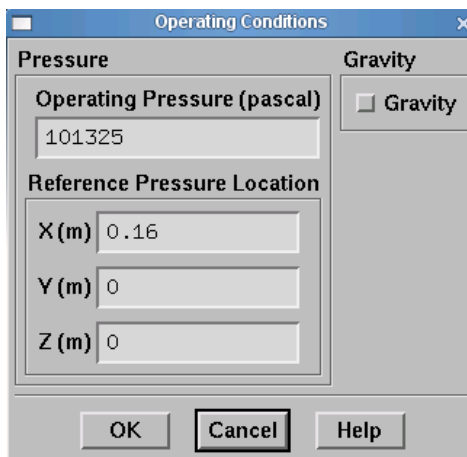


Figura A.3: Condiciones de operación.

Las figuras A.4 a la A.7 muestran las características de la inyección de escalar en el caso de estudio 2, para poder establecer los parámetros R_1, R_2 y a_1 . Primero se establecen las zonas donde luego se “parcha” el fluido con un escalar con cierta concentración.

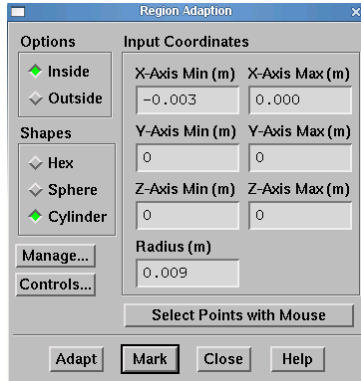


Figura A.4: Cilindro con escalar $C=1$ para distribución SCIR.

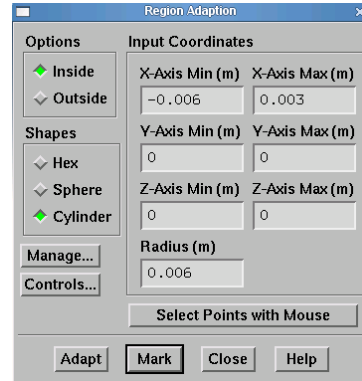


Figura A.5: Cilindro con escalar $C=0$ para distribución SCIR.

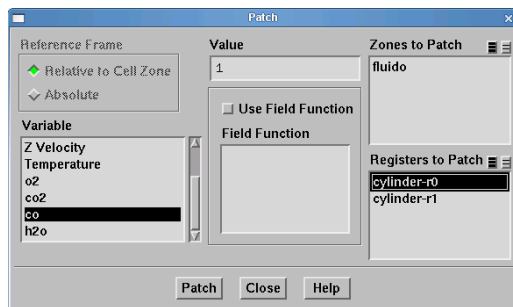


Figura A.6: Asignación o parche de escalar $C=1$ para distribución SCIR.

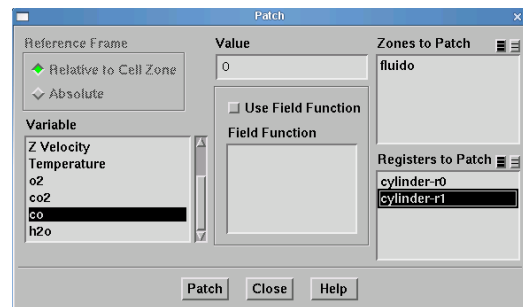


Figura A.7: Asignación o parche de escalar $C=0$ para distribución SCIR.