

UNIVERSIDAD MIGUEL HERNÁNDEZ DE ELCHE

ESCUELA POLITÉCNICA SUPERIOR DE ELCHE

GRADO EN INGENIERÍA MECÁNICA



"MODELIZACIÓN NUMÉRICA DEL PRE –
ENFRIAMIENTO EVAPORATIVO POR
ULTRASONIDOS PARA SISTEMA DE
REFRIGERACIÓN POR COMPRESIÓN DE
VAPOR"

TRABAJO FIN DE GRADO

Junio – 2020

AUTOR: Íñigo Martín Melero

DIRECTOR: Javier Ruiz Ramírez

AGRADECIMIENTOS.

En primer lugar, debo agradecer a todas las personas relacionadas con el Departamento de Motores Térmicos de la UMH, por permitirme utilizar las instalaciones y los dispositivos necesarios para la consecución de este trabajo.

En particular, me gustaría agradecer a Javier Ruiz Ramírez por ayudarme tanto en este proyecto. Estoy muy agradecido de que haya confiado en mí y que, en Tercero, me contactase para informarme sobre el trabajo. Estoy muy satisfecho con la oportunidad que me ha ofrecido y la primera experiencia en el mundo de la investigación CFD que ha supuesto el realizar este TFG. También estoy muy contento con el resultado y con su implicación en este trabajo.

Además, también me gustaría mencionar a Manuel Lucas Miralles y Pedro Martínez Martínez por todos los consejos y por apoyarnos cuando hallamos dificultades en el camino, así como por la publicación de parte de los resultados del TFG en la revista MDPI Energies.

En adición, también mostrar mi agradecimiento a todos los profesores con los que he coincidido a lo largo de las diferentes asignaturas en la Universidad, en las que me he implicado al máximo. Aparte de aprender contenidos teóricos y prácticos, también me han enseñado habilidades humanas y cómo mejorar cada día.

Por último, me gustaría agradecer a mis padres todo lo que han hecho por mí. Siempre han confiado en mí y me han apoyado incondicionalmente.

ÍNDICE

ÍNDICE.....	5
ÍNDICE DE FIGURAS	9
ÍNDICE DE TABLAS	15
1. INTRODUCCIÓN, ANTECEDENTES Y OBJETIVO.	17
1.1 INTRODUCCIÓN.	17
1.2 ANTECEDENTES.	28
1.3 OBJETIVOS DEL TRABAJO.....	31
2. METODOLOGÍA.....	33
2.1 INTRODUCCIÓN.	33
2.2 ECUACIONES DE CONSERVACIÓN DE LA MECÁNICA DE FLUIDOS.	34
2.3 PRINCIPIOS DE SIMULACIÓN NUMÉRICA.....	36
2.3.1 EL NÚMERO DE REYNOLDS.	36
2.3.2 INTRODUCCIÓN AL FLUJO TURBULENTO.	37
2.3.3 PROBLEMA DE CIERRE DE LA TURBULENCIA.	40
2.3.3.1 MÉTODO DE LOS VALORES MEDIOS.	41
2.3.3.2 ECUACIONES DE REYNOLDS.	42
2.3.3.3 TEORÍAS PARA EL CIERRE DEL PROBLEMA.....	43
2.3.4 ENFOQUE CFD.....	44
2.3.4.1 DNS.....	45
2.3.4.2 LES.....	46
2.3.4.3 RANS.	48
2.4 COMPARATIVA DE LOS SOFTWARES CFD.	49
2.4.1 PAQUETES DE LIBRE DISTRIBUCIÓN.....	49
2.4.1.1 OPENFOAM.....	50
2.4.1.2 ENVOLTURAS DE OPENFOAM.....	52
2.4.2 COMPLEMENTOS A PROGRAMAS CAD.	53
2.4.2.1 SOLIDWORKS.....	54
2.4.2.2 INVENTOR.	55
2.4.3 SOFTWARES ESPECIALISTAS ESPECÍFICOS.	56
2.4.4 SOFTWARES ESPECIALISTAS GENERALES.	57
2.4.4.1 STAR – CCM+.....	57

2.4.4.2 ANSYS FLUENT.....	59
2.4.4.3 OTROS SOFTWARES.....	61
2.4.5 ELECCIÓN DE SOFTWARE.....	61
2.5 ECUACIONES Y MODELOS EMPLEADOS.....	63
2.5.1 GENERALIDADES.....	63
2.5.1.1 ECUACIONES DE CONSERVACIÓN.....	63
2.5.1.2 CONDICIONES DE CONTORNO PERIÓDICAS.....	65
2.5.2 MODELO DE RÉGIMEN DE FLUJO.....	66
2.5.2.1 STANDARD $k - \epsilon$	66
2.5.2.2 $k - \omega$ SST.....	71
2.5.2.3 MODELO LAMINAR.....	76
2.5.3 MODELO SPECIES.....	77
2.5.3.1 SPECIES TRANSPORT.....	78
2.5.4 MODELO ENERGY.....	80
2.5.5 MODELO DISCRETE PHASE.....	82
2.5.5.1 ECUACIONES DE MOVIMIENTO.....	83
2.5.5.2 DISPERSIÓN TURBULENTA.....	86
2.5.5.3 INTEGRACIÓN DE LA EQ. DE MOVIMIENTO.....	88
2.5.5.4 ECUACIONES DE INTERCAMBIO.....	90
2.5.6 PARÁMETRO GCI.....	91
3. SIMULACIÓN DE FLUJO EN EL INTERIOR DE CONDUCTOS.....	95
3.1 INTRODUCCIÓN.....	95
3.2 MARCO TEÓRICO.....	96
3.2.1 INTRODUCCIÓN GENERAL.....	96
3.2.1.1 LA FÓRMULA DE DARCY – WEISBACH.....	96
3.2.1.2 PERFIL DE VELOCIDADES.....	99
3.2.2 FLUJO LAMINAR.....	101
3.2.2.1 CORRIENTE DE HAGEN – POISEUILLE.....	101
3.2.2.2 EXPRESIÓN DEL CAUDAL Y FACTOR λ	104
3.2.2.3 LONGITUD DE ADAPTACIÓN.....	106
3.2.3 FLUJO TURBULENTO.....	107
3.2.3.1 CÁLCULO DE LA CAÍDA DE PRESIÓN.....	107
3.2.3.2 DIAGRAMA DE MOODY.....	107
3.2.3.3 CORRELACIONES PARA EL CÁLCULO DE λ	111

3.2.3.4 PERFIL DE VELOCIDADES.....	112
3.2.3.5 LEY DE LA PARED PARA TUBERÍA LISA.....	115
3.2.3.6 LEY DE LA PARED PARA TUBERÍA RUGOSA.....	117
3.3. PROBLEMA BIBLIOGRÁFICO DE FLUJO LAMINAR.....	118
3.3.1 RESOLUCIÓN ANALÍTICA.....	118
3.3.1.1 PÉRDIDA DE PRESIÓN ΔP	118
3.3.1.2 PERFIL DE VELOCIDADES.....	121
3.3.2 RESOLUCIÓN EN FLUENT.....	122
3.3.2.1 CREACIÓN DE LA GEOMETRÍA.....	122
3.3.2.2 CREACIÓN DE LA MALLA.....	123
3.3.2.3 CONFIGURACIÓN EN FLUENT.....	125
3.3.2.4 RESULTADOS.....	126
3.3.3 COMPARACIÓN Y CONCLUSIONES.....	129
3.4. PROBLEMA BIBLIOGRÁFICO DE FLUJO TURBULENTO.....	132
3.4.1 RESOLUCIÓN ANALÍTICA.....	132
3.4.2 SIMPLIFICACIONES REALIZADAS EN FLUENT.....	133
3.4.2.1 FLUJO AXISIMÉTRICO.....	134
3.4.2.2 FLUJO PERIÓDICO.....	137
3.4.3 SIMULACIÓN EN FLUENT.....	141
3.4.4 RESULTADOS.....	144
3.4.5 COMPARACIÓN Y CONCLUSIONES.....	148
3.5 CONCLUSIONES.....	150
4. SIMULACIÓN NUMÉRICA DEL ENFRIAMIENTO EVAPORATIVO.....	151
4.1 INTRODUCCIÓN.....	151
4.2 ENSAYOS REALIZADOS.....	152
4.2.1 DESCRIPCIÓN DE LOS ENSAYOS.....	152
4.2.2 RESULTADOS.....	155
4.3 MODELO NUMÉRICO Y VALIDACIÓN.....	156
4.3.1 CREACIÓN DE LA GEOMETRÍA.....	156
4.3.2 CREACIÓN DE LA MALLA.....	157
4.3.3 CONFIGURACIÓN EN FLUENT.....	160
4.3.4 PROCESO DE VALIDACIÓN.....	165
4.3.4.1 CONFIGURACIÓN DE UNA MEDIDA.....	165
4.3.4.2 RESULTADOS DE UNA MEDIDA.....	169

4.3.4.3 VALIDACIÓN.	177
4.4 ANÁLISIS DE INFLUENCIA.	178
4.4.1 VARIABLES Y NIVELES ESTUDIADOS.	178
4.4.2 ANÁLISIS DE VARIABLES Y RESULTADOS.	179
4.4.3 OPTIMIZACIÓN ENERGÉTICA.	187
4.5 CONCLUSIONES.	190
5. CONCLUSIONES.	191
5.1 CONCLUSIONES PRINCIPALES.	191
5.2 FUTURAS LÍNEAS DE TRABAJO.	193
6. BIBLIOGRAFÍA.	195
ANEXO I. RESUMEN DE ECUACIONES.	201
A1.1 ECUACIONES EN FORMA INTEGRAL.	201
A1.2 ECUACIONES EN FORMA DIFERENCIAL.	203
ANEXO II. INSTALACIÓN DEL TÚNEL DE VIENTO.	205

ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 1.01: Equipos de climatización accionados con PV y pre-enfriamiento del aire a la entrada del condensador.	18
Figura 1.02: Sistemas solares fotovoltaicos y térmicos.....	19
Figura 1.03: Pre – enfriamiento con spray.	20
Figura 1.04 Pre – enfriamiento de superficie mojada.....	20
Figura 1.05: Deluge cooling.	20
Figura 1.06: Refrigeración evaporativa directa.	22
Figura 1.07: Refrigeración evaporativa de aire de escape.	22
Figura 1.08: Refrigeración evaporativa indirecta.	22
Figura 1.09: Lucas et al.	29
Figura 1.10: Martínez et al (I).....	29
Figura 1.11: Martínez et al (II).	29
Figura 1.12: Grau.	30
Figura 1.13: Sánchez.....	30
Figura 2.01: Experimento de Reynolds (I)	36
Figura 2.02: Experimento de Reynolds (II).....	36
Figura 2.03: Evolución del flujo en un cilindro.	38
Figura 2.04: Vórtices característicos de Von Kármán.....	38
Figura 2.05: Cascada de energía.....	39
Figura 2.06: Evolución de las escalas.	39
Figura 2.07: Técnicas CFD (I).	45
Figura 2.08: Técnicas CFD (II).	45
Figura 2.09: Limitación del modelo LES.	46
Figura 2.10: Simulación en OpenFOAM.	49
Figura 2.11: Simulación en Palabos.....	49
Figura 2.12: Interfaz gráfico de Visual – CFD.....	53
Figura 2.13: CFD de SolidWorks	54
Figura 2.14: CFD de Inventor.	54
Figura 2.15: Simulador PowerFLOW.....	56
Figura 2.16: Simulador CPFD.....	56
Figura 2.17: Simulador Flotherm.	57
Figura 2.18: Simulador FINE/Marine.	57
Figura 2.19: Simulador STAR – CCM+.	57
Figura 2.20: Simulador STAR – CCM+.	57
Figura 2.21: ANSYS Fluent.....	60
Figura 2.22: ANSYS Fluent.....	60
Figura 2.23: CONVERGE CFD.	61
Figura 2.24: COMSOL CFD.....	61
Figura 2.25: Intercambiador.	65
Figura 2.26: Ejemplo de geometría periódica.	65
Figura 2.27: Menú $k - \epsilon$	67
Figura 2.28: Flujo según $k - \epsilon$	67

Figura 2.29: Menú $k - \omega$	72
Figura 2.30: Flujo según $k - \omega$	72
Figura 2.31: Flujo según el modelo laminar.	77
Figura 2.32: Menú de <i>Species</i>	78
Figura 2.33: Combustión de gas según modelo <i>Species</i>	78
Figura 2.34: Menú Energy.	80
Figura 2.35: Menú DPM.....	83
Figura 2.36: Simulación realizada según modelo DPM.	83
Figura 3.01: Volumen de control para la deducción de la ecuación de Darcy – Weisbach.	97
Figura 3.02: Perfiles de velocidad en las regiones de entrada y desarrollada.	100
Figura 3.03: Variación del esfuerzo cortante y regiones de capa límite e irrotacional.	100
Figura 3.04: Flujo de agua en régimen laminar.	101
Figura 3.05: Flujo de agua en régimen turbulento.....	101
Figura 3.06: Volumen de control para la deducción del flujo de Hagen – Poiseuille....	102
Figura 3.07: Perfil de velocidad parabólico.	105
Figura 3.08: Diagrama de Moody y sus zonas.....	108
Figura 3.09: Diagrama de Moody: Zona hidráulicamente lisa.	109
Figura 3.10: Diagrama de Moody: Zona de transición.	109
Figura 3.11: Diagrama de Moody: Zona hidráulicamente rugosa.	110
Figura 3.12: Sistema de coordenadas cilíndrico empleado.	113
Figura 3.13: Perfil de velocidad media laminar y turbulento.	113
Figura 3.14: Desarrollo teórico.	116
Figura 3.15: Comparación con resultado experimental.	116
Figura 3.16: Datos del enunciado.	118
Figura 3.17: Sistema de coordenadas cilíndrico empleado en la expresión de velocidad.	120
Figura 3.18: Perfil de velocidad v_z y velocidad media $\overline{v_z}$	121
Figura 3.19: Creación de la tubería en Autodesk Inventor.....	123
Figura 3.20: Interfaz de la aplicación del <i>mesh</i>	123
Figura 3.21: Malla “burda”.....	124
Figura 3.22: Malla “media”.	124
Figura 3.23: Malla “fina”.	125
Figura 3.24: Resolución del problema.	126
Figura 3.25: Velocidad de la tubería.	127
Figura 3.26: Contorno de presión en la tubería.	127
Figura 3.27: Vectores velocidad en velocity_inlet.	127
Figura 3.28: Vectores velocidad en pressure_outlet.	127
Figura 3.29: Caída de presión a lo largo del conducto.	128
Figura 3.30: Evolución del perfil de velocidad (I).	128
Figura 3.31: Evolución de esfuerzo cortante τ_{wall} a lo largo del conducto.....	128
Figura 3.32: Evolución del perfil de velocidad (II).....	128
Figura 3.33: Análisis de sensibilidad de la malla (I).....	129
Figura 3.34: Análisis de sensibilidad de la malla (II).....	129

Figura 3.35: Tubo completo.	134
Figura 3.36: Medio tubo.	134
Figura 3.37: Tubo axisimétrico.....	134
Figura 3.38: Tubo completo en Inventor.....	135
Figura 3.39: Medio tubo en Inventor.	136
Figura 3.40: Tubo axisimétrico en Inventor.....	136
Figura 3.41: Mallado.....	141
Figura 3.42: Detalle del mallado.....	141
Figura 3.43: Detalle de la consola, en Fluent.....	142
Figura 3.44: Detalle de la consola, en Fluent.....	142
Figura 3.45: Detalle de la consola, en Fluent.....	142
Figura 3.46: Cálculo de τ_{wall} para el caso 1.....	143
Figura 3.47: Excel construido.	143
Figura 3.48: Exportación a fichero y perfil de velocidades para el caso 1.	143
Figura 3.49: Ley de la pared con $Re = 10000$	145
Figura 3.50: Ley de la pared con $Re = 30000$	145
Figura 3.51: Ley de la pared con $Re = 50000$	145
Figura 3.52: Ley de la pared con $Re = 70000$	145
Figura 3.53: Ley de la pared con $Re = 100000$	146
Figura 3.54: Ley de la pared con $Re = 300000$	146
Figura 3.55: Ley de la pared con $Re = 500000$	146
Figura 3.56: Ley de la pared con $Re = 700000$	146
Figura 3.57: Ley de la pared con $Re = 1000000$	147
Figura 3.58: Contornos de velocidad para dos $Re = 10000$ y $Re = 700000$	147
Figura 3.59: Perfil de velocidades con $Re = 10000$	147
Figura 3.60: Perfil de velocidades con $Re = 700000$	147
Figura 3.61: Construcción de Moody.....	148
Figura 4.01: Relación de caudal nebulizado y flujo de aire secundario.	153
Figura 4.02: Esquema con la clasificación principal de variables.....	154
Figura 4.03: Esquema con las cotas principales del problema.	154
Figura 4.04: 3D del túnel.....	157
Figura 4.05: 3D del túnel.....	157
Figura 4.06: Menú general.	158
Figura 4.07: Menú del método general.	158
Figura 4.08: Menú de <i>Body Sizing</i>	158
Figura 4.09: Malla burda.	159
Figura 4.10: Malla media.....	159
Figura 4.11: Malla fina.	159
Figura 4.12: Mallas poliédricas.	160
Figura 4.13: Configuración general y modelos.	161
Figura 4.14: Modelo $k - \epsilon$	161
Figura 4.15: Modelo Species.	162
Figura 4.16: Propiedades del aire (I).....	162
Figura 4.17: Propiedades del aire (II).	163

Figura 4.18: Propiedades del aire (III).	163
Figura 4.19: Discrete Phase (I).	163
Figura 4.20: Discrete Phase (II).	163
Figura 4.21: ultrasonidos.	164
Figura 4.22: Pestaña Momentum para una entrada/salida.	164
Figura 4.23: Pestaña Thermal para una entrada/salida.	164
Figura 4.24: Pestaña Species para una entrada/salida.	164
Figura 4.25: Pestaña Species para una entrada/salida.	164
Figura 4.26: Pestaña Momentum para una pared.	164
Figura 4.27: Pestaña Thermal para una pared.	165
Figura 4.28: Pestaña Species para una pared.	165
Figura 4.29: Pestaña DPM para una pared.	165
Figura 4.30: Menú ultrasonidos.	167
Figura 4.31: Velocity_Inlet1 (I).	167
Figura 4.32: Velocity_Inlet1 (II).	167
Figura 4.33: Velocity_Inlet1 (III).	167
Figura 4.34: Velocity_Inlet1 (IV).	167
Figura 4.35: Velocity_Inlet2 (I).	167
Figura 4.36: Velocity_Inlet2 (II).	168
Figura 4.37: Velocity_Inlet2 (III).	168
Figura 4.38: Velocity_Inlet2 (IV).	168
Figura 4.39: Pressure_outlet (I).	168
Figura 4.40: Pressure_outlet (II).	168
Figura 4.41: Pressure_outlet (III).	168
Figura 4.42: Métodos de resolución.	168
Figura 4.43: Walls (I).	168
Figura 4.44: Pressure_outlet (IV).	168
Figura 4.45: Walls (II).	168
Figura 4.46: Walls (III).	168
Figura 4.47: Walls (IV).	168
Figura 4.48: Porcentaje de error en th21.	170
Figura 4.49: Porcentaje de error en th22.	170
Figura 4.50: Porcentaje de error en th23.	170
Figura 4.51: Contornos de temperatura (I).	172
Figura 4.52: Contornos de temperatura (II).	172
Figura 4.53: Contornos de humedad relativa (I).	172
Figura 4.54: Contornos de humedad relativa (II).	172
Figura 4.55: Línea de sensores (temperatura).	173
Figura 4.56: Línea de sensores (humedad absoluta).	173
Figura 4.57: Evolución de la temperatura de las partículas nebulizadas.	173
Figura 4.58: Forma de los vórtices.	174
Figura 4.59: Evolución del contorno de temperaturas	175
Figura 4.60: Evolución del contorno de humedad relativa.	176
Figura 4.61: Errores de temperatura.	177

Figura 4.62: Errores de humedad absoluta.	177
Figura 4.63: Contornos de temperatura, humedad, y track de partículas para $v_{\text{túnel}} = 0,5$ m/s.	180
Figura 4.64: Contornos de temperatura, humedad, y track de partículas para $v_{\text{túnel}} = 1,5$ m/s.	181
Figura 4.65: Contornos de temperatura, humedad, y track de partículas para $v_{\text{túnel}} = 2,5$ m/s.	181
Figura 4.66: Humedad en la salida para $v_{\text{túnel}}$ y $v_{\text{inyección}}$ constante, y magua variable...	182
Figura 4.67: Altura de la nube a la salida para $v_{\text{túnel}}$ constante y $v_{\text{inyección}}$ variable.	182
Figura 4.68: Gráfico de ηL	183
Figura 4.69: Gráfico de ATL	183
Figura 4.70: Gráfico de Lw/L	185
Figura 4.71: Gráfico del COP.	188
Figura A.01: Fotografía general del túnel de viento.	205
Figura A.02: Sección de estudio	206
Figura A.03: Ventilador axial.	206
Figura A.04: Equipo de nebulización y placa de ultrasonidos.	207
Figura A.05: Ventilador y variador de frecuencia.	207
Figura A.06: Anemómetro de molinete	208
Figura A.07: Anemómetro de hilo caliente.	208
Figura A.08: Termohigómetro.	208

ÍNDICE DE TABLAS

Tabla 2.01: Tabla de “resolvedores” de OpenFOAM.....	51
Tabla 3.01: Valores de ε típicos.....	110
Tabla 3.02: Comparación resultados entre simulaciones.....	126
Tabla 3.03: Tabla con los resultados analíticos de los 9 casos.....	133
Tabla 3.04: Tabla del análisis de flujo axisimétrico.	137
Tabla 3.05: Tabla de los resultados teóricos del análisis de flujo periódico.....	139
Tabla 3.06: Tabla de los resultados numéricos del análisis de flujo periódico.....	140
Tabla 3.07: Tabla de los resultados numéricos del análisis.....	148
Tabla 4.01: Resultados.	155
Tabla 4.02: Tamaños de elemento introducidos para cada malla.	158
Tabla 4.03: Tabla de 15 Hz, medida 2.	165
Tabla 4.04: Tabla de valores obtenidos en 15 Hz, medida 2.	169
Tabla 4.05: Tabla de errores obtenidos en 15 Hz, medida 2.....	169
Tabla 4.06: Cálculos del coeficiente GCI.....	171
Tabla 4.07: Valores para $v_t = 0,5$ m/s.	179
Tabla 4.08: Valores para $v_t = 1,5$ m/s.	179
Tabla 4.09: Valores para $v_t = 2,5$ m/s.	179

1. INTRODUCCIÓN, ANTECEDENTES Y OBJETIVO.

1.1 INTRODUCCIÓN.

En la actualidad, los sistemas de aire acondicionado representan el 20% del total consumido en edificios. Esta tendencia solamente crecerá, ya que el crecimiento económico y demográfico está focalizado en países más cálidos. Un mayor acceso a la refrigeración es necesario, con sus consecuentes beneficios en el desarrollo humano, salud, bienestar y productividad económica. No obstante, esto tendrá un impacto significativo en la demanda total de energía del país, añadiendo presión a los sistemas eléctricos y conllevando emisiones locales y globales. Una buena respuesta para seguir un camino más sostenible debe incluir necesariamente el uso de energías renovables y de tecnologías muy eficientes [1.01].

Cada vez, la sociedad tiene una mayor conciencia sobre el cambio climático y el bajo nivel de las fuentes de energía convencionales. Por ello, es necesario desarrollar nuevas tecnologías que requieran una mínima contribución de los combustibles fósiles. En este sentido, los esfuerzos principales deberían realizarse en los edificios, ya que son los responsables del 41% del consumo final de energía en la Unión Europea y aproximadamente de un 36% de las emisiones de CO₂ [1.02].

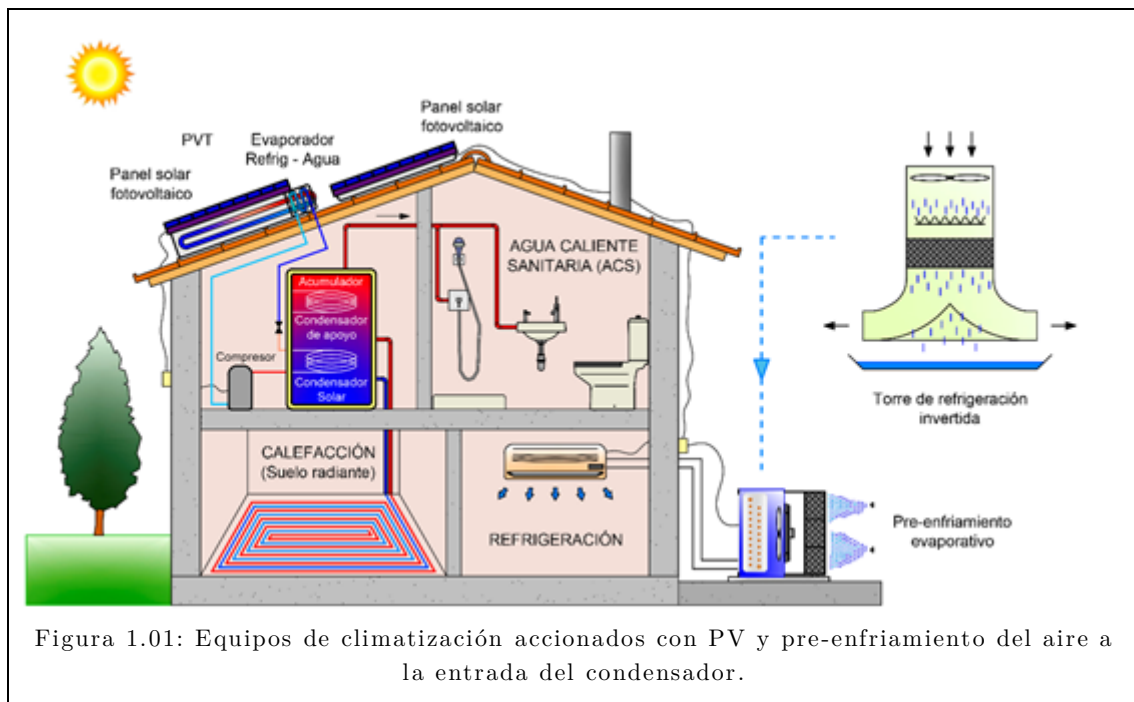
La última modificación del EPBD (Energy Performance of Buildings Directive) establece que el compromiso de la Unión para reducir los gases de efecto invernadero son un 40% superiores en 2030 a lo que eran en 1990, con el fin de aumentar la proporción de energía renovable consumida, ahorrar energía y mejorar la seguridad energética, competitividad y sostenibilidad de la Unión.

En este camino de mejora energética de los edificios dentro de la Unión, la directiva fijó el objetivo que el 100% de la nueva obra construida en 2020 fuera de consumo cercano a 0 (nZEB). Este tipo de edificios tienen un rendimiento energético muy elevado, y la baja cantidad de energía que requieren proviene mayoritariamente de fuentes renovables.

Entre los usos de energía en los edificios, la calefacción y la refrigeración significan un 76% del consumo total en los hogares de la UE. En los países del sur de Europa, como Italia, España o Portugal, la refrigeración puede significar hasta el 50% del consumo final de energía en los edificios. De esta manera, la calefacción y refrigeración constituyen un objetivo principal en las políticas de eficiencia energética de la UE, por el potencial de ahorro de energía y descenso de emisiones de CO₂ que puede suponer.

Así, una medida que puede ser adoptada para conseguir la construcción de edificios eficientes, o renovación a largo plazo de los edificios ya construidos para acondicionarlos como nZEB, es el desarrollo y uso de los sistemas energéticos basados total o parcialmente en energía solar.

Una vía de investigación prometedora que mejora la eficiencia energética de los equipos de Calefacción, Ventilación y Acondicionamiento de Aire (HVAC) consiste en añadir y combinar el suministro de energía mediante paneles fotovoltaicos y realizar un pre-enfriamiento del aire de entrada al condensador de dichos equipos. Un sistema de este tipo está representado en la Figura 1.01.



La combinación de estos equipos con paneles solares se denomina climatización solar, que resulta interesante por la coincidencia cronológica entre la radiación disponible y la necesidad de refrigeración. Se busca crear un dispositivo que sea eficiente y competitivo. Sin embargo, no se ha construido todavía un dispositivo de estas características; este campo está en fase de desarrollo.

Para emplear la energía solar en el campo de la climatización, se pueden adoptar dos enfoques diferentes: los sistemas fotovoltaicos y los térmicos (Figura 1.02).

En los sistemas de climatización fotovoltaicos (PV), se suministra electricidad producida en los módulos a los sistemas de refrigeración tradicionales, que principalmente están basados en ciclos de compresión de vapor. En Aguilar et al. [1.03], se estudia un estudio experimental con un sistema de climatización PV, y en Jie et al. [1.04] se muestra un análisis de una bomba de calor PV.

En los sistemas térmicos, se genera calor (y no electricidad). El calor producido mediante los colectores térmicos solares puede ser utilizado posteriormente en sistemas basados en el fenómeno físico de absorción, tanto en circuitos termodinámicos cerrados como en los abiertos.

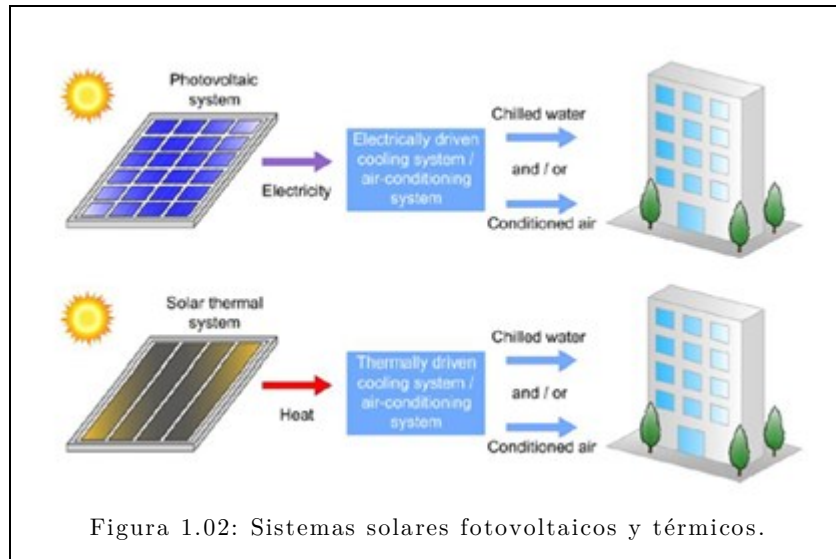


Figura 1.02: Sistemas solares fotovoltaicos y térmicos.

Los sistemas de compresión de vapor accionados por energía fotovoltaica son muy prometedores en el ámbito de la energía solar, en especial para unidades pequeñas y medianas (consumos menores a 50 kW). A priori, todo indicaba que el desarrollo único de la energía solar térmica tenía más posibilidades de implantación en el mercado de grandes edificios con sistemas de aire acondicionado centralizados. No obstante, la tendencia cambió hacia un repentino incremento de equipos de refrigeración destinados al sector doméstico (pequeñas residencias y empresas de reducido tamaño). Con la minoración del precio de los paneles fotovoltaicos, la situación se ha vuelto muy favorable al uso de este tipo de equipos combinados. Fong et al. [1.05] muestra el gran potencial de la refrigeración a través de paneles fotovoltaicos, y señala que queda mucho aun camino por recorrer.

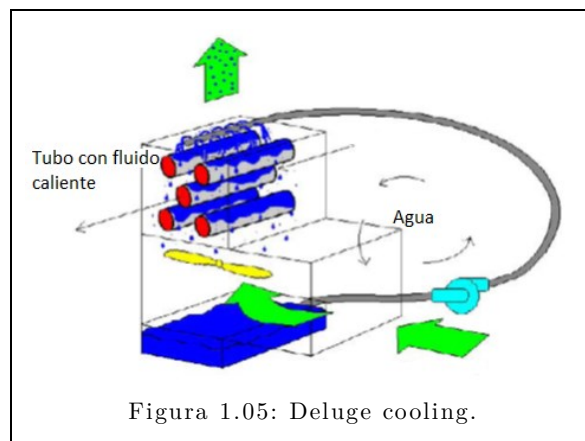
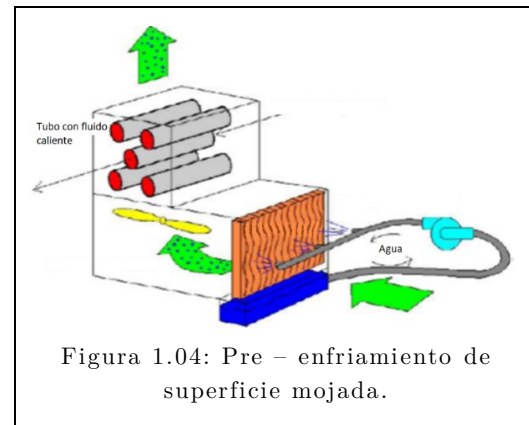
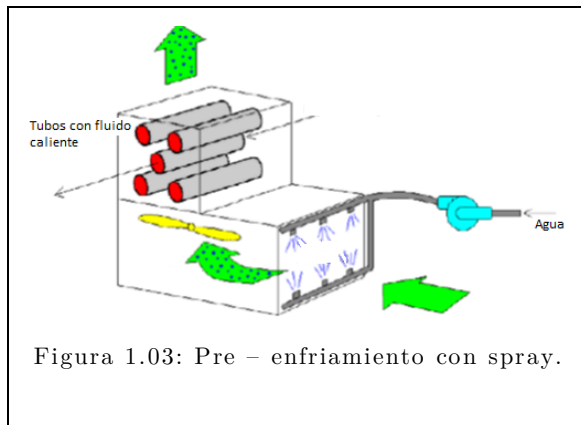
La aplicación del enfriamiento evaporativo en la mejora de los equipos HVAC es también un campo en proceso de exploración. El enfriamiento evaporativo es un método eficiente que consigue refrigerar mediante la evaporación de agua. Como el agua tiene una elevada entalpía de vaporización, si se consigue humectar un flujo de aire, el agua empleará energía térmica del flujo para cambiar de estado. Así, aumentará la humedad del flujo de aire, pero disminuirá su temperatura.

En este principio están basados numerosos sistemas de refrigeración, así como torres y condensadores. Esta técnica puede contribuir a la reducción de la huella de CO₂,

ya que se estima que las torres de enfriamiento húmedo ahorran hasta 56000 toneladas de CO₂ de forma anual [1.06].

Por otro lado, los métodos de pre-enfriamiento se refieren a todas aquellas técnicas utilizadas para tratar, acondicionar e intentar reducir al máximo la temperatura del aire de entrada a un condensador de un equipo HVAC.

En esta hibridación, se pueden emplear tres técnicas principales: el pre – enfriamiento evaporativo mediante atomización (*spray*), mediante superficie mojada (*pad*), y *deluge cooling*. Estas técnicas están representadas en las Figuras 1.03, 1.04, 1.05.



Un sistema de preenfriamiento muy sencillo y ampliamente utilizado es la atomización de partículas. Con este método, se pueden transferir grandes cantidades de energía a bajas temperaturas, a través del calor sensible y latente de vaporización. El mecanismo es simple: un inyector atomiza partículas de agua de reducido tamaño que, al entrar en contacto con el aire, se evaporan y lo enfrían [1.07]. Según numerosos estudios, la atomización está justificada por su simplicidad, coste bajo y sencillez de operación y mantenimiento. Se puede alcanzar hasta un 100% de eficiencia de saturación, dependiendo en las condiciones de diseño. Sus campos de aplicación son muy variados: turbinas de gases, secado, pintado, pesticidas, extinción de incendios, industria de la irrigación y transmisión de enfermedades.

No obstante, su uso no está extendido para aplicaciones industriales de gran calibre. La principal limitación de la atomización es la evaporación incompleta de gotas, antes de llegar a los tubos de los intercambiadores o a los equipos principales. Estas gotas no evaporadas pueden causar atascamiento y corrosión. Para conseguir una evaporación completa de las gotas, se suelen requerir inyectores muy precisos, que aumentan el coste de la instalación.

Otro método de pre – enfriamiento evaporativo muy estudiado es el de superficie mojada. Se hace pasar el aire por una superficie empapada, reduciendo su temperatura y aumentando su contenido en humedad, llegándose a saturar en función del tiempo de contacto entre el agua y el aire. El principal inconveniente de este sistema es la pérdida de presión adicional introducida en el sistema, con la consiguiente reducción del gasto másico de aire y por tanto la reducción en la capacidad de extracción de calor.

Generalmente, los experimentos realizados con esta tecnología muestran que la eficiencia disminuye conforme aumenta el caudal de aire que pasa por los paneles. A menor velocidad del aire, este reside más tiempo en el panel y consigue vaporizar más agua, alcanzando una menor temperatura. Otros parámetros comúnmente estudiados son las dimensiones de los paneles y su espesor.

El sistema *deluge* consiste en rociar agua refrigerante directamente sobre las superficies de los intercambiadores de calor. Este método es una de las tecnologías híbridas más eficientes, consecuencia de la mejora en los mecanismos de transmisión de calor producida por el contacto directo con el agua. Por ello, empresas como Enxio o Castagna Antincendi construyen instalaciones que emplean el *deluge cooling* en campos tan variados como la industria química o la protección antiincendios.

No obstante, este sistema conlleva riesgos de atascamiento y corrosión, debido al contacto directo del agua con las partes del intercambiador. Esto requiere el uso de agua tratada y un mantenimiento periódico del equipo. Aparte de la limpieza, también se pueden emplear tubos con protección a la corrosión galvánica (evitando así el uso de aletas). Existen también membranas especiales que mitigan la corrosión mediante la purificación del agua.

También se deben destacar los diferentes tipos de enfriamiento evaporativo que existen. La forma genérica de reproducir este fenómeno sería que una corriente de aire atravesase una cortina de agua. Bajo unas condiciones determinadas, las gotas de la cortina de agua pueden evaporarse empleando el calor del flujo de aire. De esta manera, el aire

de salida tendrá menos temperatura, pero transportará esas gotas evaporadas (por lo que estará más húmedo) [1.08].

Existen tres circuitos de refrigeración básicos en los que se emplea la cortina de agua, representados en las Figuras 1.06, 1.07 y 1.08.

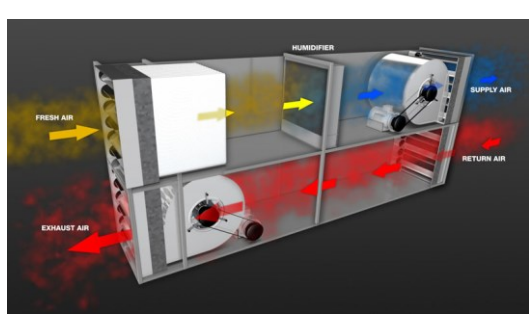


Figura 1.06: Refrigeración evaporativa directa.

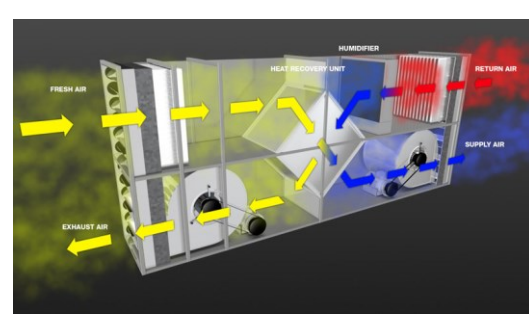


Figura 1.07: Refrigeración evaporativa de aire de escape.

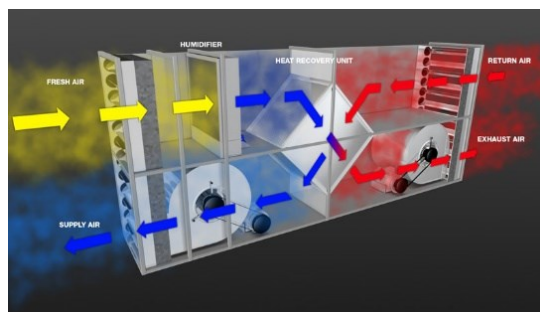


Figura 1.08: Refrigeración evaporativa indirecta.

El caso más sencillo sería la refrigeración evaporativa directa. Este es el caso mencionado anteriormente, en el que una corriente de aire atraviesa una cortina de agua, que lo enfría y humecta. Es también una de las opciones más comunes empleadas, por su sencillez y versatilidad de implantación.

Su ventaja principal es que todo el calor intercambiado en el humectador acaba notándose en la habitación o sala refrigerada. No obstante, este método tiene dos desventajas importantes. En primer lugar, la eficiencia del sistema de refrigeración dependerá en gran medida en las condiciones de entrada del aire. Un aire que ya sea húmedo de entrada (en un día lluvioso, por ejemplo), no podrá absorber más humedad, por lo que no se producirá el fenómeno de refrigeración evaporativa.

En segundo lugar, la humedad en el aire alimentado a la habitación puede ser un problema. Se debe tener un especial cuidado con los equipos de tratamiento de agua, por el potencial riesgo de brotes de *Legionella Pneumophila*. Esta bacteria causa la enfermedad conocida como legionela, que se puede manifestar de varias formas. La forma

leve se denomina fiebre de Pontiac, y comprende síntomas similares a una gripe (tos, dolor de cabeza o dolores musculares). La forma grave incluye fiebres altas y neumonía [1.09].

En adición, los ambientes de elevada humedad no son recomendables. Para personas con algunas dolencias pulmonares crónicas, como el asma, una alta humedad puede provocar dificultad para respirar o directamente cuadros asmáticos. Además, los entornos húmedos son ideales para la proliferación de ácaros del polvo y moho. Para solucionar estos problemas surgen las alternativas de la refrigeración evaporativa indirecta y de aire de escape [1.10].

La principal diferencia con la refrigeración evaporativa convencional es la adición de un intercambiador de calor. La corriente humectada no irá directamente a la habitación, sino que enfriará a la que sí vaya mediante el intercambiador. De esta manera, se evita el aumento de humedad en la habitación, y la eficiencia de la refrigeración tampoco dependerá de las condiciones ambiente de ese día en particular.

En la refrigeración evaporativa de aire de escape, se disponen de dos canales de aire que se cruzan en el intercambiador de calor: uno extrae aire del ambiente y lo introduce a la habitación, y el otro extrae el aire de salida de la habitación y lo expulsa al ambiente. El humectador se colocará en la corriente de aire de salida, antes del intercambiador, para que el aire de salida pueda enfriar al que entra a la habitación. Para el invierno, desconectando el humectador, el aire cálido de salida puede precalentar al de entrada.

La refrigeración evaporativa indirecta, la configuración de los canales de aire varía ligeramente: uno de ellos extraerá aire ambiente y lo expulsará al ambiente, y en el otro el propio aire de entrada a la habitación es el de salida de la misma (tras haber pasado por el intercambiador). El humectador se colocaría en la extracción de aire ambiente.

Así, para esta configuración no existen renovaciones de aire fresco al circuito interno de la habitación. Esta estrategia puede ser adecuada para el mantenimiento de atmósferas críticas, que pueden ser alteradas por cualquier contaminante externo. Además, esta separación completa entre el aire externo y el de la habitación abre la posibilidad de aumentar la velocidad del circuito de aire externo, alcanzando incluso un mayor enfriamiento. Asimismo, el aire de salida de la habitación siempre tiene mejores condiciones que el aire externo, por lo que su reutilización conllevará una mayor eficiencia.

Una vez ya se han definido los tipos de pre-enfriamiento y de refrigeración evaporativa, se debe realizar una revisión bibliográfica de los trabajos que aborden la

aplicación de los métodos *spray*, *pad* y *deluge* al pre-enfriamiento del aire de entrada de los condensadores en los equipos HVAC.

El estudio del *pad cooling* permite profundizar en el estudio de nuevos materiales de relleno. En el 2011, Jain et al. [1.11] evaluaron el rendimiento de superficies fabricadas a partir de fibras de coco y de palash, dos materiales que retienen bien el agua. Se demostró que estas fibras son más adecuadas que las de otros materiales naturales, como el álamo.

Similarmente, en 2010 Ahmed et al. [1.12] investigaron el uso de paja, celDEK y madera cortada como paneles evaporativos en invernaderos de Sudán. Los paneles de paja resultaron ser los que mantuvieron una menor temperatura y mayor humedad relativa en el interior del invernadero, mientras que los de madera consiguieron unas temperaturas más elevadas y menor humedad relativa en el interior. Se analizaron también las características de los alimentos producidos, y los cultivados en el invernadero con paneles de madera resultaron ser de mayor tamaño y peso.

Ibrahim et al. [1.13] propusieron el uso de condensados para pre-enfriar el aire entrante al condensador de un sistema de aire acondicionado tipo Split. Con una reducción de temperatura del aire de entrada de 4°C, se consiguió una mejora del COP del 21,4%.

Por lo que respecta al enfriamiento basado en *spray*, el tamaño de gota es un parámetro fundamental de cara a la eficiencia del preenfriamiento. Un primer estudio realizado por Wachtell [1.14] concluyó que la evaporación completa se observaba con diámetros de gota inferiores a 20 μm . Sin embargo, estudios posteriores [1.15] demostraron que para tamaños de gota de 16 – 28 μm o incluso menores a 10 μm [1.16] la evaporación completa de las gotas no sucedía. Por otro lado, Chaker [1.17] estudió que para un diámetro de inyector $D = 18,5 \mu\text{m}$ se producía una evaporación completa y que para un diámetro de inyector de $D = 46,2 \mu\text{m}$, un 14% de partículas se escapaban sin evaporar. Existen aplicaciones que requieren una evaporación completa de las partículas, aunque hay otras que precisamente buscarán evitarlo (como los pesticidas).

Esta atomización en los caudales de entrada mejora la eficiencia de, por ejemplo, los sistemas de refrigeración seca. Algunas centrales eléctricas con torres de refrigeración seca emplean las técnicas de atomización, como por ejemplo una de las centrales más importantes de quema de carbón en Australia de 750 MW y otra central geotérmica en EEUU. Alkhedhair et al. [1.18] demostraron en 2013 que, para un rango de tamaños de gota y velocidades de aire, se alcanzaron reducciones de 8,1 °C en la zona saturada de

gotas y de 4,8 °C en la media del tubo. Se halló también que una disposición correcta en el inyector era esencial para el correcto funcionamiento del equipo.

En Yang et al. [1.19], se aplicó el método *spray* al enfriamiento de baterías de litio. Se obtuvo que la atomización disminuía la temperatura máxima alcanzada en las baterías, que distribución de las inyecciones era fundamental y que el menor tamaño de gota (de unos 20 μm) era el más eficaz.

Yu et al. [1.20] estudiaron experimentalmente la capacidad refrigerativa de la nebulización en el aire de entrada a un condensador en un sistema refrigerativo. Esta máquina tenía una potencia de 282 kW, y tenía dos modos de trabajo: el modo convencional, y el de velocidad variable (VSD). En un clima subtropical, pre – enfriar el aire de entrada al condensador mediante este método supuso unos incrementos del 0,36 – 8,86% y 0,34 – 10,19% en el rendimiento del refrigerador bajo los modos normal y VSD, respectivamente.

En cuanto al método *deluge*, en 2014, Zhang et al. [1.21] de la Universidad de Illinois realizaron unos experimentos en los que combinaban el enfriamiento por *spray* con el *deluge*, en un túnel de viento abierto. Los resultados obtenidos mostraron un comportamiento asintótico del suministro de agua: a partir de un valor, su incremento no conllevaba un mayor enfriamiento. La combinación del *spray* y el *deluge* fue positiva, principalmente porque con ella se minimizaba la cantidad de agua no gastada.

En la actualidad, la aplicación de equipos de ultrasonidos está creciendo y desarrollándose como un nuevo campo a investigar. Estos equipos están formados por transductores ultrasónicos, compuestos a su vez por cristales piezoeléctricos acoplados a discos cerámicos. Estos transductores son capaces de transformar señales electrónicas de alta frecuencia (de 0,8 a 1,65 MHz) a vibraciones de alta frecuencia. En el campo que tratamos, sumergir un equipo ultrasónico de estas características en agua produce evaporación. Esta evaporación se debe al vacío transitorio formado en cada oscilación del disco, que genera cavitación y el cambio de estado a gas.

Existen aplicaciones de energía ultrasónica para mejorar una gran variedad de procesos. Yao [1.22] realizó una revisión de los estudios relacionados con los ultrasonidos como tecnología emergente en el campo HVAC. Estos estudios concluían que, de forma general, los efectos producidos por los ultrasonidos podían ser interesantes en aplicaciones relacionadas con el transporte de calor o masa, disminuyendo la resistencia interna y externa al transporte.

Recientemente, Yao et al. [1.23] presentaron una revisión del estado del arte de los ultrasonidos de alta frecuencia y sus aplicaciones. Los ultrasonidos no solo incrementaron las tasas de transmisión de calor, sino que también podía ser una solución para reducir el atascamiento. En relación con tamaño de gota, los ultrasonidos podían ser explicados mediante la teoría de la cavitación y la teoría de la onda superficial. No obstante, los autores ni siquiera citaron los ultrasonidos como posible aplicación al enfriamiento evaporativo, denotando así la poca atención que ha recibido hasta ahora.

En adición, las técnicas de Mecánica de Fluidos Computacional (CFD) se han empleado en las últimas décadas como una herramienta muy eficaz y efectiva para caracterizar una multitud de fenómenos físicos.

Estas técnicas permiten simular con exactitud el enfriamiento evaporativo, especialmente mediante *spray*. El CFD permite a los científicos y diseñadores entender los principios físicos de los procesos de inyección, ahorrando así tiempo, esfuerzo y una gran cantidad de trabajos experimentales. Numerosos autores han tratado el enfriamiento mediante inyección desde el punto de vista CFD.

Tissol et al. [1.24] emplearon un modelo Euleriano – Lagrangiano para simular el movimiento de las gotas en un flujo de aire. Se investigó también la evaporación de las gotas para diferentes caudales de agua, características de *spray* y soluciones de inyección en un pequeño canal que formaba parte de un condensador real. La conclusión obtenida fue que debía haber una solución de compromiso entre el tamaño de las gotas y el área de inyección, para conseguir un enfriamiento óptimo.

En otro estudio, Hou et al. [1.25] simulaban las características del enfriamiento por *spray* para múltiples configuraciones de inyector. Se examinó la influencia de la presión de entrada, el flujo másico y el número de inyectores en variables como el diámetro medio de Sauter de la gota. Alkhedhair et al. [1.26] investigaron de forma numérica el transporte y evaporación de la gota en el pre – enfriamiento de un aire de entrada enriquecido con *sprays*. El objetivo era mejorar el rendimiento de unas torres de refrigeración secas para un rango de condiciones y número de características de inyector. Se prestó una atención especial al tamaño de la gota requerido para alcanzar la evaporación completa. Se consiguió una mejora significativa: reducir en 8,1 °C la región de gota saturada y en 4,8°C el dominio completo.

Xia et al. [1.27] condujeron una serie de análisis en túnel de viento, empleando una distribución vertical y horizontal de inyectores. Tomaron como referencia las medidas geométricas de una torre de enfriamiento seco de la universidad de Queensland. La

distribución vertical acabó teniendo un mejor rendimiento, alcanzando un pre – enfriamiento de $4,1 - 7,2$ °C con evaporación completa.

Sadafi et al. [1.28] exploraron la posibilidad de usar agua salada para pre – enfriar el aire de entrada a un intercambiador de calor. Se desarrolló un modelo CFD para predecir la longitud húmeda de las gotas para diferentes condiciones ambiente y de inyección, y validaron su modelo con datos obtenidos en experimentos en túnel de viento. Se presentó también una correlación adimensional para longitud húmeda en el eje horizontal.

No obstante, ninguno de estos estudios ha relacionado el uso de ultrasonidos con la simulación CFD del pre – enfriamiento basado en *spray*. Existen muy pocas referencias bibliográficas relacionadas con la simulación numérica de nebulizadores ultrasónicos, y ninguna de ellas está relacionada con el pre – enfriamiento basado en *spray*. Kim et al. [1.29] simularon numéricamente un atomizador de gas, y en base a las conclusiones obtenidas se mejoró la posición y condiciones operativas del atomizador ultrasónico.

Así, el estudio del estado del arte revela que los ultrasonidos son una vía prometedora para mejorar el diseño de sistemas de pre – enfriamiento evaporativo. Los nebulizadores ultrasónicos eliminan esa pérdida de presión que sufre el aire, y permite modificar fácilmente los parámetros de operación del atomizador. No existe ningún estudio numérico ni aplicación de los ultrasonidos al pre – enfriamiento evaporativo basado en *spray*, por lo que resulta de interés científico explorar esta nueva vía en este TFG

1.2 ANTECEDENTES.

Las actividades de investigación de miembros del grupo de investigación de Ingeniería Energética en el pre – enfriamiento del flujo de aire para la mejora de la eficiencia de equipos de climatización tiene su origen en el trabajo de Lucas et al. [1.30].

En este primer estudio, se investigó la optimización de la eficiencia térmica de un equipo de enfriamiento seco adiabático, y se dividió en dos partes. En primer lugar, se analizó la influencia de la velocidad del aire, carga térmica y flujos máscos de agua en las secciones evaporativa y seca en la eficiencia de refrigeración evaporativa y en el coeficiente global de transmisión de calor en la sección seca. Se realizaron 16 experimentos. Se descubrió que la eficiencia disminuía conforme aumentaba la velocidad del aire, y que el flujo de agua en la sección evaporativa no mostraba una clara tendencia. Además, el aumento de la velocidad del aire y del flujo máscico de agua en la sección seca inducía a un aumento del coeficiente global de transmisión de calor

En la segunda parte, se planteó un modelo para obtener el punto óptimo de funcionamiento, prestando una especial atención a la velocidad del aire. Este óptimo no es fácil de hallar, ya que un aumento de la velocidad del aire conllevaba a la vez una disminución de la eficiencia de la sección evaporativa y un aumento del coeficiente global de transmisión de calor en la sección seca. No obstante, los fenómenos ocurridos en la sección seca acabaron teniendo más influencia en las condiciones de salida que los de la sección evaporativa. Por ello, el punto óptimo teórico resultó ser el de mayor velocidad posible.

En Martínez et al. [1.31], se realizó un estudio experimental que pretendía mejorar el rendimiento energético de un equipo de aire acondicionado, mediante la variación del grosor de unos paneles acoplados al condensador. Así, el objetivo fue determinar las dimensiones óptimas del panel, para maximizar el ahorro de energía.

El estudio detallado del comportamiento del sistema está justificado, debido a su complejidad. Un aumento de espesor del panel conlleva dos efectos opuestos en la eficiencia de refrigeración y la pérdida de presión. Un mayor espesor del panel aumenta la eficiencia de refrigeración, consiguiendo una menor temperatura de entrada al condensador. No obstante, con mayores espesores la pérdida de presión se incrementa, disminuyendo el flujo máscico de aire que entra en el equipo. Para este artículo, se empleó un equipo de aire acondicionado tipo Split con refrigerante R407C, que se combinó con placas de espesores diferentes. Se estudió el flujo máscico, la temperatura y humedad relativa a la entrada. También se tuvo en consideración los consumos de energía del ventilador del condensador y de la bomba que impulsaba el caudal de los paneles.

Los mejores resultados de eficiencia, menor presión de condensación y menor potencia en el compresor ocurre con paneles de espesor 100 mm en adelante. El consumo del ventilador se mantiene constante con los diferentes espesores de panel, pero el del compresor se reduce hasta un 11%. El rendimiento energético tiene un máximo en el panel de espesor 50 mm, y empieza a descender en torno al espesor 100 mm.



Figura 1.09: Lucas et al.



Figura 1.10: Martínez et al (I).



Figura 1.11: Martínez et al (II).

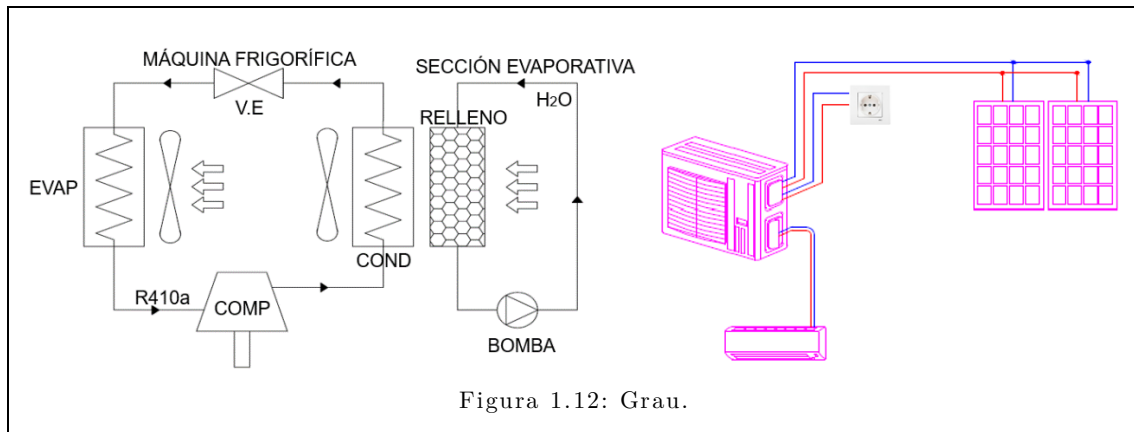
Siguiendo con la línea de investigación citada anteriormente, Martínez et al. [1.32] realizaron un análisis experimental del comportamiento térmico y fluidodinámico de un nuevo tipo de panel fabricado de una malla de polietileno de alta densidad, de bajo precio y manufactura flexible. Se determinó su rendimiento energético y exergético, variaciones de temperatura y humedad, pérdida de presión y tasa de agua evaporada en el panel mediante el estudio del flujo de aire, del espesor del panel, y del flujo de agua inyectada.

De los tres espesores probados, el de mayor espesor (250 mm) tuvo una mayor eficiencia de saturación, así como la mayor pérdida de presión. La eficiencia de saturación disminuía con el incremento de velocidad, así como con la disminución del espesor del panel o del agua pulverizada en él. El rendimiento energético sirvió para verificar que no se producían pérdidas de energía significantes en el proceso. El rendimiento exergético se vio negativamente afectado por el aumento de la eficiencia del panel.

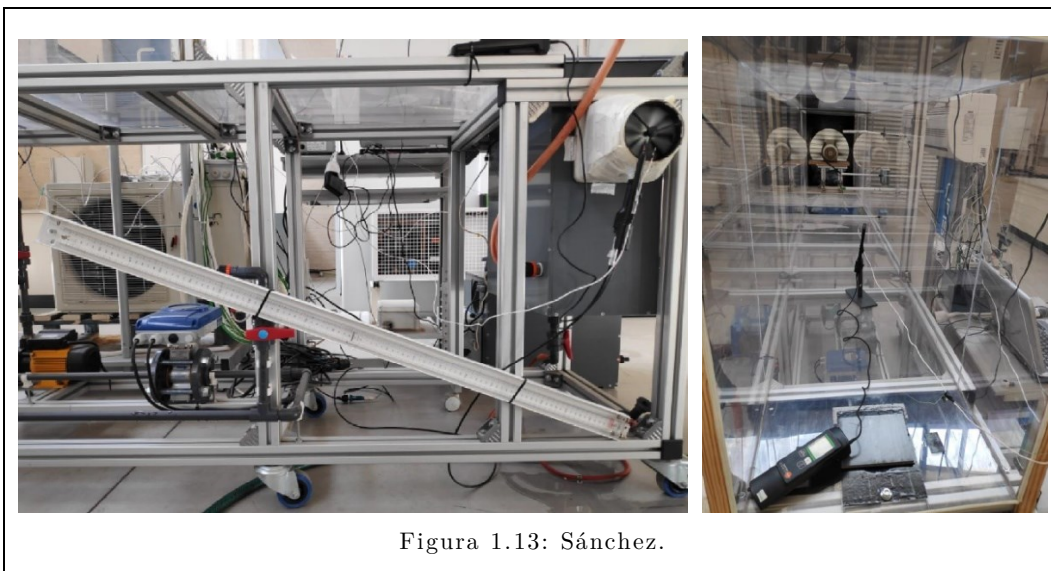
Una de las líneas de investigación del subproyecto A, contenido dentro del proyecto de investigación titulado “Reducción del consumo de energía en edificios mediante aplicación de energía solar y enfriamiento evaporativo”, financiado por el Ministerio de Economía, Industria y Competitividad en el año 2018, tiene como objetivo caracterizar las prestaciones energéticas de un sistema de aire acondicionado accionado mediante energía fotovoltaica con pre – enfriamiento evaporativo en la condensación. En este sentido cabe destacar los Trabajos Fin de Grado enfocados en este tema: Grau y Sánchez.

En Grau [1.33], se exploró el diseño y construcción de un prototipo de sistema de climatización doméstico tipo Split, con un condensador híbrido, empleando preenfriamiento adiabático del aire de entrada y alimentado simultáneamente por paneles solares fotovoltaicos y energía de la red. Tras construir la instalación y estudiar su

funcionamiento, se obtuvieron resultados satisfactorios. Los paneles fotovoltaicos aportaban energía en los momentos de mayor demanda, generando ahorro. Sin embargo, no se pudo realizar una comparación válida entre un equipo Split convencional y la instalación construida, al no disponer de las mismas condiciones ambientales. La nueva instalación propuesta es una buena solución para iniciar la transición energética sostenible, y es recomendable incluir en la misma la utilización de baterías.



Sánchez [1.34] tuvo como objetivo la caracterización de un sistema de ultrasonidos encargado de nebulizar agua, para conseguir reproducir el fenómeno de enfriamiento evaporativo. Así, en este proyecto, se realizaron una serie de ensayos en una instalación experimental de túnel de viento, por donde se canalizó un flujo de agua nebulizada. Se midió fundamentalmente la humedad relativa y la temperatura del aire, para diferentes posiciones de túnel y distintas velocidades del flujo. Se obtuvieron los campos de temperatura, las humedades relativas y los patrones de flujo, que han sido la base para elaborar el modelo numérico de este TFG.



1.3 OBJETIVOS DEL TRABAJO.

El pre – enfriamiento del aire de entrada mediante técnicas de refrigeración evaporativa supone un enfoque efectivo para mejorar el rendimiento de los condensadores de aire frío en diversas aplicaciones de aire refrigerado. Así, los generadores ultrasónicos de nebulización han surgido como una alternativa prometedora a los sistemas de refrigeración evaporativa convencionales, basados en *spray* o *pads*.

Así, el objetivo de este TFG será el desarrollo de un modelo numérico de un generador ultrasónico de nebulización para el pre – enfriamiento evaporativo del aire de entrada en el condensador de un equipo de aire acondicionado.

El modelo se validará con datos experimentales obtenidos en un túnel de viento, y se realizará un análisis paramétrico con algunas variables físicas que intervienen en el problema. Finalmente, se llevará a cabo un proceso de optimización del parámetro de eficiencia del generador ultrasónico. El TFG se estructurará en cuatro partes.

En la primera parte, se introducirá el campo de la Dinámica de Fluidos Computacional, y se compararán los softwares con los que se puede construir el modelo numérico de este TFG. Tras seleccionar uno, se detallará la metodología y las ecuaciones gobernantes de los fenómenos estudiados.

En segundo lugar, se realizará un primer contacto con el CFD mediante la resolución de casos ampliamente descritos en la bibliografía, como puede ser un caso típico de flujo laminar y otro de flujo turbulento.

En la tercera parte, se llevará a cabo la validación mediante modelo numérico de los resultados experimentales del túnel de viento. En adición, se realizará un análisis de sensibilidad de la malla.

En la última parte, se llevará a cabo el análisis paramétrico y la optimización del problema planteado.

2. METODOLOGÍA.

2.1 INTRODUCCIÓN.

En este capítulo se describe la metodología empleada en este Trabajo Fin de Grado. Se muestran las ecuaciones de conservación que describen el campo fluido, así como el problema de cierre de la turbulencia. También, se comentan los paquetes CFD disponibles en el mercado, y se detallan los modelos y ecuaciones particulares del CFD seleccionado para este trabajo.

2.2 ECUACIONES DE CONSERVACIÓN DE LA MECÁNICA DE FLUIDOS.

Se presentan en el Anexo I las principales ecuaciones de conservación de la Mecánica de Fluidos [2.01]. Los principios físicos más relevantes en este campo son la conservación de la masa, cantidad de movimiento y energía. Se pueden sintetizar las ecuaciones de la Mecánica de Fluidos en un sistema de cinco ecuaciones con cinco incógnitas.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v}) = 0$$

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right) = -\nabla p + \nabla \bar{\tau} + \rho \mathbf{f}_m$$

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla u \right) = -\nabla p \mathbf{v} + \nabla(k \nabla T) + \phi_v + \dot{Q}$$

Las cinco incógnitas de este sistema son el campo de velocidades $\mathbf{v}$ (direcciones x , y , z) y dos variables de estado, que son la densidad ρ y la temperatura T . Según la termodinámica, podemos expresar las cantidades termodinámicas a partir de dos variables de estado. Así, el sistema quedaría cerrado con $p = p(\rho, T)$ y $u = u(\rho, T)$. El resto de variables que intervienen deberían ser datos, o estar expresadas en función de las cinco incógnitas mencionadas. Por ejemplo, ϕ_v y τ son función de los gradientes de velocidad. Coriolis puede expresarse en función de la velocidad, y las fuerzas másicas suelen ser datos de partida.

Así, se llega a un sistema de cinco ecuaciones diferenciales en derivadas parciales no lineales de segundo orden, para calcular otras cinco incógnitas (los campos de velocidades, presiones y temperaturas).

Aunque el movimiento de los fluidos se rija por estas ecuaciones de conservación, la mayoría de los problemas no dispone de una solución analítica de estas ecuaciones. Solamente existen soluciones para casos concretos, en los que las ecuaciones se simplifican. Los flujos turbulentos, por ejemplo, no disponen de solución analítica según este sistema de ecuaciones.

Por el contrario, casos más simples como el flujo de un fluido incompresible a presión en el interior de un conducto, y en régimen laminar, sí dispone de solución analítica. Para fluidos incompresibles con propiedades constantes, las ecuaciones anteriores pueden trasladarse a:

$$\nabla(\mathbf{v}) = 0$$

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right) = -\nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{v} + \rho \mathbf{f}_m$$

$$\rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla T \right) = k \nabla^2 T + \phi_v + \dot{Q}$$

En este caso, al considerar propiedades constantes, la viscosidad no depende de la temperatura. Esto conlleva que el sistema formado por las ecuaciones de continuidad y cantidad de movimiento puede resolverse de forma independiente; que los problemas mecánico y térmico están desacoplados. Una vez se calcula el campo de velocidades, se puede calcular el de temperaturas, mediante la ecuación de la energía.

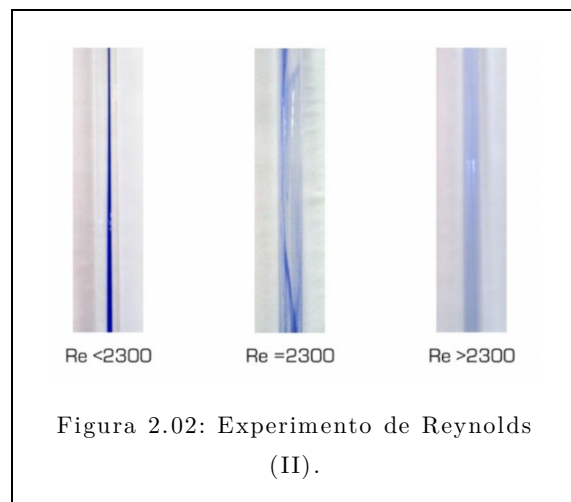
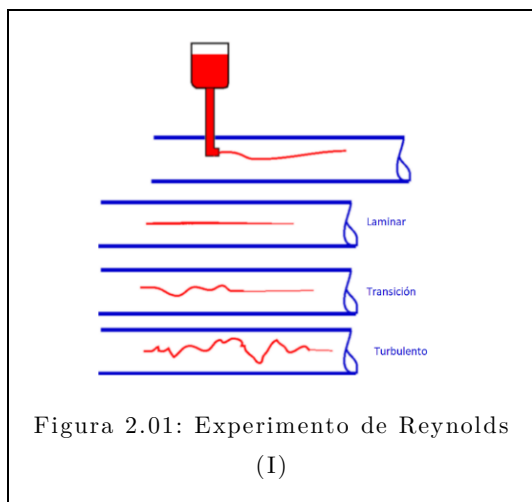
2.3 PRINCIPIOS DE SIMULACIÓN NUMÉRICA.

2.3.1 EL NÚMERO DE REYNOLDS.

La investigación de los fenómenos que ocurren en el interior de conductos cerrados se remonta al año 1839, cuando el ingeniero ruso – alemán Gotthilf Hagen realizó una serie de experimentos en los que midió la caída de presión experimentada por un fluido en tuberías de latón, para diferentes caudales. Hagen descubrió que, a valores bajos de velocidad, la pérdida de presión ΔP en la tubería aumentaba linealmente con la velocidad media de la tubería.

Sin embargo, a partir de un cierto valor de velocidad, esta relación ya no se cumplía. Además, Hagen percibió una serie de movimientos intensos que no podía explicar, y que en cierto modo justificaban que esa relación lineal no se cumpliera.

En base a este experimento, el ingeniero inglés Osborne Reynolds realizó otra serie de pruebas. En ellas, se experimentó con un filamento de tinta dentro de una tubería rellena de agua. A bajas velocidades, Reynolds observó como el hilo de tinta parecía una línea recta. Según se aumentaba la velocidad, aparecían turbulencias y perturbaciones que deformaban el hilo hasta que, llegados a una velocidad, el hilo se difuminaba completamente y desaparecía [2.02], como en las Figuras 2.01 y 2.02.



Los parámetros más relevantes que identificó Reynolds en sus experimentos fueron la velocidad, la viscosidad y el tamaño del conducto. Además, él concluyó que la velocidad y el tamaño contribuían a la formación de estas perturbaciones, mientras que la viscosidad del material tenía la función de contrarrestarlas. Para resolver y poder acotar el problema, Reynolds optó de forma acertada por un enfoque adimensional. Así, él creó un término que compararía los términos de inercia y los efectos viscosos:

$$Re = \frac{\rho \cdot v \cdot D}{\mu}$$

Donde:

- ρ es la densidad, en kg/m^3 .
- μ la viscosidad dinámica, en $\text{Pa} \cdot \text{s}$.
- D es el diámetro de la sección circular, en m.
- v es la velocidad media en el conducto, en m/s .

Este parámetro es conocido como el número de Reynolds, y permite cuantificar cómo se comporta un flujo en el interior de un conducto. Para números de Reynolds inferiores a 2300, el flujo será laminar. Para aquellos superiores a 4000, el flujo será turbulento y para aquellos números entre los dos valores anteriores, el flujo estará indeterminado. Esto es así porque $2300 < Re < 4000$ es una transición entre ambos regímenes.

Para conductos no circulares, la dimensión característica empleada para el número de Reynolds es el diámetro hidráulico D_h , que se calcula como $D_h = 4 \cdot \frac{A}{p_m}$, siendo A el área de la sección y p_m el perímetro mojado. Más adelante, este parámetro volverá a aparecer.

2.3.2 INTRODUCCIÓN AL FLUJO TURBULENTO.

Cuando el flujo tiene un número de Reynolds superior a 4000, la estabilidad se pierde y se empiezan a producir los fenómenos turbulentos. Estos se pueden definir como el movimiento caótico que experimenta el fluido cuando llega a valores de Reynolds elevados. Su comportamiento ya no tendrá solución analítica, como el de un flujo laminar. La turbulencia aun supone uno de los grandes problemas de la física clásica que está sin resolver. Todos los flujos turbulentos suelen presentar unas cinco características en común.

En primer lugar, los flujos turbulentos son irregulares en tiempo y espacio. Como ya se ha mencionado, el movimiento es caótico e impredecible. Cada magnitud fluida, escalar o vectorial, puede dividirse en una componente media y otra fluctuante (de naturaleza aleatoria).

Como consecuencia de que los flujos turbulentos tengan un alto número de Reynolds, la viscosidad no juega un papel importante a nivel macroscópico. Sin embargo, a nivel microscópico, sí influirá en los contornos de las magnitudes físicas. Aquellos

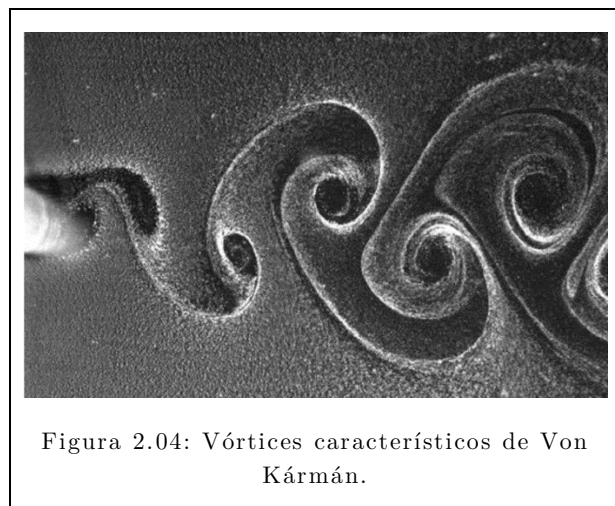
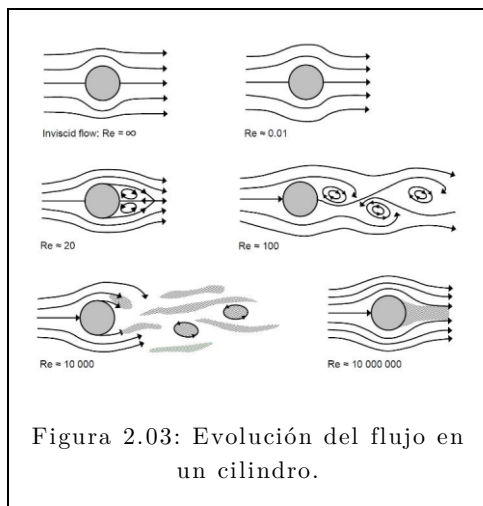
materiales más viscosos requerirán un mayor número de Reynolds para alcanzar la turbulencia.

La difusividad marca que los procesos de transporte, homogeneización y mezcla estén muy acentuados. Precisamente, la turbulencia consigue que los gradientes (velocidad, temperatura, presión...) se igualen o desaparezcan.

La tridimensionalidad del fenómeno turbulento es otra característica fundamental. Esto se refiere a que la transferencia de energía cinética entre unas escalas y otras solamente puede ocurrir si la componente fluctuante mencionada es tridimensional. Los casos unidimensionales y bidimensionales no se consideran, de forma estricta, como turbulencia.

La última característica básica es la disipación, que se refiere a la transferencia de energía cinética desde las escalas más grandes hasta las más pequeñas. Este tipo de energía va progresivamente degradándose, hasta que se convierte en energía térmica en las escalas más pequeñas.

Un ejemplo muy estudiado en la mecánica de fluidos para mostrar cómo evoluciona un flujo con el número de Reynolds es el de un flujo alrededor de un cilindro (Figura 2.03). A $Re < 5$ muy bajos, el flujo no se separa del cilindro, por lo que estaría en una especie de régimen sin separación [2.03].



Desde este valor hasta 70, aproximadamente, se forman dos pequeños remolinos en la parte trasera del mismo (llamados vórtices Föppl). Esto sería el régimen laminar estacionario. En la franja $90 < Re < 150$, se tiene un régimen de desprendimiento laminar. Durante el mismo, se forman los característicos remolinos Von Kármán, que forman una “calle” de vórtices presente en la Figura 2.04.

Con el aumento de Reynolds hasta 1000 aproximadamente, se produce un régimen de transición. En la estela se forman una serie de fenómenos tridimensionales, aunque la

zona de separación del flujo sigue siendo laminar. En el intervalo $1000 < Re < 3 \cdot 10^5$, el flujo toma el régimen de estela turbulenta.

Finalmente, en los intervalos $3 \cdot 10^5 < Re < 3,5 \cdot 10^5$ y $3,5 \cdot 10^5 < Re$, el flujo toma los regímenes de desprendimiento asimétrico y simétrico, respectivamente.

Una característica destacable de los flujos turbulentos es su aparente irregularidad, tanto en escalas temporales como espaciales. Sin embargo, numerosos estudios muestran que la turbulencia no es completamente aleatoria, sino que contiene unas estructuras espaciales que se van desarrollando en el tiempo. Estas estructuras espaciales tienen forma de torbellinos, y reciben el nombre de *eddies*.

Un flujo turbulento no contendrá *eddies* de un solo tamaño en particular, sino que se apreciará un amplio rango de tamaños. Generalmente, los torbellinos más grandes (o escalas macroscópicas) pueden determinarse por la configuración del flujo principal. Estos *eddies* extraen su energía cinética de las interacciones entre las fluctuaciones turbulentas y el movimiento principal. Los torbellinos más pequeños se alimentan del deterioro continuo e inestable de los torbellinos grandes, por lo que no extraen su energía cinética directamente del movimiento principal del fluido.

Esta evolución y desagregación de los torbellinos grandes en otros más pequeños continua hasta que el flujo alcance las escalas más pequeñas (escalas microscópicas), proceso conocido como cascada de energía (Figuras 2.05 y 2.06).

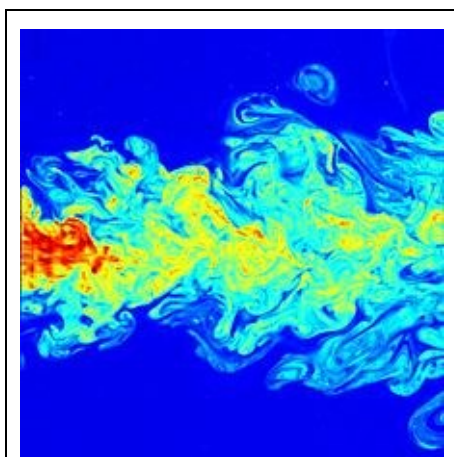


Figura 2.05: Cascada de energía.

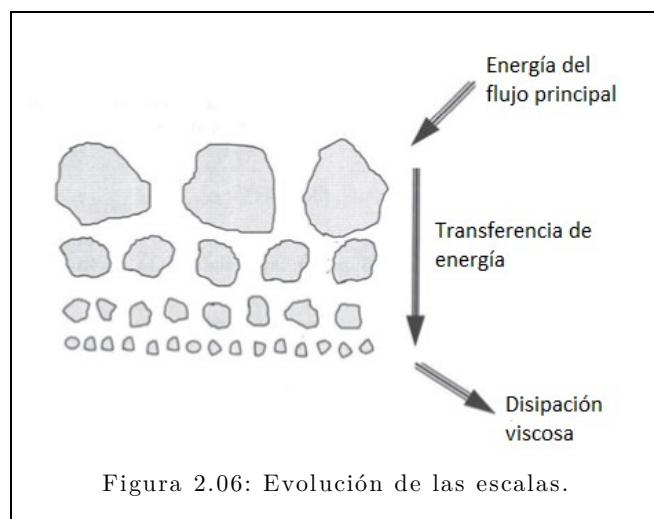


Figura 2.06: Evolución de las escalas.

La longitud y velocidad de las escalas más pequeñas queda determinada por la energía cinética transferida de los torbellinos más grandes hasta los más pequeños, y por las propiedades moleculares del fluido. Esta pérdida de energía cinética de las escalas más grandes es el ratio de disipación ϵ , que es independiente de las escalas microscópicas y de las propiedades del fluido. Este parámetro queda únicamente determinado por las escalas macroscópicas, de acuerdo con la siguiente expresión:

$$\epsilon = \frac{u^3}{l}$$

Si se aplica análisis dimensional, se pueden obtener las relaciones para una escala espacial η , una escala de velocidad v y una escala temporal τ , de las escalas microscópicas. Estas expresiones se conocen como escalas de Kolmogorov, que pueden ser expresadas en su forma original o en términos del número de Reynolds (con $Re = \frac{ul}{\nu}$).

$$\begin{aligned} \eta &= \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{1/4} & v &= (\nu \epsilon)^{1/4} & \tau &= \left(\frac{\nu}{\epsilon} \right)^{1/2} \\ \frac{\eta}{l} &= Re^{-3/4} & \frac{v}{u} &= Re^{-1/4} & \frac{\tau}{l/u} &= Re^{-1/2} \end{aligned}$$

Con el aumento del número de Reynolds, las escalas microscópicas se vuelven mucho más pequeñas que las macroscópicas. Esto significa que, para Reynolds elevados, las escalas microscópicas transforman de manera más efectiva la energía cinética en energía interna (calor), mediante la viscosidad del fluido.

2.3.3 PROBLEMA DE CIERRE DE LA TURBULENCIA.

No existe una teoría general o aproximación universal que conduzca a un resultado adecuado, en el campo de la turbulencia. Aunque no existe una solución analítica que permita resolver el problema, sí que se pueden aplicar ciertos razonamientos o herramientas a casos concretos.

Las herramientas estadísticas pueden resultar de utilidad, ya que la naturaleza aleatoria de las fluctuaciones turbulentas justifica el uso de correlaciones o promediados espaciales o temporales. Por otro lado, el análisis dimensional y la experimentación también son de gran utilidad y permiten caracterizar la turbulencia.

Un enfoque distinto sería considerar la invarianza local o asintótica. La invarianza local consistiría en considerar que la turbulencia tiene unas características semejantes en cualquier punto del campo fluido (sería isotrópica). En la invarianza asintótica, a elevados números de Reynolds, los efectos viscosos solo influyen a nivel microscópico. Finalmente, las ecuaciones de conservación pueden resolverse por ordenador si se emplea una herramienta CFD. Los ordenadores cada vez son capaces de procesar geometrías y algoritmos más complejos en un menor tiempo, por lo que pueden ofrecer una buena aproximación a la realidad.

A continuación, se explicará detalladamente el problema de cierre de la turbulencia a través de la aplicación del teorema de los valores medios a las ecuaciones de conservación.

2.3.3.1 MÉTODO DE LOS VALORES MEDIOS.

Como el movimiento turbulento es complejo y aleatorio, una de las herramientas estadísticas más simples y utilizadas consiste en la obtención de los valores medios de las diferentes magnitudes. La turbulencia de cualquier magnitud fluida siempre es una función impredecible de la posición y del tiempo. A su vez, el valor instantáneo se descompone en una componente media y otra alternante.

$$\phi = \phi(x, t) \quad \phi = \phi(x, t) = \bar{\phi}(x, t) + \phi'(x, t) \quad \bar{\phi}(x, t) = \frac{1}{T} \int_{t-\frac{T}{2}}^{t+\frac{T}{2}} \phi(x, t) dt$$

Donde:

- T es el tiempo de promediado.
- τ es el tiempo característico de variación de la componente fluctuante.
- t_0 es el tiempo característico de variación del flujo.

Al calcular la integral anterior, se debe cumplir que $t_0 \gg T \gg \tau$. Al promediar la expresión $\phi(x, t)$, se obtiene que la fluctuación $\bar{\phi}'(x, t)$ tiene un promedio nulo. En este apartado también detallaremos algunas reglas para operar con valores medios, que serán útiles en el desarrollo de las ecuaciones de Reynolds.

$$\overline{\phi_1 + \phi_2} = \bar{\phi}_1 + \bar{\phi}_2 \quad \overline{a\phi} = a\bar{\phi} \quad \begin{matrix} \overline{\bar{\phi}} = \bar{\phi} \\ \overline{\bar{a}} = a \end{matrix}$$

La primera relación muestra que la media de la suma es la media de sus valores medios. La segunda se cumple cuando una magnitud fluctuante se multiplica por una constante u otra magnitud fluida que no experimenta fluctuaciones turbulentas. En la tercera, el valor medio de una constante o magnitud no fluctuante es ella misma.

$$\overline{\phi_1 \phi_2} = \overline{(\bar{\phi}_1 + \phi'_1)(\bar{\phi}_2 + \phi'_2)} = \bar{\phi}_1 \bar{\phi}_2 + \overline{\phi'_1 \phi'_2} \quad \begin{matrix} \overline{\frac{\partial \phi}{\partial x_i}} = \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x_i} & \overline{\frac{\partial \phi}{\partial t}} = \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial t} \end{matrix}$$

La primera expresión muestra el valor medio de un producto de dos magnitudes ϕ_1 y ϕ_2 . Según la segunda, las operaciones de derivar y tomar un valor medio son intercambiables. Estas técnicas de promediado pueden aplicarse para obtener las ecuaciones de Reynolds, que son las ecuaciones generales de conservación transformadas a valores medios.

2.3.3.2 ECUACIONES DE REYNOLDS.

Las ecuaciones de Reynolds son fundamentalmente tres: la de conservación de la masa, la de conservación de cantidad de movimiento y la ecuación de la energía. Estas ecuaciones pueden hallarse en el Anexo I, y su forma para fluidos incompresibles se ha discutido anteriormente:

$$\begin{aligned}\nabla(\mathbf{v}) &= 0 \\ \rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right) &= -\nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{v} + \rho \mathbf{f}_m \\ \rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla T \right) &= k \nabla^2 T + \phi_v + \dot{Q}\end{aligned}$$

Para las ecuaciones de conservación de la masa y la cantidad de movimiento, y descomponiendo la presión y velocidad en sus componentes media y fluctuante ($p_i = \bar{p}_i + p'_i$ y $v_i = \bar{v}_i + v'_i$) queda:

$$\begin{aligned}\frac{\partial(\bar{v}_i + v'_i)}{\partial x_i} &= 0 \\ \rho \left(\frac{\partial(\bar{v}_i + v'_i)}{\partial t} + (\bar{v}_j + v'_j) \frac{\partial(\bar{v}_i + v'_i)}{\partial x_j} \right) &= -\frac{\partial(\bar{p} + p')}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2(\bar{v}_i + v'_i)}{\partial x_j^2} + \rho f_m\end{aligned}$$

Si se toman valores medios y se tiene en consideración las reglas de operación comentadas anteriormente, resulta que:

$$\begin{aligned}\frac{\partial(\bar{v}_i)}{\partial x_i} &= 0 \\ \rho \left(\frac{\partial(\bar{v}_i)}{\partial t} + \bar{v}_j \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} \right) &= -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 \bar{v}_i}{\partial x_j^2} - \rho \frac{\partial \overline{v'_i v'_j}}{\partial x_j} + \rho f_m\end{aligned}$$

La ecuación de conservación de cantidad de movimiento para valores medios difiere de la de valores instantáneos en el término $\rho \frac{\partial \overline{v'_i v'_j}}{\partial x_j}$, que se puede agrupar dentro de los esfuerzos viscosos. Así, los términos $\mu \frac{\partial^2 \bar{v}_i}{\partial x_j^2}$ y $\rho \frac{\partial \overline{v'_i v'_j}}{\partial x_j}$ se pueden escribir como:

$$\mu \frac{\partial^2 \bar{v}_i}{\partial x_j^2} - \rho \frac{\partial \overline{v'_i v'_j}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} - \rho \overline{v'_i v'_j} \right)$$

El sumando $-\rho \overline{v'_i v'_j}$ es conocido como el tensor de esfuerzos de Reynolds, que puede ser interpretado físicamente como un tensor de esfuerzos que acaba sumándose a los esfuerzos de presión y a los viscosos presentes en el flujo laminar. La magnitud de este esfuerzo turbulento es de 10^2 a 10^3 veces mayor que el viscoso.

La ecuación de la energía también está incluida en el Anexo I, y será relevante analizar la influencia de la agitación turbulenta en el transporte de calor. Aplicando otra vez el método de los valores medios y descomponiendo la temperatura en sus partes media y fluctuante ($T = \bar{T} + T'$), se obtiene que:

$$\rho c_p \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \bar{v}_i \cdot \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} \right) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(k \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} - \rho c v_i \overline{T'} \right) + \Phi_{v, \bar{v}_i} + \Phi_{v, v'_i} + \dot{Q}_r + \dot{Q}_q$$

Esta ecuación en valores medios, respecto a su equivalente en valores instantáneos, incluye dos términos más. El término $\rho c v_i \overline{T'}$ representa físicamente el aumento de la transferencia de calor fruto de la agitación turbulenta. Por otro lado, la disipación viscosa Φ_v se descompone en el término $\Phi_{v, \bar{v}_i}$ (correspondiente a los gradientes de velocidad media) y en el término Φ_{v, v'_i} (correspondiente a los gradientes de las fluctuaciones). Ambas contribuciones son positivas y tienden a convertir la energía mecánica en térmica, degradándola.

De esta manera, en las ecuaciones que caracterizan el movimiento turbulento aparecen dos términos adicionales que introducen unos esfuerzos y una transmisión de calor, respecto del movimiento laminar. La dificultad reside en que no se conocen leyes lo suficientemente generales como para relacionar estos dos términos adicionales con los gradientes de las propiedades medias del fluido. Así, para la resolución de las propiedades de un fluido en régimen turbulento, se tienen más incógnitas que ecuaciones. Esto es conocido como el problema de cierre de la turbulencia.

Se han realizado, tras numerosos estudios, diversas teorías que tratan de solventar este problema. No obstante, ninguna tiene una validez general aplicable a todos los casos, como sí la tienen las ecuaciones de transporte para el flujo laminar.

2.3.3.3 TEORÍAS PARA EL CIERRE DEL PROBLEMA.

En esta parte, se mencionarán las teorías clásicas más significativas formuladas para el cierre del problema. Si bien muchas han sido superadas por desarrollos más actuales, algunas de ellas incluyen razonamientos que es conveniente conocer.

La primera teoría destacable fue formulada por Boussinesque, en el año 1877. Este físico francés propuso expresar los esfuerzos turbulentos de una forma similar a los viscosos, introduciendo un parámetro llamado viscosidad turbulenta, μ_t . En algunos flujos, este coeficiente es uniforme en todo el campo fluido y los resultados obtenidos pueden aproximarse mucho a los reales. Sin embargo, esto no es extrapolable al resto de casos. La primera expresión corresponde con la formulación inicial de μ_t , mientras que la

segunda fue un intento posterior de mejorar la hipótesis (donde C es una constante dada por el tipo de flujo y U_m y l_m son los valores característicos de las escalas).

$$\mu_t \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} = -\rho \overline{v'_i v'_j} \quad \mu_t = C \rho U_m l_m$$

El físico e ingeniero alemán Prandtl definió en 1925 la idea de la longitud de mezcla, basándose en la Teoría Cinética de Gases. Esta longitud de mezcla sería el recorrido medio que efectúan las partículas cuando transportan una determinada cantidad de movimiento, energía... Este modelo es apropiado en flujos aproximadamente unidireccionales, donde exista una dirección predominante en el flujo y donde las variaciones de las magnitudes fluidas medias ocurran mayoritariamente en la dirección transversal. Se puede definir la velocidad característica:

$$-\overline{v'_i v'_j} \propto l_m^2 \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \left| \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right|$$

Un tercer modelo destacable fue formulado en 1930 por el ingeniero y físico húngaro – estadounidense Von Kármán. Partiendo del concepto de invarianza local, Von Kármán planteó una hipótesis de semejanza que explicaba que el mecanismo de turbulencia en todos los puntos del flujo turbulento es el mismo, y solo se caracteriza por las escalas de longitud y tiempo. La longitud de mezcla será función de los gradientes locales del campo de velocidades, de acuerdo con la siguiente expresión:

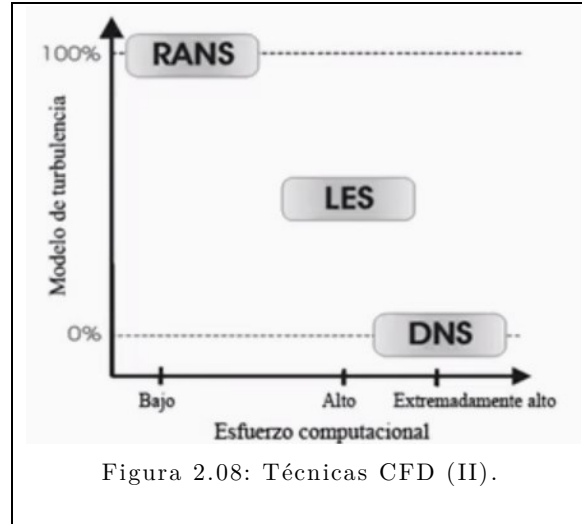
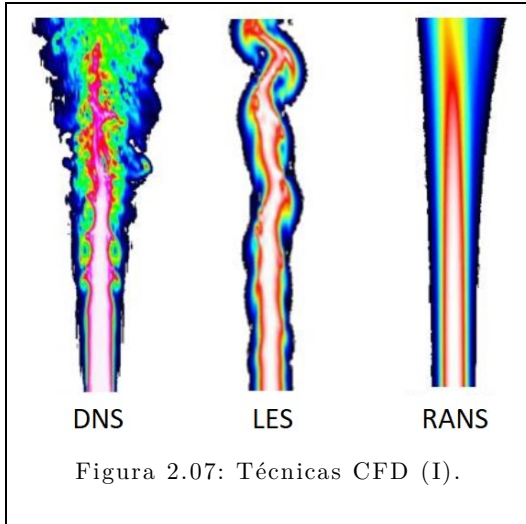
$$l_m = \kappa \frac{\partial v_i / \partial x_j}{\partial^2 v_i / \partial x_j^2}$$

Donde κ es una constante obtenida en ensayos y conocida como la constante de Von Kármán, de valor $\kappa = 0,41$. Estos tres modelos clásicos vistos fallan en casos prácticos porque favorecen los lugares de gradiente de velocidad media altos. Es decir, se centran en el análisis de la escala macroscópica y tratan en menor profundidad la disipación de energía cinética turbulenta, que ocurre en las escalas menores.

2.3.4 ENFOQUE CFD.

Como las ecuaciones de conservación que describen el campo fluido son conocidas, en principio es posible resolverlas empleando el ordenador, de forma discretizada. Este tipo de resoluciones, empleando técnicas propias de los computadores y aprovechando su

potencia de cálculo, son conocidas bajo las siglas CFD (Computer Fluid Dynamics). Las simulaciones deberían resolver las escalas temporales y espaciales, con el fin de obtener en detalle todas las características del flujo solución dependiendo de las condiciones iniciales de partida detalladas.



La resolución por ordenador de problemas físicos (no solamente CFD) conlleva discretizar las ecuaciones, de forma que una serie de coordenadas espaciales y temporales se representarán con una serie de puntos discretos, conocido como malla.

Las herramientas CFD abordan el problema del cierre de la turbulencia de diversas maneras. Si bien anteriormente se han presentado modelos algebraicos clásicos (Boussinesque, Prandtl y von Kármán), los modelos más utilizados en los códigos de simulación numérica genéricos son las diferentes variantes del modelo $k - \epsilon$. Existen otros modelos (como Spallart – Almaras, $k - \omega$ o el RSM) aunque hay que destacar que ninguno será válido de forma universal para todo tipo de flujo.

En este apartado, se analizarán las diferentes técnicas de simulación numérica disponibles para resolver flujos turbulentos. Serán fundamentalmente 3: la técnica DNS, la LES y la RANS, visibles en las Figuras 2.07 y 2.08. Las diferencias entre cada una de las técnicas radicarán en la cantidad de escalas resueltas [2.04].

2.3.4.1 DNS.

En una simulación DNS (Direct Numerical Simulation), las ecuaciones de Navier – Stokes son resueltas de forma numérica para todas las escalas relevantes del movimiento. Si definimos Δx y Δt como las distancias entre dos puntos consecutivos de la malla en espacio y tiempo, para que se resuelvan todas las escalas Δx y Δt deben ser

proporcionales a las escalas más pequeñas (que son las de Kolmogorov). Así, la resolución espacial y temporal de la malla para llevar a cabo una simulación DNS debe satisfacer $\Delta x \sim \eta$ y $\Delta t \sim \tau$. Se pueden definir los parámetros N_T como el número de pasos temporales (time steps) para la resolución de escalas temporales y N_L como el número de celdas que debe contener la malla para resolver las escalas relevantes en una única dirección espacial, de forma que:

$$N_T = \frac{T}{\Delta t} \sim \frac{1}{\tau} \sim Re^{1/2} \quad N_L = \frac{L}{\Delta x} \sim \frac{1}{\eta} \sim Re^{3/4}$$

La turbulencia es un fenómeno tridimensional, por lo que el número N_L es en realidad $N_L^3 \sim Re^{9/4}$. Un flujo turbulento con un Reynolds relativamente bajo, de 10000, requeriría 10^9 celdas. Valores más elevados de Reynolds rozarían casi el billón de celdas. Este hecho, junto con el gran número de operaciones por segundo que debería efectuar el ordenador, hace que las técnicas DNS sean inviables en la mayoría de flujos en ingeniería. Por su extrema complejidad, solamente es aplicable a Reynolds bajos y en supercomputadores con gran capacidad de cálculo.

2.3.4.2 LES.

La técnica LES (Large Eddy Simulator) es un remedio práctico para salvar los principales inconvenientes de la simulación DNS, que sería su limitación en cuanto al número de Reynolds. Por ello, LES propone reducir el rango de escalas resueltas en el dominio computacional. Una solución de compromiso razonable es eliminar las escalas más pequeñas y únicamente resolver las más grandes, o los Large Eddies (Figura 2.09).

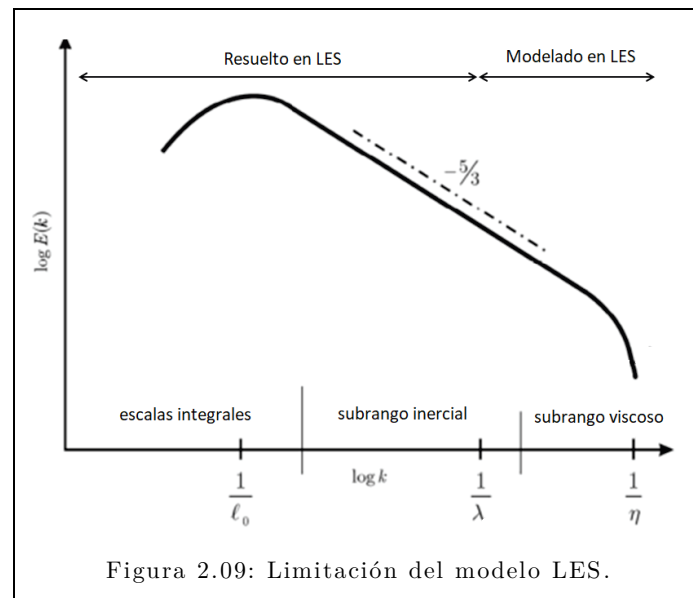


Figura 2.09: Limitación del modelo LES.

La justificación de este tratamiento reside en que las escalas macroscópicas se ven más afectadas por la geometría del flujo (y por ello son más anisotrópicas), mientras que las microscópicas pueden considerarse como isotrópicas y más independientes de la geometría del flujo. Al fin y al cabo, el efecto producido por la geometría del flujo se pierde y difumina conforme se van degradando los eddies a lo largo de la cascada de energía.

En LES, las escalas microscópicas se consideran como universales y se modelizarán mediante expresiones concretas. Según este enfoque, cada variable del fluido $\phi(\mathbf{x}, t)$ estará descompuesta en una componente macroscópica $\tilde{\phi}(\mathbf{x}, t)$ (GS, grid-scale) y otra microscópica $\phi'(\mathbf{x}, t)$ (SGS, sub-grid scale), de forma que $\phi(\mathbf{x}, t) = \tilde{\phi}(\mathbf{x}, t) + \phi'(\mathbf{x}, t)$. La componente GS se calcula de acuerdo a:

$$\tilde{\phi}(\mathbf{x}, t) = \int_D G(\mathbf{x}, \mathbf{x}') \phi(\mathbf{x}') d\mathbf{x}'$$

Donde:

- D es el dominio computacional.
- $G(\mathbf{x}, \mathbf{x}')$ es la función espacial de filtrado, que depende de la separación de los vectores $\mathbf{x}$ y $\mathbf{x}'$.

La aplicación de este filtro espacial a las ecuaciones de conservación de la masa y cantidad de movimiento presentadas da como resultado las siguientes expresiones, ya filtradas para el vector GS:

$$\frac{\partial \tilde{v}_i}{\partial x_i} = 0 \quad \rho \left(\frac{\partial \tilde{v}_i}{\partial t} + \tilde{v}_j \frac{\partial \tilde{v}_i}{\partial x_j} \right) = - \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 \tilde{v}_i}{\partial x_j^2} - \rho \frac{\partial \tilde{v}_i \tilde{v}_j}{\partial x_j} + \rho f_{m,i}$$

El tensor de esfuerzos SGS, $\tilde{\tau}_{ij}$, representa la influencia del movimiento turbulento de las escalas SGS en las velocidades GS, y viene dado por:

$$\tilde{\tau}_{ij} \equiv \rho \tilde{u}_i \tilde{u}_j - \rho \tilde{u}_i \tilde{u}_j$$

El término $\tilde{\tau}_{ij}$ incluye las componentes SGS del vector velocidad y son desconocidas, inicialmente. Por ello deben formularse expresiones para $\tilde{\tau}_{ij}$, relacionándolo con el vector de velocidades GS de forma algebraica o derivando las ecuaciones diferenciales en derivadas parciales para todos sus componentes.

2.3.4.3 RANS.

El método RANS (Reynolds Average Navier – Stokes) está basado en el teorema de los valores medios, mencionado anteriormente. Esta técnica se basa en las medias temporales de las ecuaciones de Navier – Stokes, separando así las variables del fluido en una componente media independiente del tiempo y otra fluctuante que depende de él. El objetivo del promediado en RANS no es otro que reducir el número de escalas presentes en el flujo, por lo que las ecuaciones de conservación solo describirán la evolución de las cantidades medias promediadas del flujo. La influencia de las fluctuaciones eliminadas se cuantifica con el tensor de Reynolds, que es análogo al tensor SGS $\widetilde{\tau}_{ij}$ de la aproximación LES.

En RANS, el tensor de Reynolds incluye la influencia de todas las escalas turbulentas, mientras que en el LES el tensor SGS solo refleja la influencia de las escalas no resueltas en las cantidades GS. Los modelos de turbulencia más extendidos y empleados son de base RANS, como pueden ser el $k - \varepsilon$ y el $k - \omega$.

2.4 COMPARATIVA DE LOS SOFTWARES CFD.

Dentro del amplio y variado campo de la mecánica de fluidos, existen numerosos programas que ofrecen herramientas de análisis de simulación de tipo CFD. En este apartado, se compararán los diferentes softwares de simulación CFD disponibles en el mercado, resaltando sus ventajas y principales limitaciones.

Para concretar el análisis, dividiremos este tipo de herramientas en cuatro grupos principales: los paquetes de libre distribución, los complementos de programas CAD, los softwares especialistas específicos y los especialistas generales. Esta división y la información presentada a continuación han sido realizadas en base a los criterios de Resolved Analytics, fundada por los ingenieros Bible et al. [2.05]. Esta empresa ofrece servicios de consultoría CFD a otras compañías, y sus integrantes cuentan con más de 20 años de experiencia en este campo.

2.4.1 PAQUETES DE LIBRE DISTRIBUCIÓN.

Los paquetes de libre distribución son aquellos CFD que se pueden utilizar y distribuir libremente, y cuyo código abierto posibilita al usuario modificar el propio programa en sí. Esto posibilita la creación de foros y comunidades online donde el programa se va mejorando y actualizando constantemente. Algunos programas que caen dentro de esta categoría son SU2 (creado por la Universidad de Stanford), Palabos (acrónimo de “Parallel Lattice Boltzmann Solver”, en la Figura 2.11) o MFiX (código CFD del Laboratorio Nacional de Tecnología Energética de EEUU). Sin embargo, el más extendido y reconocido de todos ellos es OpenFOAM (Figura 2.10), y en el que nos centraremos en esta discusión.

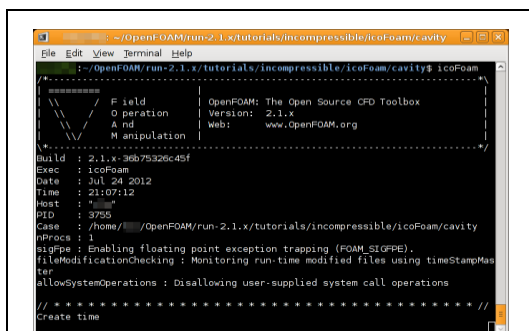


Figura 2.10: Simulación en OpenFOAM.

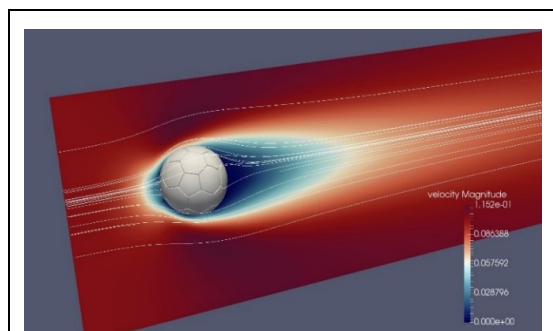


Figura 2.11: Simulación en Palabos.

2.4.1.1 OPENFOAM

OpenFOAM fue creado y desarrollado en el Imperial College de Londres en 1989, por un equipo liderado por Henry Weller. Weller tuvo la acertada visión de desarrollar el software en C++ por su programación orientada en objetos, y no en FORTRAN, que era el lenguaje de moda en esa época. Actualmente, este programa es distribuido por OpenCFD (perteneciente a ESI), y su copyright pertenece a la Fundación OpenFOAM. Ambos distribuyen los paquetes de descargas oficiales y tutoriales, con un mismo código, variando solamente en las numeraciones de las versiones. En adición, también aparecen numerosos complementos desarrollados por programadores particulares, como Blue CFD Core u OpenFOAM+.

Una de las principales bazas de OpenFOAM, consecuencia de su licencia libre, es la credibilidad que ha ganado en base a años de validaciones y estudios realizados por una gran comunidad de usuarios. Numerosas universidades (Delft, Múnich, Southampton o Nottingham, por ejemplo) y empresas (como Nissan, Toyota, Intel, BMW o Volkswagen) emplean el programa y han participado en las conferencias anuales que se realizan sobre él [2.06].

Este software estaba ideado para funcionar en Linux, por lo que solamente funcionaba con un sistema operativo Linux o equivalente (como Ubuntu o Fedora). De esta manera, para ejecutarlo en Windows o Apple, se necesitaba una partición u ordenador virtual. Sin embargo, Microsoft implementó en Windows 10 la habilidad de ejecutar un programa Linux. En adición, OpenCFD lanzó una versión particular y más limitada de OpenFOAM para Windows, extendiendo así su uso. A diferencia de muchos CFD más comerciales, el OpenFOAM puro está basado y se programa en código, teniendo solamente un interfaz gráfico “amigable” con el usuario en la etapa de posprocesado. Así, la estructura será de diferentes archivos de texto organizados por directorios.

Este software ofrece resolver una gran variedad de problemas, entre los que se encuentran flujos estacionarios y transitorios, turbulentos o laminares, con viscosidad Newtoniana o no Newtoniana, flujos reactivos, o flujos multifásicos, entre otros. El método de trabajo típico para OpenFOAM consiste en copiar un “tutorial típico” disponible en el software y adaptar el mallado, condiciones de contorno, etc. a nuestro problema particular. Establecer correctamente los parámetros de entrada es, así, un aspecto crítico para el correcto desarrollo de la simulación.

OpenFOAM, como la mayoría de softwares de libre distribución CFD, están bastante limitados en cuanto se refiere a las herramientas de mallado. OpenFOAM cuenta con dos herramientas de creación de mallas: blockMesh y SnappyMesh. blockMesh malla geometrías sencillas (como conductos circulares) pero es prácticamente inútil para las

complejas. SnappyHexMesh (una herramienta adicional) permite importar geometrías en STL, pero para llegar a una malla decente es necesario refinar mucho en un proceso largo y laborioso.

Para conseguir mallas de alta calidad y simularlas en OpenFOAM, es recomendable construirlos en ANSYS Fluent o en STAR-CCM+ y posteriormente importarlos con los conversores ccmToFoam o fluentMeshToFoam. Sin embargo, idealmente no debería dependerse en otros programas para importar una malla adecuada, sino que debería poder aportarla el propio OpenFOAM. Además, en ocasiones estas mallas importadas de otros programas presentan problemas de estabilidad en las simulaciones de OpenFOAM.

Una vez se ha terminado el mallado y se han establecido las condiciones de contorno, se procederá a introducir por pantalla el “resolvedores” o “solver” empleado. En la Tabla 2.01 se muestran los principales resolvedores del software, que son robustos. Con estos pasos, OpenFOAM resolverá el problema empleando los procesadores que se le haya indicado. Versiones más recientes de OpenFOAM permiten la visualización de los residuos en formato gráfico, aparte del código escrito.

Solver	transient	compressible	turbulence	heat-transfer	buoyancy	combustion	multiphase	particles	dynamic mesh	multi-region	fvOptions
boundaryFoam											
buoyantPimpleFoam	✓	✓	✓	✓	✓						✓
buoyantSimpleFoam		✓	✓	✓	✓						✓
chemFoam	✓			✓		✓					
chtMultiRegionFoam	✓	✓	✓	✓	✓					✓	✓
coldEngineFoam	✓	✓	✓	✓		✓			✓		✓
engineFoam	✓	✓	✓	✓		✓			✓		✓
fireFoam	✓	✓	✓	✓	✓	✓				✓	✓
icoFoam	✓										
interFoam	✓		✓				✓		✓		✓
laplacianFoam	✓										✓
pimpleFoam	✓		✓						✓		✓
pisoFoam	✓		✓								✓
potentialFoam											
reactingFoam	✓	✓	✓	✓		✓					✓
reactingParcelFoam	✓	✓	✓	✓	✓	✓		✓			✓
rhoCentralFoam	✓	✓	✓	✓							
rhoPimpleFoam	✓	✓	✓	✓					✓		✓
rhoSimpleFoam		✓	✓	✓							✓
scalarTransportFoam	✓										
simpleFoam			✓								✓
sprayFoam	✓	✓	✓	✓	✓	✓		✓			✓
XiFoam	✓	✓	✓	✓		✓					✓

Tabla 2.01: Tabla de “resolvedores” de OpenFOAM.

OpenFOAM lleva incorporado un paquete de posprocesado de distribución libre llamado Paraview, que es un interfaz gráfico que permite realizar todos los gráficos que puedan ser necesarios (contornos, vectores, trayectorias de partículas...). Este es uno de los pocos complementos del software que sí es “amigable” con el usuario, y no una pantalla con código. Existen otros paquetes de posprocesado disponibles para OpenFOAM, pero requieren licencia de pago, como FieldView.

La ventaja principal de OpenFOAM sería su licencia libre de uso y edición, brindando la posibilidad a muchos estudiantes y profesionales de aprender CFD a un coste nulo. Este programa es además bastante fiable y preciso, porque está siendo desarrollado y refinado hasta la fecha y desde hace 20 años por grupos de desarrolladores informáticos especializados en CFD. El usuario con experiencia y dominio en algunas áreas de computación podrá editar el software a su antojo, y contribuir a la mejora del mismo. Además, OpenFOAM ofrece una gran variedad de problemas a simular, y está extendido en empresas punteras de diversos sectores.

La principal desventaja de OpenFOAM sería una curva de aprendizaje bastante pronunciada, acrecentada por un interfaz gráfico nada “amigable” con el usuario. Se necesitan conocimientos avanzados sobre el programa para establecer correctamente los parámetros de simulación. Además, es preferente tener el sistema operativo Linux y recomendable conocer comandos sobre él. Otras desventajas son la limitación en cuanto a la creación de mallas de calidad y la necesidad de paquetes diferentes en cuanto al preprocesado, resolvidor, y posprocesado.

2.4.1.2 ENVOLTURAS DE OPENFOAM.

Como ya se ha comentado, una desventaja para los nuevos usuarios de OpenFOAM es la falta de un interfaz visual, gráfico y sencillo. Resulta intimidante resolver por pantalla un problema de CFD con código escrito. El usuario que emplee OpenFOAM por primera vez se verá sorprendido por la ausencia de gráficos y la presencia de directorios y archivos de texto.

Para responder a este inconveniente, surgen algunos programas de libre distribución que “envuelven” esos códigos y proporcionan un entorno mucho más amigable para el usuario. Unos ejemplos de estos programas son Visual – CFD (Figura 2.12), HELYX o SimScale. La clara ventaja es que se facilita su uso, extendiendo así el alcance que tiene. Sin embargo, añadir un interfaz visual supone separar al usuario del propio código, introduciendo los posibles errores o “bugs” que pueda tener el interfaz. Además, la adición de un interfaz no soluciona las principales limitaciones de OpenFOAM comentadas anteriormente, como la que se refiere al mallado.

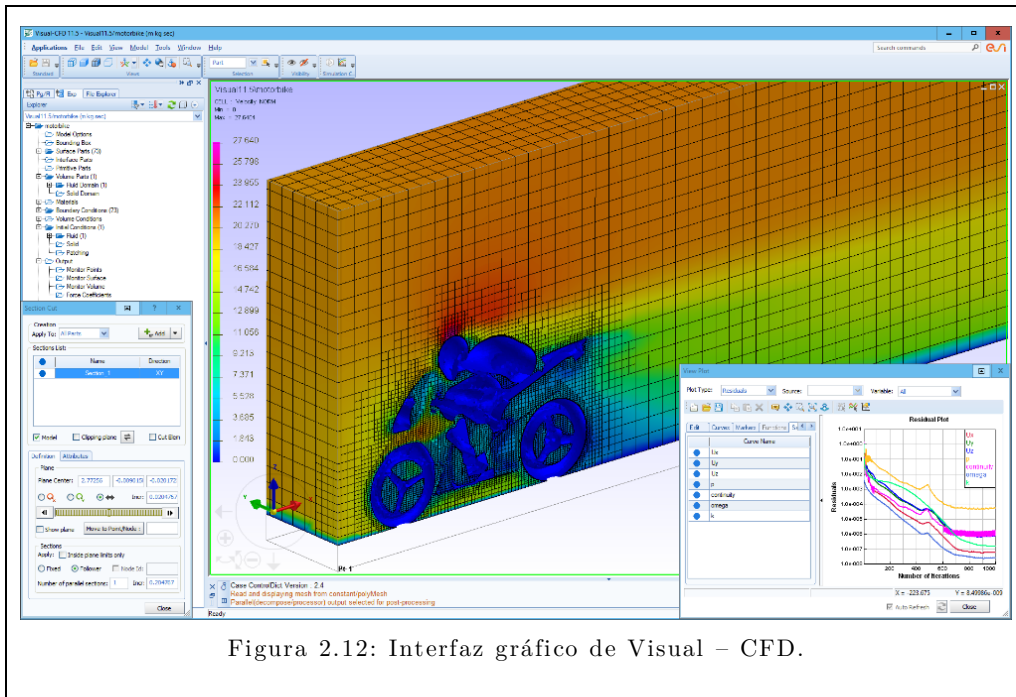


Figura 2.12: Interfaz gráfica de Visual – CFD.

2.4.2 COMPLEMENTOS A PROGRAMAS CAD.

Las siglas CAD significan “Diseño Asistido por Ordenador”, por lo que este tipo de programas permiten la creación, modificación y optimización de diseños con la computadora. En numerosas ocasiones, no basta con crear un diseño: se debe comprobar que soporta algunos estados físicos, o cumple con algunas condiciones mecánicas, eléctricas o estructurales, entre otras. La inclusión de herramientas más avanzadas (como CFD, o análisis dinámicos o estructurales) en un software CAD lo convierte en un CAE, que significa “Ingeniería Asistida por Ordenador”. Los CAE ofrecen una visión mucho más amplia, detallada y completa sobre la idoneidad de un diseño particular. De esta manera, existen extensiones CFD particulares de programas CAD, que los complementan y completan. El objetivo final de estos complementos es el de conseguir que un análisis CFD esté disponible para los diseñadores en el propio interfaz del respectivo programa CAD.

Estos programas no suponen un avance real en el campo del CFD, y en numerosas ocasiones están sobrevalorados (debido a su sencillez de uso). Al fin y al cabo, estas extensiones a programas CAD no resuelven o son mejores en los grandes desafíos del CFD, como puede ser la simplificación de la geometría, los controles de calidad del CFD, o la realización de mallas de mayor precisión y calidad. Sin embargo, la realidad es que estas extensiones son muy populares entre usuarios y estudiantes. En este apartado, se describen los complementos que ofrecen SolidWorks e Inventor (Figuras 2.13 y 2.14).

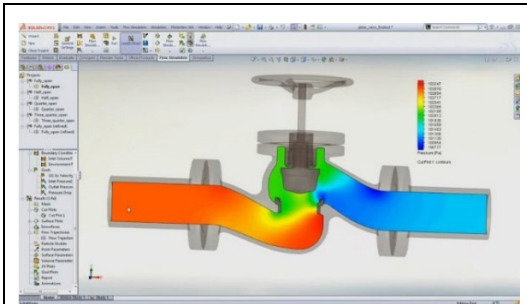


Figura 2.13: CFD de SolidWorks.

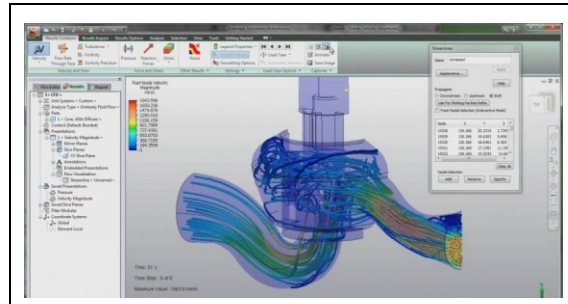


Figura 2.14: CFD de Inventor.

2.4.2.1 SOLIDWORKS.

El software SolidWorks, de la empresa francesa Dassault Systèmes, contiene una extensión CFD integrada en el CAD, de tal forma que cuando se activa solamente aparecen desplegables y menús nuevos sobre el interfaz del CAD (no se abre ninguna aplicación separada). Los volúmenes de fluido y las condiciones de contorno se extraen de la propia geometría CAD tridimensional existente en pantalla. Cuando se activa el CFD, en los desplegables se puede configurar la simulación, en cuanto se refiere a la compresibilidad del fluido, si el flujo es externo o interno, y las configuraciones propias de condiciones de contorno, mallado y simulación.

La variedad de simulaciones que SolidWorks Flow puede realizar ha crecido en los últimos años, posibilitando la modelización de los flujos con más de un componente, estacionarios o transitorios, el seguimiento de trayectorias Lagrangianas de partículas es una fase dispersa, radiación, medios porosos y transmisión de calor conjugados. No obstante, Flow no permite simular los flujos multifásicos Eulerianos, flujos reactivos, inyecciones, interacciones dinámicas de un fluido con un sólido, o la física del cambio de fase, entre otros.

Las opciones de mallado configurables permiten crear unas mallas de calidad media a baja. Como el objetivo principal es simplificar la herramienta CFD, se limita en gran medida las posibles entradas o restricciones que el usuario puede introducir para detallar la malla. Solamente se permite el mallado hexaédrico, y la densidad se controla con una barra deslizante. Existen dos métodos básicos de mejora de mallado: el refinamiento personalizado de algunas superficies y el refinamiento dinámico durante la simulación.

Flow emplea un resolutor basado en elementos finitos de volumen, que resulta un poco ineficiente. De acuerdo con un estudio del Journal of Energy Technology [2.07] realizado sobre el análisis de un cuerpo Ahmed, Flow tardaba unas 50 veces más que ANSYS Fluent (que discutiremos más adelante), y ofrecía resultados menos precisos. Una

funcionalidad que sí conviene mencionar es la capacidad de realizar simulaciones paramétricas, con las que se definen unos rangos de variación en las variables de entrada y unos objetivos o “targets” para hallar la situación óptima.

Si bien el posprocesado de Flow no permite calcular o mostrar toda la información que un programa CFD mostraría, sí se nutre de las potentes capacidades gráficas que tiene SolidWorks, ofreciendo así unos gráficos tridimensionales muy visuales.

2.4.2.2 INVENTOR.

Autodesk CFD tiene su origen en el programa CFdesign, que fue renombrado tras la compra de Blue Ridge Numerics por Autodesk. Si bien el CFD propio de Autodesk es una aplicación aparte (frente a SolidWorks Flow, que está totalmente integrado), se puede considerar dentro de este grupo por la gran conectividad que existe entre las aplicaciones de Autodesk (como Inventor o Fusion 360) con el CFD.

Este programa se puede lanzar desde el propio Inventor o aparte. El método de trabajo es muy similar con respecto a SolidWorks Flow. En menús y desplegables se especifican las condiciones de contorno y las propiedades de los materiales. En cuanto a las opciones de simulación, Autodesk ha expandido sus funcionalidades desde la adquisición de Blue Ridge Numerics. Autodesk CFD permite el modelizado de fluidos con más de un componente, estacionarios o transitorios, y además contiene unas herramientas de preprocesado y posprocesado adecuadas. Las capacidades del paquete más completo de Autodesk, el “CFD Ultimate”, posee funcionalidades prácticamente idénticas con SolidWorks.

En cuanto al mallado, los elementos superficiales son triangulares, y los elementos de volumen son tetraédricos. La densidad de la malla vuelve a controlarse con una barra deslizable, y existen opciones básicas de refinamiento de regiones. El “resolvedor” de Autodesk CFD es del tipo elemento finito, y es ligeramente más lento que el de SolidWorks Flow. De igual forma, aunque los paquetes de posprocesado estén muy limitados, tienen como ventaja una potente base visual heredada de Inventor y Fusion360.

2.4.3 SOFTWARES ESPECIALISTAS ESPECÍFICOS.

Dentro de los softwares especialistas en simulaciones CFD, se pueden distinguir entre los generales y los específicos. Los softwares generales brindan un amplio abanico de opciones en cuanto a simulaciones, mientras que los específicos se centran solamente en unos problemas determinados. Esto se debe a la gran amplitud del campo de la mecánica de fluidos, que abarca desde los flujos en conductos hasta las inyecciones, pasando por la aerodinámica y la transmisión del calor.

Los softwares especialistas específicos ofrecen soluciones muy detalladas a un tipo de problema muy concreto y limitado. En el ámbito comercial, cada uno diferente satisface un nicho de mercado muy particular. En el campo de la aeronáutica, destaca especialmente el simulador PowerFLOW (Figura 2.15). Este software está desarrollado por la compañía EXA, que fue adquirida en 2017 por Dassault Systèmes. PowerFLOW ofrece simulaciones térmicas, aerodinámicas y aeroacústicas de gran fiabilidad, y emplea un resolutor basado en el método “Lattice-Boltzmann”.

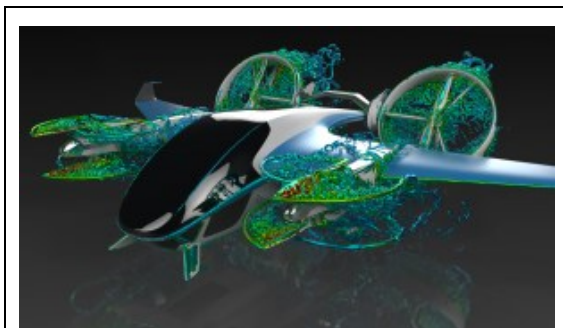


Figura 2.15: Simulador PowerFLOW.

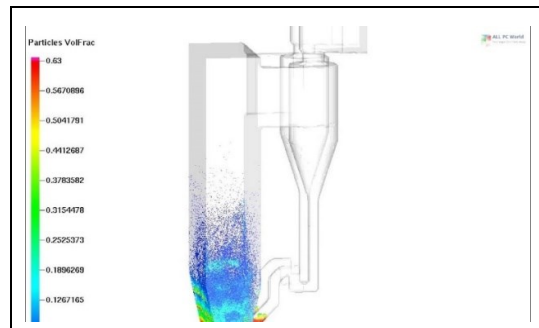


Figura 2.16: Simulador CFPD.

Otros programas relevantes en sus ámbitos respectivos son:

- Flotherm y 6SigmaET: empleado en la industria electrónica para la simulación de transmisión de calor, flujos de aire y temperatura en componentes, centros de datos y placas, como en la Figura 2.17.
- FINE/Marine: destinado a ingenieros navales y utilizado para simulaciones marinas u oceánicas (Figura 2.18). Contiene un resolutor de flujo incompresible y de 6 grados de libertad (6 DOF). Tiene un plug-in en Rhinoceros y además es el CFD empleado por los diseñadores de barcos de Damen y del Equipo Emirates de Nueva Zelanda.
- CFPD: programa pionero en la simulación de reactores fluidizados, especialmente preciso en el modelizado del flujo de partículas (Figura 2.16). Este software es empleado en la industria química, minera, energética y petroquímica. Entre otros, lo emplean las empresas DuPont, Shell y Encana.

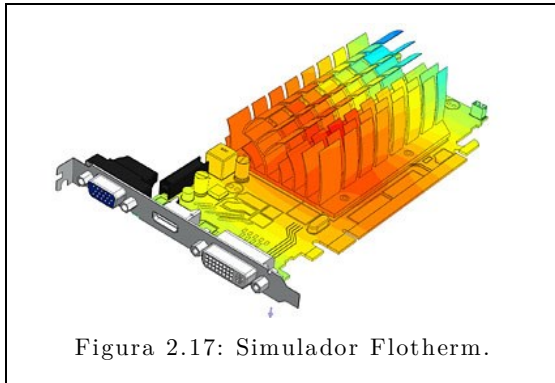


Figura 2.17: Simulador Flotherm.



Figura 2.18: Simulador FINE/Marine.

2.4.4 SOFTWARES ESPECIALISTAS GENERALES.

Los programas CFD más reconocidos son los softwares especialistas generales, porque mezclan una fiabilidad y nivel de detalle elevados con una muy amplia variedad de simulaciones que se pueden realizar. El interfaz es amigable con el usuario, y estos programas vienen equipados con aplicaciones de preprocesamiento y posprocesamiento refinados. Los dos softwares más prestigiosos en este campo son ANSYS Fluent y Star – CCM+, que son los que se analizarán a continuación.

2.4.4.1 STAR – CCM+.

Este software es el sucesor de STAR – CD (Figuras 2.19 y 2.20), que fue desarrollado en un inicio por investigadores en el Imperial College de Londres, en torno a los 80s. Los investigadores fundaron la empresa CD – Adapco, que acabaría siendo comprada por Siemens en 2016. En la actualidad, STAR – CCM+ es líder en simulaciones en la industria de la automoción, resolviendo problemas en el continuo sólido y fluido desde un solo interfaz.

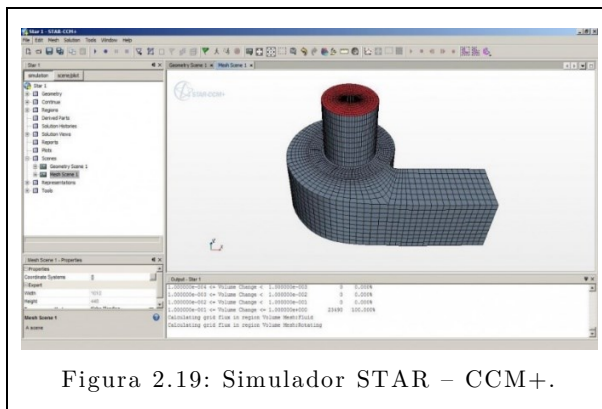


Figura 2.19: Simulador STAR – CCM+.

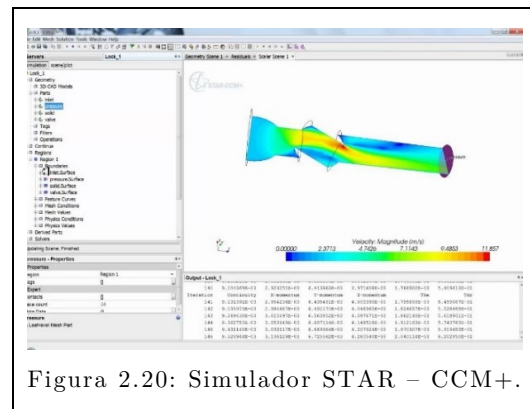


Figura 2.20: Simulador STAR – CCM+.

Precisamente, este programa ofrece un interfaz visual y moderno, disponible para Linux y Windows sin diferencia alguna. El usuario puede acceder a todas las funcionalidades de preprocesado, procesado y posprocesado desde un solo interfaz. Las herramientas están organizadas de tal forma que se guía al usuario en todas las etapas del método de trabajo: creación o importación del CAD, mallado, configuración, simulación y proceso de resultados.

La creación del CAD puede ocurrir desde el propio programa, o mediante la importación de ficheros de SolidWorks, CATIA, Rhino, Inventor o Pro/ENGINEER, entre otros. A diferencia de otros CFD, todas las operaciones futuras (como establecer condiciones de contorno o crear mallados) se realizan con la referencia del 3D CAD original, y no sobre una región volumétrica abstracta creada por el camino.

STAR – CCM+ contiene una gran variedad de modelos físicos y métodos, para la simulación mono y multifásica de flujo, transferencia de calor, turbulencia, análisis tensional, interacción dinámica de un cuerpo y un fluido y aeroacústica, entre otros. El modelizado físico incluyen flujos laminares y turbulentos, estacionarios o transitorios, Newtonianos o no Newtonianos, gases reales o ideales, conducción, convección y radiación. En adición, el software contiene una base de datos de materiales sólidos, líquidos, gases y especies electroquímicas, así como un rango amplio de opciones de modelizado de turbulencia como el modelo RANS, esfuerzos de Reynolds, simulación LES y múltiples modelos de transición de flujo laminar a turbulento. STAR – CCM+ también lidera la industria de modelizado de física multifásica, incluyendo un modelo de flujos Eulerianos multifásicos, distribuciones de burbuja, modelos de trayectorias basados en los volúmenes de fluido (VOF) y modelos Lagrangianos de fases. Este software también simula con rigor reacciones químicas y de combustión.

El programa consigue que el proceso de importar y mallar sea sencillo y se consiga una malla de calidad. El software reconoce automáticamente las diferentes regiones o “partes” creados en los asistentes de CAD, y permite mallarlos de forma diferente. STAR – CCM+ permite también reparar geometrías, y destaca especialmente en su proceso de generación de la malla. Los principales elementos de mallado son el tetraédrico, poliédrico y hexaédrico. Los elementos tetraédricos son generalmente más rápidos de procesar y permiten mallar formas más complejas, aunque tienen menor precisión en los resultados. Los poliédricos son una solución equilibrada entre el mallado de formas complejas y la obtención de un menor error. Finalmente, los hexaédricos proporcionan el mallado de mayor calidad. Además, se puede controlar los tamaños máximos y mínimos de los elementos, su tasa de crecimiento, y el grosor y números de capas prismáticas, entre otros.

Este software emplea dos resolvedores basados en volúmenes finitos: uno separado y otro acoplado. Aparte, STAR – CCM+ contiene otro resolvedor basado en elementos

finitos (para el análisis tensional). En adición, este software ofrece una amplia bibliografía propia de casos validados, así como su documentación y errores de precisión en simulación pertinentes.

Los sistemas de posprocesado de STAR – CCM+ destacan por ser especialmente intuitivos y potentes. Existe una realimentación interactiva que permite controlar la simulación de forma dinámica, y ver como el campo de flujo varía según las iteraciones. Sin embargo, lo que más diferencia a las herramientas de posprocesado del software con otros del mercado son funcionalidades específicas. Una de ellas, por ejemplo, permite añadir transparencia a un flujo, consiguiendo visualizar “lo que ocurre dentro de él”. Otra de ellas es la herramienta VR, de realidad virtual. Asimismo, STAR – CCM+ también ofrece muchas opciones en cuanto a la realización de informes, o “Reports”.

En conclusión, las principales ventajas del STAR – CCM+ vienen a ser su sencillez de uso, acompañado de unos modelos numéricos validados eficientes, así como su fortaleza de procesamiento de mallas y funcionalidades de posprocesado.

2.4.4.2 ANSYS FLUENT.

El principal rival de STAR – CCM+ en el mercado es ANSYS Fluent. Este software es una de las líderes mundialmente reconocidas, con una reputación reconocida y respetada. Fluent surgió también sobre los 80s, cuando la empresa estadounidense Create colaboró con un equipo investigador de la Universidad de Sheffield, para crear un producto CFD. En 1988, Fluent Inc. fue creado, y posteriormente fue adquirido por ANSYS en 2006.

Actualmente, Fluent es una parte dentro de ANSYS, que tiene más programas de simulación en campos tan variados como el electromagnético, mecánico, análisis estructural y vibratorio, entre otros. Fluent se puede adquirir aparte, o con el resto de programas (formando parte de un interfaz de proyectos llamado “Workbench”). Un proyecto típico completo de Fluent incluye SpaceClaim/Design Modeler (un software tipo CAD para la definición del sólido 3D), Mesh (para crear el mallado), el propio resolutor Fluent o CFX, y la herramienta de posprocesado CFD – Post.

La herramienta CAD proporcionada por Fluent, SpaceClaim, puede resultar apropiada para efectuar los diseños tridimensionales y tiene funcionalidades completas. Sin embargo, e igual que con STAR – CCM+, siempre será más sencillo realizar geometrías más complejas empleando programas CAD específicos, como SolidWorks o Inventor. Uno de los principales motivos es que, a diferencia de estos dos últimos, SpaceClaim no es tan intuitivo ni trabaja de forma paramétrica o con restricciones.

Al igual que STAR – CCM+, Fluent destaca en la fase de creación de la malla. El proceso está completamente guiado, y los elementos disponibles son tetraédricos, poliédricos, hexaédricos y poli – hexaédricos. La herramienta ofrece también muchas opciones de refinamiento de la malla, como los “inflation” o los “sizing”.

Fluent proporciona muchas opciones de simulación y propiedades de los materiales, incluyendo flujos laminares y turbulentos, RANS (los populares $k-\Omega$ SST y $k-\epsilon$), transitorios y estacionarios, análisis mono y multifásicos y reacciones químicas, entre otros (Figuras 2.21 y 2.22). Un detalle importante es que cualquier fenómeno no contenido en Fluent puede ser editado y modelizado empleando las UDF, o funciones definidas por el usuario. Estas funciones requieren escribir el código en C. En cuanto a las herramientas más nuevas de Fluent, cabe destacar el modelo de turbulencia GEKO y el modelo de transición de volumen de fluido a fase discreta (VOF-to-DPM). Mediante los monitores, se puede reportar también los valores de una variable en cada iteración (según va transcurriendo la simulación). Igual que STAR – CCM+, ANSYS ofrece una colección de casos estudiados y documentados, para darle al usuario la confianza de que los problemas físicos se pueden modelizar y resolver con niveles tolerables de precisión.

Las utilidades de posprocesado de ambos programas también son muy similares. CFD – Post posee un interfaz visual y sencillo, desde donde se pueden obtener gráficas de vectores, contornos y trayectorias de partículas, entre otros. Asimismo, se permite la exportación de gráficos y de informes a los formatos deseados (Archivo de Texto o fichero Excel, por ejemplo).

En resumen, Fluent tiene una reputación sólida, en cuanto se refiere al cálculo de resultados precisos y validados. Está consolidado como uno de los CFD más relevantes del mercado, y contiene un amplio catálogo de problemas que se pueden modelizar. Este será el software empleado en este TFG, por lo que los aspectos más concretos irán apareciendo poco a poco.

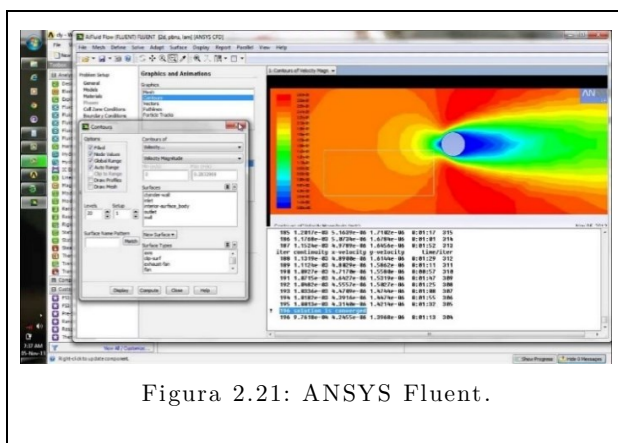


Figura 2.21: ANSYS Fluent.

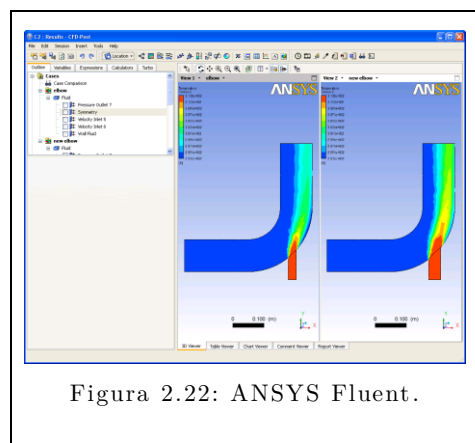


Figura 2.22: ANSYS Fluent.

2.4.4.3 OTROS SOFTWARES.

Aunque Fluent y STAR – CCM+ son los programas más extendidos en el campo CFD, también hay que mencionar otros cuyo uso está en crecimiento, por las herramientas y funcionalidades añadidas.

CONVERGE, por ejemplo, tiene un alto nivel de sofisticación en cuanto se refiere a la combustión y sus flujos turbulentos. Este software destaca también en los procesos de creación de mallas, entre los que se encuentra un algoritmo automático que refina la malla durante la propia simulación. CONVERGE (Figura 2.23) tiene fama en los campos de simulaciones dinámicas (como bombas y turbinas), inyecciones de combustible, compresores y modelizaciones de gas y petróleo. Este programa particular resulta muy útil en el campo de la industria automovilística y de los motores de combustión interna, con uso en empresas como Caterpillar o Honeywell.

Otro programa interesante sería COMSOL Multiphysics, representado en la Figura 2.24. La empresa COMSOL fue establecida en 1986, con sede en Estocolmo. Sus fundadores estuvieron relacionados con la distribución europea de MATLAB, y desarrollaron un programa llamado FEMLAB, que contaba con más capacidades de resolución de ecuaciones diferenciales parciales. Tras la separación de COMSOL y MATLAB en 2004, FEMLAB pasó a llamarse COMSOL Multiphysics, conservado un interfaz gráfico similar al de MATLAB. Este programa, al igual que CONVERGE y ANSYS Workbench, ofrece simuladores en ámbitos más allá del CFD.

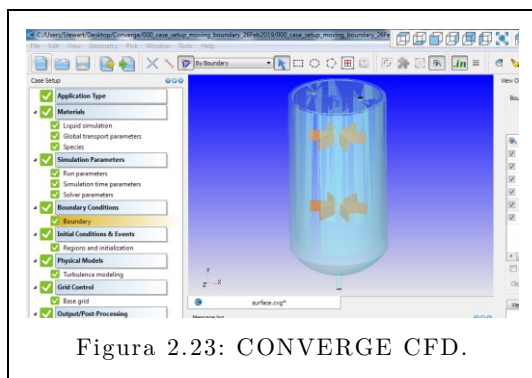


Figura 2.23: CONVERGE CFD.

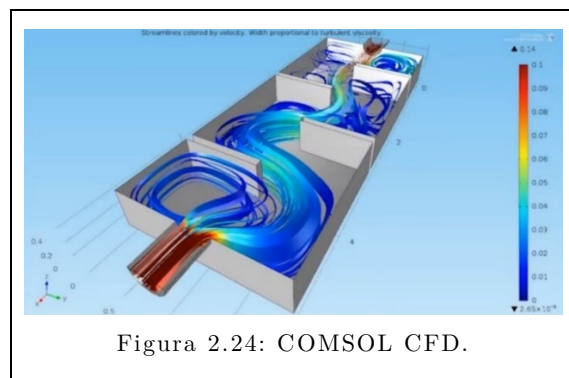


Figura 2.24: COMSOL CFD.

2.4.5 ELECCIÓN DE SOFTWARE.

Tras realizar un análisis exhaustivo de los paquetes CFD disponibles, se decide escoger ANSYS Fluent.

En primer lugar, la Universidad Miguel Hernández de Elche posee licencia de Fluent, por lo que no es necesario acudir a ningún otro paquete comercial. En adición, Fluent proporciona muchas funcionalidades específicas. En este TFG en particular, se

realizan simulaciones básicas de la Mecánica de Fluidos que cualquier software puede calcular, como el flujo en conductos. Sin embargo, se explora también una funcionalidad muy específica que no todos los CFD pueden modelizar adecuadamente: las fases discretas y las inyecciones. Fluent resulta muy adecuado por la gran precisión y variedad de simulaciones que pueden efectuarse.

En último lugar, Fluent resulta sencillo e intuitivo de utilizar, por el interfaz de usuario que posee. Al realizar este TFG, escogiese la herramienta CFD que escogiese, la tenía que aprender desde 0. De esta manera, la curva de aprendizaje de Fluent es mucho menos pronunciada que la de otros programas (como OpenFOAM, en el que para configurar simulaciones se debe controlar C++ y programación orientada a objetos).

Estos motivos justifican que Fluent fuera la opción ideal para realizar este TFG.

2.5 ECUACIONES Y MODELOS EMPLEADOS.

Para las simulaciones, se deben explicar las ecuaciones gobernantes de los modelos físicos empleados, así como sus ecuaciones fundamentales [2.08].

En primer lugar, se explicarán unos detalles previos de configuración en Fluent. De los modelos disponibles para el régimen del flujo, se ha decidido emplear el *Standard k - ε*, el *Laminar* y el *k - ω SST*. En adición, para la presencia de especies en las fases, se ha empleado también el *Species Transport*. Para la modelización de inyecciones, se ha empleado el modelo de *Discrete Phase*. Los intercambios de energía se modelizarán mediante el modelo *Energy*. También se incluirán en este apartado algunos detalles adicionales, como por ejemplo la justificación de la malla con el parámetro GCI.

2.5.1 GENERALIDADES.

En este apartado, se comentarán las ecuaciones de conservación básicas en Fluent y las condiciones de contorno periódicas.

2.5.1.1 ECUACIONES DE CONSERVACIÓN.

Independientemente del tipo de flujo, Fluent siempre resuelve las ecuaciones de conservación de la masa y de la cantidad de movimiento. Para flujos compresibles o que sufren un intercambio de calor, se añade una ecuación adicional de energía. Similarmente, los flujos reactivos o mixtos contienen una ecuación de conservación referida a la especie. De las formas de la ecuación de conservación de la masa, la expresión izquierda corresponde al caso general y la derecha se refiere a una simetría 2D axisimétrica:

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = S_m$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho v_x) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho v_r) + \frac{\rho v_r}{r} = S_m$$

Donde:

- S_m es la masa añadida a la fase continua desde una segunda fase dispersa y cualquier otra fuente definida por el usuario.
- x es la coordenada axial.
- r es la coordenada radial.
- v_x y v_r son las velocidad axial y radial, respectivamente.

Estas expresiones son válidas para flujos compresibles e incompresibles. La ecuación de conservación del momento desde un sistema de referencia inercial (sin aceleración) se puede describir como:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \vec{v}) + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \vec{v}) = -\nabla p + \nabla \cdot (\bar{\tau}) + \rho \vec{g} + \vec{F} \quad \bar{\tau} = \mu \left[(\nabla \vec{v} + \nabla \vec{v}^T) - \frac{2}{3} \nabla \cdot \vec{v} \mathbf{I} \right]$$

Donde:

- p es la presión estática.
- $\bar{\tau}$ es el tensor de esfuerzo.
- $\rho \vec{g}$ es la fuerza gravitatoria sobre el cuerpo.
- $\vec{F}$ son las fuerzas externas aplicadas al cuerpo, que puede contener también otras fuentes dependientes del modelo empleado (como los medios porosos o funciones definidas por el usuario).
- μ es la viscosidad molecular.
- $\mathbf{I}$ es el tensor unitario.
- $\frac{2}{3} \nabla \cdot \vec{v} \mathbf{I}$ corresponde con el efecto de la dilatación volumétrica.

Para los casos 2D axisimétricos, la ecuación de conservación del momento se divide en las contribuciones radiales y axiales. Así, Fluent emplea para estos casos las expresiones siguientes (donde v_z es la velocidad tangencial o de remolino):

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho v_x) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x}(r \rho v_x v_x) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v_r v_x) = & -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x} \left[r \mu \left(2 \frac{\partial v_x}{\partial x} - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \vec{v}) \right) \right] \\ & + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \mu \left(\frac{\partial v_x}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial x} \right) \right] + F_x \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho v_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x}(r \rho v_x v_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v_r v_r) = & -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x} \left[r \mu \left(\frac{\partial v_r}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial r} \right) \right] \\ & + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \mu \left(2 \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \vec{v}) \right) \right] - 2 \mu \frac{v_r}{r^2} \\ & + \frac{2}{3} \frac{\mu}{r} (\nabla \cdot \vec{v}) + \rho \frac{v_z^2}{r} + F_r \end{aligned}$$

$$\nabla \cdot \vec{v} = \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_r}{r}$$

2.5.1.2 CONDICIONES DE CONTORNO PERIÓDICAS.

Los flujos periódicos se configuran así cuando se espere, en una geometría, que haya patrones repetidos en la solución térmica o del propio flujo, como en la Figura 2.26.

Fluent permitirá configurar dos tipos de periodicidades: una en la que no habrá caída de presión entre los planos periódicos, y otra en la que la caída de presión ocurre de forma traslacional entre los contornos periódicos (resultando en un flujo completamente desarrollado). Este segundo tipo de periodicidad es útil de cara a simular intercambiadores de calor (Figura 2.25) o tuberías.

El flujo en las simulaciones periódicas debe ser obligatoriamente incompresible. La geometría tiene que ser también periódica en la dirección traslacional. No se permite la adición de flujos másicos por otras entradas o salidas que no sean los contornos periódicos. Los flujos reactivos tampoco se pueden simular con condiciones periódicas, así como los flujos multifásicos o con fases discretas.

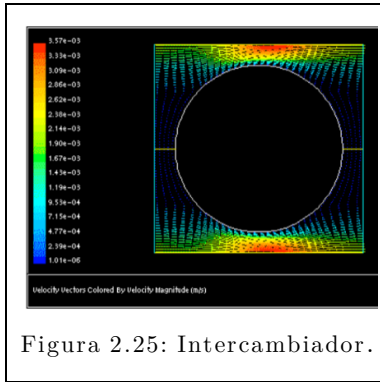


Figura 2.25: Intercambiador.

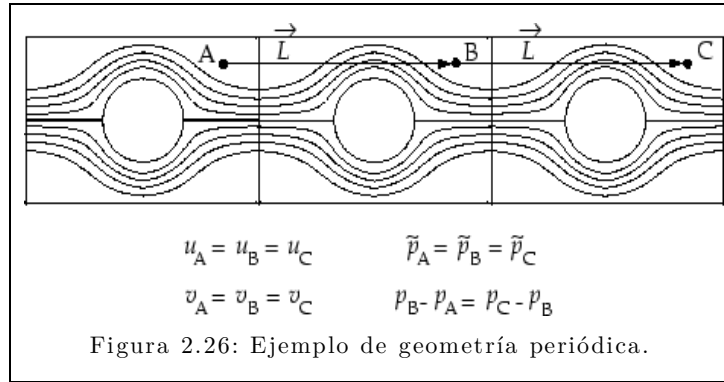


Figura 2.26: Ejemplo de geometría periódica.

La asunción de periodicidad implica que las componentes de la velocidad se repiten en el espacio, donde $\vec{r}$ es el vector posición y $\vec{L}$ es el vector longitud periódica del dominio considerado:

$$\begin{aligned} u(\vec{r}) &= u(\vec{r} + \vec{L}) = u(\vec{r} + 2\vec{L}) = \dots & v(\vec{r}) &= v(\vec{r} + \vec{L}) = v(\vec{r} + 2\vec{L}) = \dots \\ w(\vec{r}) &= w(\vec{r} + \vec{L}) = w(\vec{r} + 2\vec{L}) = \dots \end{aligned}$$

Cuando se incluye la viscosidad, la pérdida de presión entre los contornos será periódica. Empleando el resolutor basado en la densidad, Δp es una constante. Para el resolutor basado en presión, el gradiente de presión local puede descomponerse en dos partes.

$$\Delta p = p(\vec{r}) - p(\vec{r} + \vec{L}) = p(\vec{r} + \vec{L}) - p(\vec{r} + 2\vec{L}) = \dots \quad \nabla p(\vec{r}) = \beta \frac{\vec{L}}{|\vec{L}|} + \nabla \tilde{p}(\vec{r})$$

Donde:

- $\nabla \tilde{p}(\vec{r})$ es la componente periódica del gradiente de presión.
- $\beta \frac{\vec{L}}{|\vec{L}|}$ es la componente linealmente variable del gradiente de presión.
- $\tilde{p}(\vec{r})$ es la presión periódica.
- $\beta|\vec{r}|$ es la componente linealmente variable de la presión.

El coeficiente β no es conocido a priori, y debe ser iterado hasta que el flujo másico definido por el usuario sea alcanzado en el modelo numérico. La corrección de β ocurre en el escalón (*step*) definido por el algoritmo de resolución empleado (SIMPLE, SIMPLEC o PISO). En estos escalones, el valor de β se actualiza en base a la diferencia entre el valor deseado de flujo másico y el actual.

2.5.2 MODELO DE RÉGIMEN DE FLUJO.

En cualquier software CFD, la opción del régimen del flujo (que el programa llama como “viscosidad”) aparece como la primera opción configurable básica. En el caso de Fluent, el desplegable contiene modelos muy variados y coeficientes que se pueden aplicar a cada uno de ellos. Para este trabajo, se explicarán los tres mencionados anteriormente.

2.5.2.1 STANDARD $k - \epsilon$.

El modelo $k - \epsilon$ es uno de los más empleados en el campo CFD, porque está dentro del grupo de los “modelos completos” que simulan los fenómenos turbulentos en base a un sistema de dos ecuaciones. La solución de estas dos ecuaciones de transporte diferentes permitirá que se obtenga la velocidad turbulenta y las escalas de longitud de forma independiente.

Desde su formulación (por parte de Launder y Spalding), este modelo se ha empleado en multitud de problemas de flujos industriales y transmisión de calor (Figura 2.28). El modelo está caracterizado por su robustez, economía de cálculo y relativamente buena precisión en el cómputo de flujos turbulentos. También se han creado variantes que lo mejoran, como puede ser el *RNG $k - \epsilon$* o el *Realizable $k - \epsilon$* . En este trabajo, se empleará el *Standard*.

Este modelo permite, entre otros, configurar cómo se resuelve la pared (Figura 2.27). Con un tratamiento *Standard Wall Function*, no se resolverá la subcapa laminar. El *Non - Equilibrium Wall Function* es recomendable para Reynolds elevados y flujos complejos, en los que puede haber separación y gradientes de presión muy cambiantes. El *Enhanced Wall Treatment* resuelve la subcapa laminar, si la malla es lo

suficientemente precisa. Finalmente, el *LES Near – Wall Treatment* emplea el enfoque de Werner y Wagner, que propusieron la integración de la distribución exponencial de la velocidad en zonas cercanas a la pared.

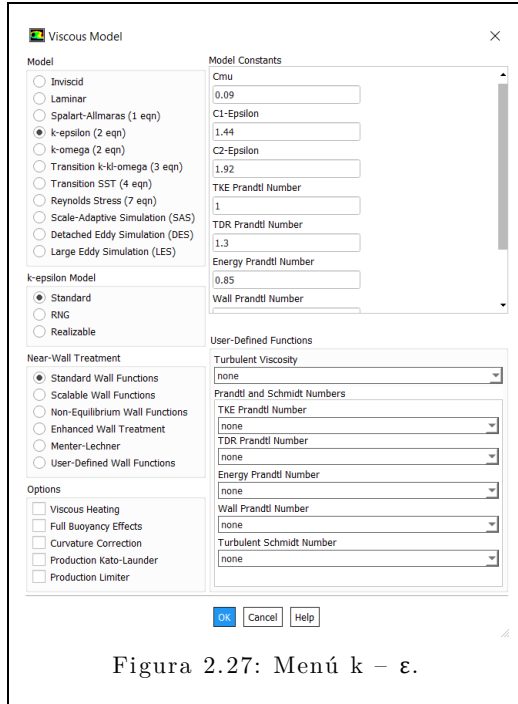


Figura 2.27: Menú $k - \epsilon$.

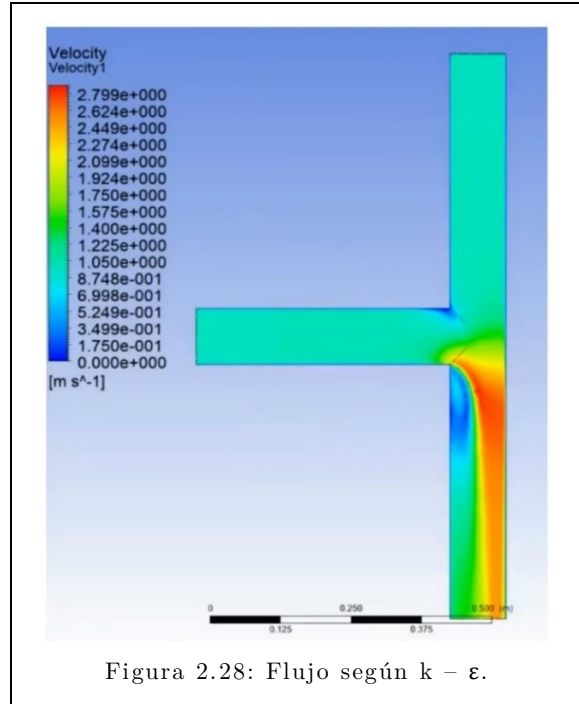


Figura 2.28: Flujo según $k - \epsilon$.

Fluent también permite configurar unas cuantas opciones adicionales. *Viscous Heating* incluirá en el cálculo los términos de disipación viscosa, que es adecuado en flujos compresibles. Con *Full Buoyancy Effects* activado, la flotación afectará a ϵ (solamente aplicable si existe gravedad). La *Curvature Correction* suprime o potencia los fenómenos turbulentos dependiendo en la curvatura del flujo. Por otro lado, *Production Kato – Launder* corrige la tendencia a sobreestimar (en las ecuaciones de transporte) el término de generación de energía cinética turbulenta en regiones con altos esfuerzos normales (como las regiones que sufren fuertes aceleraciones o deceleraciones). El *Production Limiter* acotará y limitará algunos gradientes, para prevenir oscilaciones alrededor de discontinuidades o zonas con cambios del campo fluido. En adición, se puede introducir como función definida por el usuario (UDF) lo que se requiera.

El modelo $k - \epsilon$ es semiempírico, y está basado en las ecuaciones de transporte para la energía cinética turbulenta (k) y su tasa de disipación (ϵ). La ecuación de transporte para k está derivada de la ecuación exacta, mientras que la ecuación de transporte para ϵ se obtiene mediante el razonamiento físico (por lo que no es semejante a su versión matemáticamente exacta). El modelo *Standard $k - \epsilon$* asume que el flujo es completamente turbulento, y los efectos de viscosidad molecular son despreciables. La energía cinética turbulenta y la tasa de disipación se calculan de acuerdo con las siguientes ecuaciones de transporte:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \cdot k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \cdot k \cdot u_i) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \cdot \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \cdot \varepsilon - Y_M + S_k \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho \cdot \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \cdot \varepsilon \cdot u_i) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \cdot \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \cdot \frac{\varepsilon}{k} \cdot (G_k + C_{3\varepsilon} \cdot G_b) - C_{2\varepsilon} \cdot \rho \cdot \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon \end{aligned}$$

Donde:

- G_k representa la generación de energía cinética turbulenta debida a los gradientes de velocidad media.
- G_b es la generación de energía cinética turbulenta debida a la flotación.
- Y_M representa la contribución de la dilatación fluctuante de la turbulencia compresible a la tasa total de disipación.
- $C_{1\varepsilon}$, $C_{2\varepsilon}$ y $C_{3\varepsilon}$ son tres constantes.
- σ_k y σ_ε son los números turbulentos de Prandtl para k y ε , respectivamente.
- S_k y S_ε son dos términos fuente definidos por el usuario.

La viscosidad turbulenta μ_t se calcula mediante la combinación de k y ε según la siguiente ecuación, donde C_μ es una constante:

$$\mu_t = \rho \cdot C_\mu \cdot \frac{k^2}{\varepsilon}$$

Las constantes mencionadas anteriormente tienen unos valores de $C_{1\varepsilon} = 1,44$, $C_{2\varepsilon} = 1,92$, $C_\mu = 0,09$, $\sigma_k = 1$ y $\sigma_\varepsilon = 1,3$. Estos valores que muestra Fluent por defecto han sido determinados mediante experimentos con flujos cortantes turbulentos de aire y agua, incluyendo flujos cortantes homogéneos y el desvanecimiento isotrópico de la turbulencia. Si bien el usuario puede modificarlos, se ha demostrado que funcionan relativamente bien en una gran variedad de problemas diferentes.

El término G_k se modeliza de igual forma en todos los submodelos dentro de $k - \varepsilon$. Se puede obtener de la ecuación exacta del transporte de k , o de la hipótesis de Boussinesq (donde S es la magnitud de la tasa de esfuerzo):

$$G_{k \text{ exacto}} = -\rho \cdot \overline{u_i' \cdot u_j'} \cdot \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \quad G_{k \text{ Boussinesq}} = \mu_t \cdot S^2 \quad S \equiv \sqrt{2 \cdot S_{ij} \cdot S_{ij}}$$

Para valores elevados de Reynolds, en Boussinesq se empleará un μ_{eff} , en vez de μ_t . La resolución de la pared del modelo *Standard k - ε* está basado en los trabajos de Launder y Spalding. Fluent computará la ley de la pared de acuerdo con las siguientes expresiones. La ley logarítmica es válida en el intervalo $30 < y^* < 300$, aunque ANSYS la empleará para $y^* > 11,225$.

$$U^* = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^*) \quad U^* \equiv \frac{U_p C_\mu^{1/4} k_p^{1/2}}{\tau_w / \rho} \quad y^* \equiv \frac{\rho C_\mu^{1/4} k_p^{1/2} y_p}{\mu}$$

Donde:

- U^* es la velocidad adimensional.
- y^* es la distancia adimensional respecto a la pared.
- κ es la constante de von Kármán, de valor $\kappa = 0,4187$
- E es una constante empírica, de valor $E = 9,793$
- U_p es la velocidad media del fluido en el nodo cercano a la pared P .
- k_p es la energía cinética turbulenta en el nodo cercano a la pared P .
- y_p es la distancia del punto P a la pared.
- μ es la viscosidad dinámica del fluido.

Cuando la malla es tal que $y^* < 11,225$ en las celdillas adyacentes a la pared, se aplica la relación de esfuerzo laminar definida como:

$$U^* = y^*$$

La analogía de Reynolds entre el momento y la energía proporciona una ley logarítmica similar, para la temperatura media. Así, la ley de la pared de la temperatura comprenderá dos leyes diferentes: una ley lineal para la subcapa térmica viscosa (donde la conducción es importante), y una ley logarítmica para la región turbulenta (donde los efectos de turbulencia dominan sobre la conducción).

El grosor de esta subcapa térmica difiere del tamaño de la subcapa viscosa. Para números elevados de Prandtl, la térmica es mucho menos gruesa que la viscosa. En contraste, para números bajos de Prandtl, la térmica es más gruesa que la viscosa. La ley de la pared térmica implementada en Fluent se calcula de la siguiente manera, donde P se obtiene a partir de la fórmula dada por Jayatilleke, para paredes lisas:

$$T^* \equiv \frac{(T_w - T_p) \rho c_p k_p^{1/2}}{\dot{q}}$$

$$= \begin{cases} \Pr y^* + \frac{1}{2} \rho \Pr \frac{C_\mu^{1/4} k_p^{1/2}}{\dot{q}} U_p^2 & (y^* < y_T^*) \\ \Pr_t \left[\frac{1}{\kappa} \ln(Ey^*) + P \right] + \frac{1}{2} \rho \frac{C_\mu^{1/4} k_p^{1/2}}{\dot{q}} \{ \Pr_t U_p^2 + (\Pr - \Pr_t) U_c^2 \} & (y^* > y_T^*) \end{cases}$$

$$P = 9,24 \left[\left(\frac{\Pr}{\Pr_t} \right)^{3/4} - 1 \right] [1 + 0,28 e^{-0,007 \Pr / \Pr_t}]$$

Donde:

- k_p es la energía cinética turbulenta en el primer nodo P pegado a la pared.
- ρ es la densidad del fluido.
- c_p es el calor específico del fluido.
- $\dot{q}$ es el flujo de calor por la pared.
- T_p es la temperatura en el primer nodo P pegado a la pared.
- T_w es la temperatura en la pared.
- Pr es el número molecular de Prandtl $\left(\frac{\mu c_p}{k_f}\right)$
- Pr_t es el número turbulento de Prandtl (0,85 en la pared).
- A es la constante de Van Driest, de valor $A = 26$.
- U_c es la magnitud de la velocidad media, en $y^* = y_T^*$.

Para resolvedores basados en presión, los términos de $\frac{1}{2}\rho Pr \frac{c_\mu^{1/4} k_p^{1/2}}{\dot{q}} U_p^2$ y $\frac{1}{2}\rho \frac{c_\mu^{1/4} k_p^{1/2}}{\dot{q}} \{Pr_t U_p^2 + (Pr - Pr_t) U_c^2\}$ solo se incluyen para flujos compresibles. El grosor térmico adimensional de la subcapa y_T^* se calcula de la misma forma que y^* , cuando las leyes lineal y logarítmica se cortan. Así, cuando las propiedades del fluido modelado son especificadas, Fluent calcula el número de Prandtl y posteriormente calcula el grosor de la subcapa y_T^* . Durante las iteraciones, dependiendo del valor y^* cercano a la pared, se empleará la ley lineal o logarítmica para calcular la temperatura en la pared T_w o el flujo $\dot{q}$. La primera de las dos ecuaciones siguientes presenta P para paredes rugosas. La segunda representa la ley de la pared para las especies, que es análoga a la transferencia de calor, expresable para un fluido con propiedades constantes sin disipación viscosa.

$$P_{rough} = 3,15 Pr^{0,695} \left(\frac{1}{E'} - \frac{1}{E}\right)^{0,359} + \left(\frac{E'}{E}\right)^{0,6} P$$

$$Y^* \equiv \frac{(Y_{i,w} - Y_i) \rho C_\mu^{1/4} k_p^{1/2}}{J_{i,w}} \begin{cases} Sc y^* & (y^* < y_c^*) \\ Sc_t \left[\frac{1}{K} \ln(E y^*) + P_c \right] & (y^* > y_c^*) \end{cases}$$

Donde:

- E' es la función constante de la pared modificada para las rugosas, calculada como $E' = \frac{E}{f_r}$.
- Y_i es la fracción másica de la especie.
- Sc y Sc_t son los números moleculares y turbulentos de Schmidt, respectivamente.
- $J_{i,w}$ es el flujo de difusión de la especie i en la pared.

Por lo que se refiere a la turbulencia, la producción de energía cinética turbulenta G_k , y su tasa de disipación ε en zonas cercanas a la pared son calculadas en base a la

hipótesis de equilibrio local. Esta asunción implica que la producción de k y su disipación son iguales en el volumen de control pegado a la pared. Las siguientes expresiones muestran la condición de contorno impuesta para k en la pared, la generación de k basada en la ley logarítmica y el valor de ε .

$$\frac{\partial k}{\partial n} = 0 \qquad G_k \approx \tau_w \frac{\partial U}{\partial y} = \tau_w \frac{\tau_w}{\kappa \rho k_p^{1/2} y_p} \qquad \varepsilon_p = \frac{C_\mu^{3/4} k_p^{3/2}}{\kappa y_p}$$

2.5.2.2 $k - \omega$ SST.

El modelo $k - \omega$ de Fluent está basado en el formulado por Wilcox, incluyendo modificaciones para los efectos relacionados con Reynolds bajos, compresibilidad y esparcimiento de flujos con cortante. El modelo de Wilcox es aplicable para flujos bajo la influencia de cortantes (en la pared) o para flujos libres de cortantes. El modelo $k - \omega$ está en el mismo grupo que el $k - \varepsilon$, ya que se encuentra regido por dos ecuaciones de transporte. El enfoque de $k - \omega$ tiene multitud de aplicaciones y es más preciso que el $k - \varepsilon$ para el flujo por el interior de conductos, flujos curvos o flujos que exhiben separación, como en la Figura 2.30. Sin embargo, el modelo es más difícil de converger (debido a su no linealidad) y es más sensible a las condiciones iniciales. En particular, este modelo está dividido en dos: el *Standard $k - \omega$* y el *$k - \omega$ SST*.

El *Standard* es el modelo general, empírico, y basado en las ecuaciones de transporte de la energía cinética turbulenta k y la tasa de disipación específica ω . Sin embargo, en este proyecto se empleará el *$k - \omega$ SST*.

El modelo *$k - \omega$ SST* fue desarrollado por Menter, y combina de forma eficaz la resolución precisa en las cercanías de la pared del modelo $k - \omega$ con el tratamiento independiente en las lejanías de la pared según el modelo $k - \varepsilon$. Para conseguir esto, el modelo $k - \varepsilon$ debe ser convertido a la formulación del $k - \omega$.

Las constantes de los modelos *$k - \omega$ SST* y $k - \omega$ son diferentes. También es diferente la definición de viscosidad turbulenta, ya que se debe considerar el transporte del esfuerzo cortante turbulento. Además, el *SST* incorpora un término derivativo de la difusión cruzada en la ecuación de ω . Para combinar los modelos $k - \varepsilon$ y $k - \omega$ en el SST, se emplea una función que tiene un valor de 1 en la región cercana a la pared y de 0 en una zona alejada de ella.

Estas diferencias del *SST* con respecto al *Standard $k - \omega$* lo hacen más preciso y fiable en una mayor variedad de casos, como en ondas de choques transónicas o perfiles de aviación. Para este modelo (Figura 2.29), Fluent permite configurar otra vez las opciones *Viscous Heating*, *Curvature Correction*, *Production Kato - Launder* y

Production Limiter. La opción *Intermittency Transition Model* incluye dos ecuaciones más que el modelo SST, que cubren la transición y flujos libres en entornos de baja turbulencia. Asimismo, el *Low - Re Corrections* permite corregir el coeficiente α^* para bajos Reynolds.

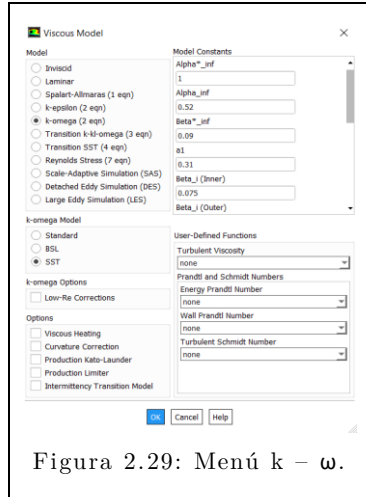


Figura 2.29: Menú $k - \omega$.

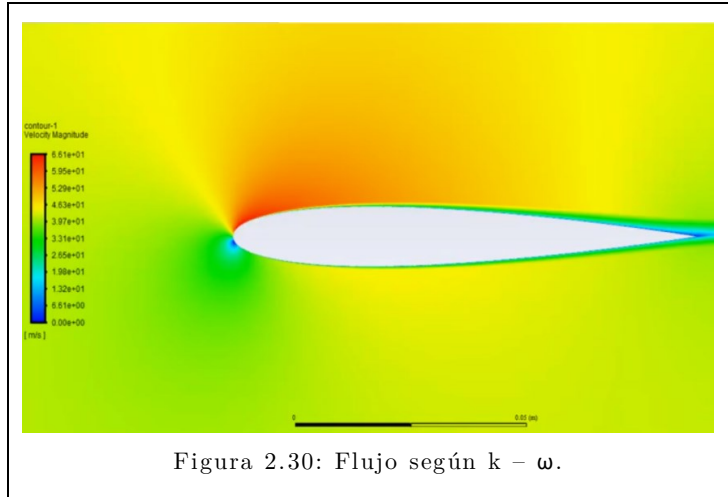


Figura 2.30: Flujo según $k - \omega$.

La energía cinética de turbulencia k y la tasa de disipación específica ω se obtienen según las ecuaciones de transporte siguientes:

$$\frac{\partial}{\partial t} \cdot (\rho \cdot k) + \frac{\partial}{\partial x_i} \cdot (\rho \cdot k \cdot u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \cdot \left(\Gamma_k \cdot \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \widetilde{G}_k - Y_k + S_k$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \cdot (\rho \cdot \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i} \cdot (\rho \cdot \omega \cdot u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \cdot \left(\Gamma_\omega \cdot \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + G_\omega - Y_\omega + D_\omega + S_\omega$$

Donde:

- $\widetilde{G}_k$ representa la generación de energía cinética turbulenta debida a los gradientes medios de velocidad.
- G_ω es la generación de ω .
- Γ_k y Γ_ω son las difusividades efectivas para k y ω , respectivamente.
- Y_k y Y_ω representan la disipación por turbulencia de k y ω , respectivamente.
- D_ω es el término de difusión cruzada.
- S_k y S_ω son funciones definidas por el usuario.

La difusividad efectiva para el modelo *SST* está dada por las ecuaciones de la izquierda. La ecuación central se refiere a la viscosidad turbulenta μ_t (donde S es la magnitud de la tasa de esfuerzo), y las ecuaciones de la derecha son los números turbulentos de Prandtl σ_k y σ_ω para k y ω , respectivamente.

$$\Gamma_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \quad \mu_t = \frac{\rho \cdot k}{w} \cdot \frac{1}{\max\left[\frac{1}{\alpha^*}, \frac{S \cdot F_2}{a_1 \cdot w}\right]} \quad \sigma_k = \frac{1}{F_1/\sigma_{k,1} + (1 - F_1)/\sigma_{k,2}}$$

$$\Gamma_w = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_w} \quad \sigma_w = \frac{1}{F_1/\sigma_{w,1} + (1 - F_1)/\sigma_{w,2}}$$

Para elevados números de Reynolds, $\alpha^* = 1$. Para Reynolds bajos, cuando se active el *Low - Re Corrections*, Fluent lo calculará de la siguiente manera:

$$\alpha^* = \alpha_\infty^* \cdot \left(\frac{\alpha_0^* + \text{Re}_t/R_k}{1 + \text{Re}_t/R_k} \right) \quad \text{Re}_t = \frac{\rho \cdot k}{\mu \cdot w} \quad R_k = 6 \quad \alpha_0^* = \frac{\beta_i}{3} \quad \beta_i = 0,072$$

Las funciones que combinan el modelo $k - \omega$ SST y $k - \omega$, F_1 y F_2 , se expresan de la siguiente manera (donde y es la distancia a la superficie más próxima y D_w^+ es la parte positiva del término de difusión cruzada:

$$F_1 = \tanh(\Phi_1^4)$$

$$\Phi_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{0,09 \cdot w \cdot y}, \frac{500 \cdot \mu}{\rho \cdot y^2 \cdot w} \right), \frac{4 \cdot \rho \cdot k}{\sigma_{w,2} \cdot D_w \cdot y^2} \right]$$

$$D_w^+ = \max \left[2 \cdot \rho \cdot \frac{1}{\sigma_{w,2}} \cdot \frac{1}{w} \cdot \frac{\partial k}{\partial x_j} \cdot \frac{\partial w}{\partial x_j}, 10^{-10} \right]$$

$$F_2 = \tanh(\Phi_2^4)$$

$$\Phi_2 = \max \left[2 \cdot \frac{\sqrt{k}}{0,09 \cdot w \cdot y}, \frac{500 \cdot \mu}{\rho \cdot y^2 \cdot w} \right]$$

La generación de energía cinética turbulenta $\widetilde{G}_k$ y G_w se calculan como se muestra a continuación. $\widetilde{G}_k$ depende de G_k , que puede calcularse con la ecuación exacta o con la consistente con la hipótesis de Boussinesq (donde S es el módulo del tensor medio de esfuerzo):

$$\widetilde{G}_k = \min(G_k, 10 \cdot \rho \cdot \beta^* \cdot k \cdot w) \quad G_{k \text{ exacto}} = -\rho \cdot \overline{u_i' \cdot u_j'} \cdot \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \quad G_w = \frac{\alpha}{\nu_t} \cdot \widetilde{G}_k$$

$$G_{k \text{ Boussinesq}} = \mu_t \cdot S^2$$

El parámetro α_∞ en el modelo *Standard* es una constante ($\alpha_\infty = 0,52$), mientras que en el *SST* está dado por la siguiente función (donde $\kappa = 0,41$):

$$\alpha_\infty = F_1 \cdot \alpha_{\infty,1} + (1 - F_1) \cdot \alpha_{\infty,2}$$

$$\alpha_{\infty,1} = \frac{\beta_{i,1}}{\beta_\infty^*} - \frac{\kappa^2}{\sigma_{w,1} \cdot \sqrt{\beta_\infty^*}}$$

$$\alpha_{\infty,2} = \frac{\beta_{i,2}}{\beta_\infty^*} - \frac{\kappa^2}{\sigma_{w,2} \cdot \sqrt{\beta_\infty^*}}$$

Los términos Y_k y Y_w se calculan de forma ligeramente distinta en el modelo *SST* respecto a del *Standard*. Para el cálculo de Y_k , f_{β^*} se define como una función a trozos en el modelo *Standard* y en el *SST* es una constante de valor 1. En cuanto a Y_w , los parámetros de f_{β} y β_i varían de un modelo a otro. En el *Standard*, f_{β} es una función y β_i es una constante. En el *SST*, f_{β} es una constante de valor 1 y β_i es una función.

$$Y_k = \rho \cdot \beta^* \cdot k \cdot w \quad \beta_i = F_1 \cdot \beta_{i,1} + (1 - F_1) \cdot \beta_{i,2} \quad Y_w = \rho \cdot \beta \cdot w^2$$

Para combinar los modelos $k - \varepsilon$ y $k - \omega$, se introduce el término de difusión cruzada D_w .

$$D_w = 2 \cdot (1 - F_1) \cdot \rho \cdot \sigma_{w,2} \cdot \frac{1}{w} \cdot \frac{\partial k}{\partial x_j} \cdot \frac{\partial w}{\partial x_j}$$

Las constantes particulares para este modelo son $\sigma_{k,1} = 1,176$, $\sigma_{w,1} = 2,0$, $\sigma_{k,2} = 1,0$, $\sigma_{w,2} = 1,168$, $a_1 = 0,31$, $\beta_{i,1} = 0,075$ y $\beta_{i,2} = 0,0828$. Las constantes $\alpha_{\infty}^* = 1$, $\alpha_0 = 1/9$, $\beta_{\infty}^* = 0,09$, $R_{\beta} = 8$, $R_k = 6$, $R_w = 2,95$, $\xi^* = 1,5$ y $M_{t0} = 0,25$ son iguales para el modelo $k - \omega$ *Standard* y para el $k - \omega$ *SST*.

Las condiciones de contorno de la pared en la ecuación k de los modelos $k - \omega$ se hacen de forma similar que la ecuación k del modelo $k - \varepsilon$, cuando está activada la opción *Enhanced Wall Treatment*. El valor de w se computará de acuerdo con la ecuación de la izquierda, mientras que la central es el valor asintótico del w^+ en la subcapa laminar (donde k_s es la altura de la rugosidad):

$$w_w = \frac{\rho \cdot (u^*)^2}{\mu} \cdot w^+ \quad w^+ = \min \left(w_w^+, \frac{6}{\beta_i \cdot (y^+)^2} \right) \quad w_w^+ = \begin{cases} \left(\frac{50}{k_s^+} \right)^2 & k_s^+ < 25 \\ \frac{100}{k_s^+} & k_s^+ \geq 25 \end{cases}$$

$$k_s^+ = \max \left(1, \frac{\rho \cdot k_s \cdot u^*}{\mu} \right)$$

En la región turbulenta (o logarítmica), el valor de w^+ se calcula con la ecuación de la izquierda, que lleva a una nueva expresión para el valor w en esa celdilla de la pared:

$$w^+ = \frac{1}{\sqrt{\beta_{\infty}^*}} \cdot \frac{du_{\text{turb}}^+}{dy^+} \quad w = \frac{u^*}{\sqrt{\beta_{\infty}^*} \cdot \kappa \cdot y}$$

Se deben mencionar también las funciones del modelo $k - \varepsilon$, *Enhanced Wall Treatment* que están disponibles en el $k - \omega$ *SST*. En primer lugar, Fluent emplea una fórmula sugerida por Kader que aúna en una única expresión la ley de la pared en las

tres capas diferentes (subcapa laminar, capa de transición y capa turbulenta). En este par de fórmulas, $a = 0,01$ y $b = 5$.

$$u^+ = e^\Gamma u_{\text{lam}}^+ + e^{\frac{1}{\Gamma}} u_{\text{turb}}^+ \quad \Gamma = -\frac{a(y^+)^4}{1 + by^4} \quad \frac{du^+}{dy^+} = e^\Gamma \frac{du_{\text{lam}}^+}{dy^+} + e^{1/\Gamma} \frac{du_{\text{turb}}^+}{dy^+}$$

La ecuación general de la derivada $\frac{du^+}{dy^+}$ (derecha) ofrece un enfoque que permite que la ley turbulenta sea fácilmente modificada y extendida para tener en cuenta otros efectos, como gradientes de presión o propiedades variables. Esta fórmula también garantiza un correcto comportamiento asintótico para pequeños y grandes valores de y^+ , así como una representación adecuada de los valores de y^+ que caen dentro de la capa de transición ($3 < y^+ < 10$).

La siguiente expresión se refiere a la ley de la pared para flujos turbulentos y con intercambio de calor, donde los gradientes de presión han sido obtenidos combinando los enfoques de White y Cristoph y Huang et al.

$$\frac{du_{\text{turb}}^+}{dy^+} = \frac{1}{\kappa y^+} [S'(1 - \beta u^+ - \gamma(u^+)^2)]^{1/2} \quad S' = \begin{cases} 1 + \alpha y^+ & y^+ < y_s^+ \\ 1 + \alpha y_s^+ & y^+ \geq y_s^+ \end{cases}$$

$$\alpha \equiv \frac{v_w}{\tau_w u^*} \frac{dp}{dx} = \frac{\mu}{\rho^2 (u^*)} \frac{dp}{dx}$$

$$\beta \equiv \frac{\sigma_t q_w u^*}{c_p \tau_w T_w} = \frac{\sigma_t q_w}{\rho c_p u^* T_w}$$

$$\gamma \equiv \frac{\sigma_t (u^*)^2}{2 c_p T_w}$$

Donde:

- y_s^+ es la localización donde la pendiente de la ley logarítmica es fijada. Por defecto, $y_s^+ = 60$.
- α es un coeficiente que representa la influencia de los gradientes de presión.
- β y γ son dos coeficientes que representan los efectos térmicos.

La parte laminar de la ley de la pared se calcula según las expresiones siguientes. En ellas, α incluye los efectos de presión, mientras que los efectos de transferencia de calor y compresibilidad son despreciados. Una de las expresiones es la versión integrada de la otra.

$$\frac{du_{\text{lam}}^+}{dy^+} = 1 + \alpha y^+ \quad u_{\text{lam}}^+ = y^+ \left(1 + \frac{\alpha}{2} y^+ \right)$$

Se debe comentar también la ley térmica de la pared, que comparte muchas similitudes con u^+ . De acuerdo con la formulación de Kader, la expresión que combina

los perfiles laminar y logarítmico para el caso térmico es (donde Pr es el número molecular de Prandtl, y a y b son los valores definidos anteriormente):

$$T^+ \equiv \frac{(T_w - T_p)\rho c_p u_T}{\dot{q}} = e^\Gamma T_{\text{lam}}^+ + e^{\frac{1}{\Gamma}} T_{\text{turb}}^+ \quad \Gamma = -\frac{a(Pr y^+)^4}{1 + b Pr^3 y^4}$$

Se obtienen también las definiciones de la ley de la pared térmica para las zonas laminar y turbulenta.

$$T_{\text{lam}}^+ = Pr \left(u_{\text{lam}}^+ + \frac{\rho u_*}{2\dot{q}} u^2 \right)$$

$$T_{\text{turb}}^+ = Pr_t \left\{ u_{\text{turb}}^+ + P + \frac{\rho u_*}{2\dot{q}} \left[u^2 - \left(\frac{Pr}{Pr_t} - 1 \right) (u_c^+)^2 (u_*^+)^2 \right] \right\}$$

Donde:

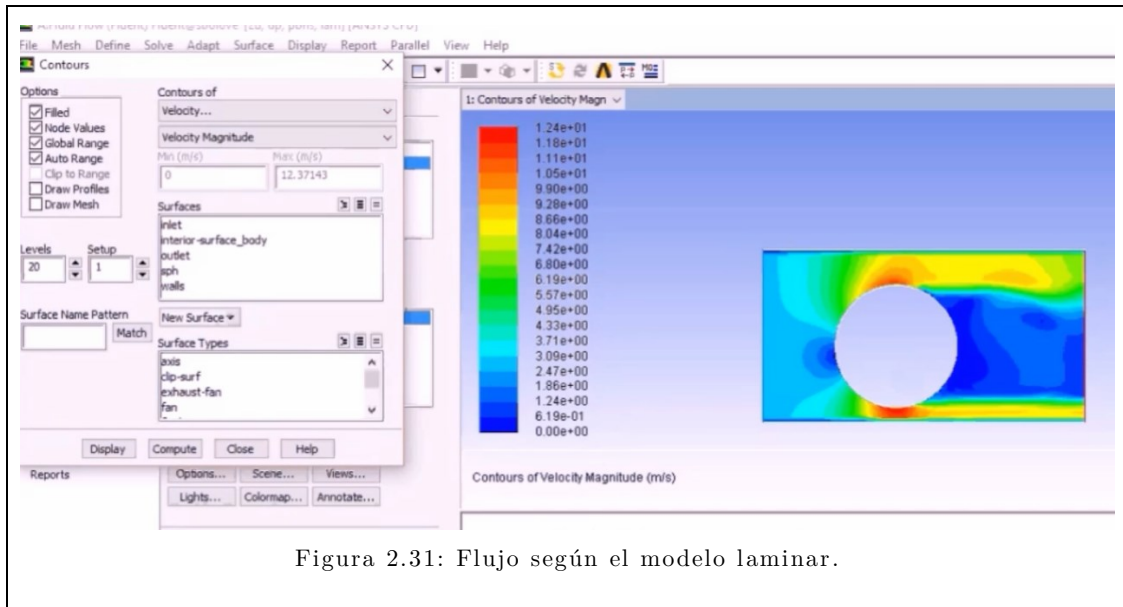
- u_c^+ es el valor de u^+ en la “superposición ficticia” entre las regiones laminar y turbulenta.
- P se obtiene de la fórmula dada por Jayatilke, igual que en el caso *Standard k* - ϵ .

Un enfoque similar puede extrapolarse para deducir la ley de la pared para las especies. En este caso, se sustituirán los números de Prandtl por los de Schmidt, llegando a la misma expresión presentada para el caso *Standard k* - ϵ . El término de generación de energía cinética turbulenta G_k se calculará con los gradientes de velocidad consistentes con la ley de la pared, asegurando así una formulación válida en la zona cercana a la pared.

2.5.2.3 MODELO LAMINAR.

Para la resolución del flujo laminar (Figura 2.31), en Fluent, no se requerirá ninguna ecuación adicional. Como el flujo laminar no es turbulento, no se necesitará aplicar ningún “modelo de turbulencia”, por lo que se resolverá en formulación puramente DNS.

Las únicas ecuaciones de resolución necesarias serán las de Navier – Stokes, que aportarán los campos de velocidad y de presión. Así, se aplicarán solamente las expresiones introducidas en el apartado de ecuaciones previas, de esta parte.



2.5.3 MODELO SPECIES.

Este modelo es comúnmente empleado para la simulación de aquellos materiales que, a pesar de ser independientes entre sí, son miscibles y por ello forman una fase única y homogénea. Esto significará también que existe un único campo de fluido, cuya forma puede verse afectada por la concentración de cada especie. Así, el enfoque será de obtener las fracciones másicas (o los porcentajes) que un punto o espacio tiene de cada una de las especies.

La diferencia básica entre las variantes del modelo *Species* (cuyo menú está en la Figura 2.32) es si existe en el flujo estudiado una combustión o no. Para flujos genéricos, con reacciones químicas o sin ellas, el modelo más adecuado será el *Species Transport*. En cuanto a los flujos con reacción de combustión (Figura 2.33), lo que marcará el uso de un modelo u otro será si el combustible y comburente vienen previamente mezclados o, por el contrario, en dos flujos diferentes. Así, se tiene el modelo *Non – premixed* para los flujos no premezclados, el *Premixed* para los que sí lo están, y se aporta uno intermedio, llamado el *Partially Premixed Combustion*. El último modelo, el *Composition PDF Transport*, permite predecir comportamientos de llama e ignición para algunas reacciones de combustión.

El modelo de especie también permite seleccionar en qué zonas se calculan los flujos reactivos: en los propios volúmenes (*Volumetric*), en las superficies de la pared (*Wall Surface*) y en las superficies de las propias partículas (*Particle Surface*).

Fluent permite también especificar el modelo de turbulencia en los flujos reactivos de tipo volumétrico. Entre ellos se encuentran la *Laminar Finite – rate* (que solo tiene

en cuenta Arrhenius), la *Finite – Rate/Eddy – Dissipation* (que tiene en cuenta Arrhenius y la tasa de mezcla), la *Eddy – Dissipation* (que calcula solo la tasa de mezcla) y la *Eddy – Dissipation Concept* (que modeliza la interacción entre la turbulencia y la química mediante mecanismos muy detallados). Para los flujos reactivos, el software también permite escoger el resolvidor químico; los disponibles son *Explicit Source*, *Stiff Chemistry*, *CHEMKIN – CFD* y *Relax to Chemical Equilibrium*.

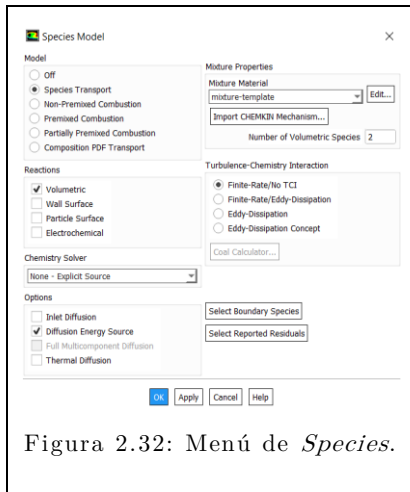


Figura 2.32: Menú de *Species*.

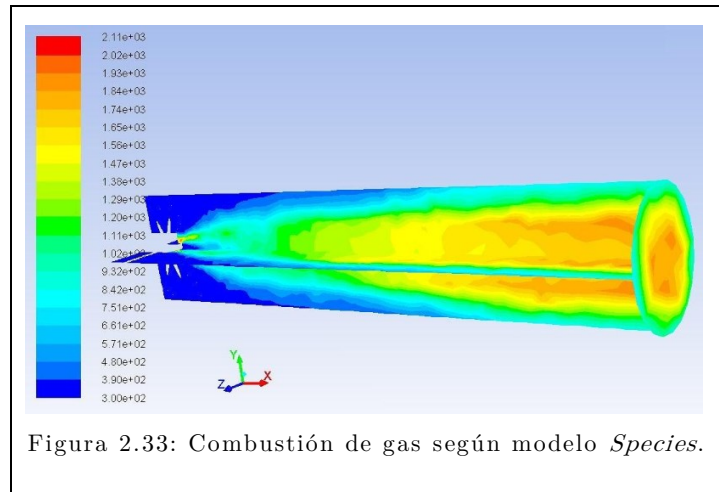


Figura 2.33: Combustión de gas según modelo *Species*.

Por otro lado, el factor de agresividad (*Aggressiveness Factor*) controla la robustez y la velocidad de convergencia. A mayor robustez, la convergencia llega más lentamente. Fluent también permite el cálculo teniendo en cuenta los flujos de difusión térmicos, multicomponentes, a la entrada y de fuente de energía (*Thermal Diffusion*, *Full Multicomponent Diffusion*, *Inlet Diffusion*, *Diffusion Energy Source*)

2.5.3.1 SPECIES TRANSPORT.

ANSYS predice la fracción local másica de cada especie, Y_i , mediante la solución de la ecuación de convección – difusión para la especie i – ésima, que tiene la siguiente forma:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho Y_i) + \nabla \cdot (\rho \cdot \vec{v} \cdot Y_i) = -\nabla \cdot \vec{J}_i + R_i + S_i$$

Donde:

- R_i es la tasa neta de producción de la especie i – ésima.
- S_i es la tasa de creación por adición de la fase dispersa más cualquier función definida por el usuario (UDF)

- $\vec{J}_i$ es el flujo de difusión de la especie i – ésima, que aparece por gradientes de concentración y temperatura.

Una ecuación de este tipo será resuelta para un total de $N - 1$ especies, donde N es el total de especies presentes en la fase fluida. Ya que todas las fracciones másicas deben sumar la unidad, la fracción N – ésima queda determinada como la unidad menos la suma de todas las fracciones másicas de las $N - 1$ especies. Para minimizar el error, la especie N – ésima debe ser la mayor seleccionada. Si se analiza aire seco, la especie N – ésima sería el nitrógeno gaseoso (N_2), y analizando aire húmedo se debe seleccionar al aire (agrupando así nitrógeno y oxígeno) como la especie N – ésima.

El valor $\vec{J}_i$ adquirirá un valor u otro, dependiendo del régimen del flujo. En general, Fluent utiliza la ley de Fick para modelizar la difusión másica debido a gradientes de concentración, de tal forma que el parámetro $\vec{J}_i$ se puede escribir así para flujo laminar:

$$\vec{J}_i = -\rho \cdot D_{i,m} \cdot \nabla \cdot Y_i - D_{T,i} \cdot \frac{\nabla T}{T}$$

Donde:

- $D_{i,m}$ es el coeficiente de difusión másica de la especie i – ésima en la mezcla.
- $D_{T,i}$ es el coeficiente de difusión térmica (efecto Soret o termoforesis).

Por otro lado, en flujos turbulentos, la difusión $\vec{J}_i$ se calcula como:

$$\vec{J}_i = -\left(\rho \cdot D_{i,m} + \frac{\mu_t}{Sc_t}\right) \cdot \nabla \cdot Y_i - D_{T,i} \cdot \frac{\nabla T}{T}$$

La única diferencia con respecto a la expresión anterior es la inclusión del término $\frac{\mu_t}{Sc_t}$. Sc_t es el número Schimdt, de valor $\frac{\mu_t}{\rho \cdot D_t}$, donde μ_t es la viscosidad turbulenta y D_t es la difusividad turbulenta. Sc_t tiene por defecto un valor de 0,7, y hay que destacar que en flujos turbulentos la difusión laminar será despreciable respecto a la difusión turbulenta. En cuanto a las consideraciones energéticas, el transporte de entalpía debido a difusión de especies puede tener un efecto significativo (y no despreciable) en el campo de entalpías. Cuando el número de Lewis (calculado en Fluent por defecto) se aleja de la unidad, este término no puede despreciarse.

$$\nabla \cdot \left(\sum_{i=1}^n h_i \cdot \vec{J}_i \right) \quad Le_i = \frac{k}{\rho \cdot c_p \cdot D_{i,m}}$$

En cuanto a la operatividad, con el modelo *Species Transport* Fluent permitirá introducir en la simulación u obtener de forma gráfica fracciones molares y másicas de cada especie, concentraciones, entalpías de cada especie y peso molecular medio, entre otros.

2.5.4 MODELO ENERGY.

El modelo *Energy* en Fluent activará la opción de intercambios de energía. Es decir, la simulación no se quedará en conocer contornos de velocidad o presión, sino que se tratará también con temperaturas. El usuario no podrá configurar mucho más desde este menú: solo se permite activar la ecuación de intercambio de energía (Figura 2.34).

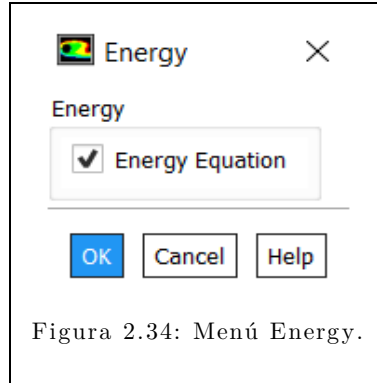


Figura 2.34: Menú Energy.

Para la transmisión de calor, la ecuación de la energía adopta la siguiente forma:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \nabla \cdot (\vec{v}(\rho E + p)) = \nabla \cdot \left(k_{eff} \nabla T - \sum_j h_j \vec{J}_j + (\vec{\tau}_{eff} \cdot \vec{v}) \right) + S_h$$

Donde:

- k_{eff} es la conductividad efectiva. Se calcula como $k_{eff} = k + k_t$, donde k_t es la conductividad térmica turbulenta (que depende del modelo de turbulencia empleado).
- $\vec{J}_j$ es el flujo de difusión de la especie j .
- S_h incluye el intercambio de calor de una reacción química y cualquier otra fuente de calor volumétrica definida.

En la expresión anterior, los primeros tres términos de la parte derecha representan la energía transferida debido a la conducción, a la difusión de especies y a la disipación viscosa, respectivamente. Se deben definir más ecuaciones, que son las siguientes:

$$E = h - \frac{p}{\rho} + \frac{v^2}{2} \quad h = \sum_j Y_j h_j \quad h = \sum_j Y_j h_j + \frac{p}{\rho} \quad h_j = \int_{T_{ref}}^T c_{p,j} dT$$

Donde:

- h es la entalpía sensible. La segunda fórmula se refiere a la entalpía sensible para gases ideales, y la tercera se refiere a la de flujos incompresibles.
- Y_j es la fracción másica de la especie j .
- T_{ref} equivale a 298,15 K.

En el caso de una reacción de combustión, sin premezcla y no adiabática, Fluent resuelve la entalpía total de la ecuación de la energía. Si se asume un número de Lewis de la unidad, la conducción y la difusión de especies se pueden combinar para formar el término $\nabla \cdot \left(\frac{k_t}{c_p} \nabla H \right)$, y la contribución de la disipación viscosa aparecerá de forma no conservativa, según el término S_h .

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho H) + \nabla \cdot (\rho \vec{v} H) = \nabla \cdot \left(\frac{k_t}{c_p} \nabla H \right) + S_h \quad H = \sum_j Y_j H_j$$

$$H_j = \int_{T_{ref,j}}^T c_{p,j} dT + h_j^0(T_{ref,j})$$

Donde:

- H es la entalpía total.
- Y_j es la fracción másica de la especie j .
- $h_j^0(T_{ref,j})$ es la entalpía de formación de la especie j a la temperatura de referencia $T_{ref,j}$.

También se pueden incluir en el cálculo los términos de disipación viscosa o la difusión de especies. El de disipación viscosa será importante cuando el número de Brinkman ($Br = \frac{\mu U_z^2}{k \Delta T}$) sea mayor que 1, y estará desactivado por defecto en el “resolvedor” basado en presión. Por otro lado, el término de difusión de especies estará activado por defecto.

El término S_h engloba las fuentes de energía de las reacciones químicas, de la radiación y del intercambio entre fase continua y discreta. Para regiones sólidas, la ecuación de transporte de energía será:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h) + \nabla \cdot (\vec{v} \rho h) = \nabla \cdot (k \nabla T) + S_h$$

Donde:

- ρ es la densidad.
- h es la entalpía sensible,
- k es la conductividad. Para materiales anisotrópicos, Fluent permite definir una matriz de conductividad k_{ij} en su lugar.

- T es la temperatura.
- S_h es la fuente volumétrica de calor.

El transporte de energía desde las entradas depende de los componentes de convección y difusión. La convección viene dada por la temperatura de entrada, pero la difusión depende del gradiente del campo de temperatura.

2.5.5 MODELO DISCRETE PHASE.

Además de resolver las ecuaciones de transporte para la fase continua, Fluent también permite simular una fase discreta desde una formulación Lagrangiana. Esta fase discreta puede consistir en gotas o burbujas dispersas en la fase continua (Figura 2.36). El software trackeará las trayectorias de esta fase y calculará los intercambios de calor y masa con la continua.

Entre otras opciones, la formulación Lagrangiana puede incluir el cálculo de inercia, arrastre (*drag*) hidrodinámico y la fuerza de la gravedad, para flujos estacionarios y transitorios. Fluent permite predecir los efectos de la turbulencia y dispersión de partículas, así como el calentado/enfriado y evaporación de las gotas inyectadas. También se podrá computar la coalescencia de las gotas, sus colisiones y los fenómenos relacionados con partículas en procesos de combustión.

A pesar de ofrecer una amplia gama de simulaciones diferentes, se deben tener en consideración las limitaciones que presenta el *Discrete Phase Model* (también conocido por sus siglas DPM).

La primera de ellas es la hipótesis, por parte de Fluent, de que la fase discreta está suficientemente diluida en la principal como para que las interacciones partícula – partícula y las fracciones volumétricas de partículas en la fase gaseosa sean despreciadas en el cálculo. En la práctica, esto significa que la fracción volumétrica de la fase discreta respecto de la principal debe ser baja, menor al 10 – 12%. Si se emplea la formulación DPM para flujos multifásicos densos, sí se puede modelizar con precisión fracciones volumétricas superiores al 10 – 12%.

El modelo DPM es adecuado para simulaciones en las que la fase continua tiene unas condiciones de contorno de salida y entrada bien definidas. En contraste, este modelo no resuelve de forma eficaz aquellos problemas donde las partículas quedan suspendidas de forma indefinida en la fase continua, como los casos de agitación de depósitos o lechos fluidizados. Para este otro tipo de problemas es mejor emplear un enfoque transitorio en un modelo multifásico.

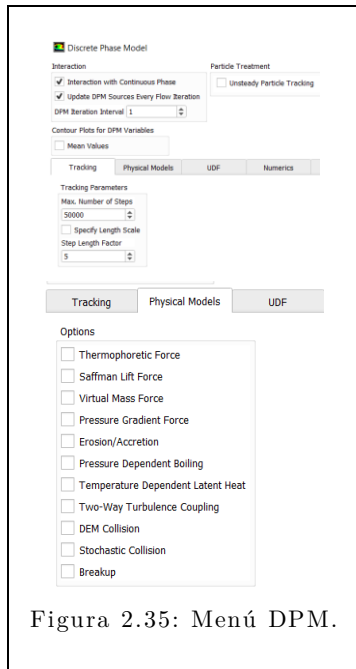


Figura 2.35: Menú DPM.

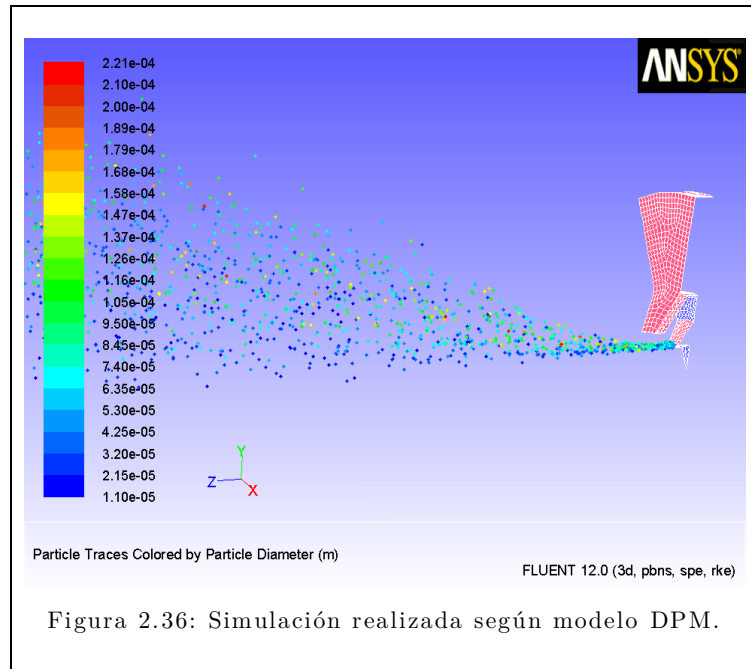


Figura 2.36: Simulación realizada según modelo DPM.

En adición, el modelo DPM (Figura 2.35) es incompatible con el establecimiento de condiciones periódicas en una simulación. El *Cloud Model* no estará disponible para el trackeado en régimen transitorio. El trackeado relativo de partículas tampoco se podrá combinar con el uso de una malla dinámica, y solamente se pueden incluir inyecciones de partículas no reactivas para combustión de flujos premezclados.

2.5.5.1 ECUACIONES DE MOVIMIENTO.

Fluent predice las trayectorias de la fase discreta mediante la integración del balance de fuerzas sobre la partícula, en base a un sistema de referencia Lagrangiano. Este equilibrio de fuerzas conlleva igualar la inercia de la partícula con las fuerzas actuando sobre ella, que pueden ser escritas como (para la dirección x de un sistema de coordenadas cartesiano):

$$\frac{du_p}{dt} = F_D \cdot (u - u_p) + \frac{g_x \cdot (\rho_p - \rho)}{\rho_p} + F_x$$

Donde:

- F_x es un término de aceleración adicional (fuerza/unidad de masa).
- $F_D \cdot (u - u_p)$ es el término correspondiente a la fuerza de arrastre (*drag*).

Esta ecuación incluye la fuerza gravitatoria en la partícula, a través de g . Sin embargo, la gravedad por defecto en Fluent es nula. Para incluir el efecto de la gravedad, se debe especificar en la pestaña *General* de la simulación.

El término F_D se calcula como:

$$F_D = \frac{18 \cdot \mu}{\rho_p \cdot d_p^2} \cdot \frac{C_D \cdot Re}{24} \quad Re = \frac{\rho \cdot d_p \cdot |u_p - u|}{\mu}$$

Donde:

- u y u_p son las velocidades de la fase fluida y de la partícula, respectivamente.
- ρ y ρ_p son la densidad del fluido y de la partícula, respectivamente.
- μ es la viscosidad molecular del fluido.
- d_p es el diámetro de la partícula.

La primera fuerza adicional F_x que en ocasiones puede ser importante en el cálculo es la fuerza “de masa virtual”, que es la requerida para acelerar el fluido alrededor de la partícula. Esta fuerza será importante cuando $\rho > \rho_{partícula}$, y está escrita en la izquierda. A la derecha está la fórmula de otra fuerza adicional que aparece debido a los gradientes de presión en el fluido.

$$F_x = \frac{1}{2} \cdot \frac{\rho}{\rho_p} \cdot \frac{d}{dt} \cdot (u - u_p) \quad F_x = \frac{\rho}{\rho_p} \cdot u_{pi} \cdot \frac{\partial u}{\partial x_i}$$

Existe también una fuerza adicional F_x asociada a flujos en sistemas de referencia en rotación. Para la rotación definida en el eje Z, por ejemplo, las fuerzas sobre las partículas en las direcciones cartesianas X e Y se pueden escribir como a continuación.

$$\left(1 - \frac{\rho}{\rho_p}\right) \cdot \Omega^2 \cdot x + 2 \cdot \Omega \cdot \left(u_{y,p} - \frac{\rho}{\rho_p} \cdot u_y\right) \\ \left(1 - \frac{\rho}{\rho_p}\right) \cdot \Omega^2 \cdot y + 2 \cdot \Omega \cdot \left(u_{x,p} - \frac{\rho}{\rho_p} \cdot u_x\right)$$

Donde:

- $u_{y,p}$ y u_y son la velocidades de la partícula y del fluido en la dirección Y, respectivamente.
- $u_{x,p}$ y u_x son la velocidades de la partícula y del fluido en la dirección X, respectivamente.

Fluent puede tener en cuenta también, como fuerza adicional, la termoforesis (o efecto Soret). Este fenómeno ocurre en un gas con un gradiente de temperatura, en el que las partículas inyectadas experimentan una fuerza en sentido contrario al gradiente. Esto justifica, por ejemplo, la acumulación de partículas de polvo en las esquinas de un sólido. El fenómeno se ha empleado en la fabricación de fibra óptica y desarrollo de fármacos. Se calculará de acuerdo con las siguientes ecuaciones, que asumen que la partícula es esférica y el fluido es un gas ideal.

$$F_x = -D_{T,p} \cdot \frac{1}{m_p \cdot T} \cdot \frac{\partial T}{\partial x}$$

$$D_{T,p} \text{ según Talbot} = \frac{6 \cdot \pi \cdot d_p \cdot \mu^2 \cdot C_s \cdot (K + C_t \cdot Kn)}{\rho \cdot (1 + 3 \cdot C_m \cdot Kn) \cdot (1 + 2 \cdot K + 2 \cdot C_t \cdot Kn)}$$

Donde:

- m_p es la masa de la partícula.
- T es la temperatura local del fluido.
- $D_{T,p}$ es el coeficiente termofórico. Este coeficiente puede ser configurado como constante, polinómico, o mediante una función del usuario (UDF). También se brinda la opción de emplear la forma sugerida por Talbot (a la derecha).
- Kn es el número de Knudsen, de valor $Kn = \frac{2 \cdot \lambda}{d_p}$, donde λ es el camino libre medio del fluido.
- K es un factor de valor $K = \frac{k}{k_p}$, donde k es la conductividad térmica del fluido basada únicamente en la energía traslacional ($k = \frac{15}{4} \cdot \mu \cdot R$), y k_p es la conductividad térmica de la partícula.
- C_s , C_t y C_m son tres coeficientes de valor $C_s = 1,17$, $C_t = 2,18$ y $C_m = 1,14$, respectivamente.

Para partículas de tamaño menor a la micra, los efectos del movimiento Browniano también pueden considerarse, englobado dentro de las fuerzas adicionales. Su modelización se consigue mediante un proceso de ruido blanco Gaussiano con una intensidad espectral $S_{n,ij}$ según:

$$S_{n,ij} = S_0 \cdot \delta_{ij} \quad S_0 = \frac{216 \cdot \nu \cdot k_B \cdot T}{\pi^2 \cdot \rho \cdot d_p^5 \cdot \left(\frac{\rho_p}{\rho}\right)^2 \cdot C_c} \quad F_{bi} = \xi_i \cdot \sqrt{\frac{\pi \cdot S_0}{\Delta t}}$$

Donde:

- T es la temperatura absoluta del fluido.
- ν es la viscosidad cinemática.
- k_B es la constante de Boltzmann.
- δ_{ij} es la función delta de Kronecker.
- F_{bi} es la forma que adopta las amplitudes de las componentes de la fuerza Browniana, que se evalúan en cada paso de tiempo. La ecuación de la energía debe estar activada para que se considere la fuerza Browniana, y concebida solamente para simulaciones laminares.
- ξ_i son números aleatorios Gaussianos, de media nula y varianzas independientes.

En último lugar, se debe comentar la fuerza adicional de sustentación debida al esfuerzo cortante (o fuerza de Saffman). Es adecuado considerar esta fuerza para el caso de partículas con bajos números de Reynolds. También es recomendable considerarlo para partículas de tamaño por debajo de la micra. Su expresión es:

$$\vec{F} = \frac{2 \cdot K \cdot v^{1/2} \cdot \rho \cdot d_{ij}}{\rho_p \cdot d_p \cdot (d_{lk} \cdot d_{kl})^{1/4}} \cdot (\vec{v} - \vec{v}_p)$$

Donde:

- K tiene un valor de $K = 2,594$.
- d_{ij} es el tensor de deformación.

2.5.5.2 DISPERSIÓN TURBULENTA.

La dispersión de las partículas causada por las turbulencias puede ser modelizada por el modelo de seguimiento estocástico o por el modelo de la nube de partículas. El primero incluirá los efectos de fluctuaciones turbulentas instantáneas mediante el uso de técnicas estocásticas (*Stochastic Tracking*). El segundo modelo realiza un seguimiento estadístico de la nube en función de su probabilidad Gaussiana de desviación de la trayectoria media (*Cloud Model*). Ambas opciones no podrán ser empleadas si se utiliza el modelo Spalart – Allmaras.

Según el enfoque estocástico, Fluent calculará la dispersión turbulenta mediante la integración de la trayectoria de cada partícula individual, empleando la velocidad instantánea del fluido a lo largo del camino de la partícula. El número de partículas cuya trayectoria sea calculada así será el *Number of Tries*, que debe ser representativo y suficiente como para poder describir de forma adecuada los efectos aleatorios de la turbulencia.

El software empleará el modelo *Discrete Random Walk* (DRW) para determinar la velocidad instantánea del gas. En este modelo, las componentes fluctuantes de la velocidad son funciones a trozos, constantes, y dependientes del tiempo. Su valor aleatorio se mantiene constante en un intervalo de tiempo dado por la vida característica de los *eddies*. En adición, el modelo DRW puede ofrecer resultados sin sentido físico en flujos no homogéneos y dominados por la difusión, donde las partículas deberían repartirse de forma uniforme. En cambio, el DRW mostrará una acumulación de estas partículas en zonas de bajas turbulencias.

Para predecir la dispersión de partículas, se debe hacer uso del concepto del tiempo integral de escala, T , que describe el tiempo consumido en movimiento de

turbulencias a lo largo del camino, ds (expresión de la izquierda, a continuación). Este tiempo integral es proporcional a la tasa de dispersión de partículas, y valores mayores conllevarán una mayor turbulencia.

$$T = \int_0^\infty \frac{u_p^l(t) \cdot u_p^l \cdot (t + s)}{u_p^{l^2}} \cdot ds$$

$$T_L = C_L \cdot \frac{k}{\varepsilon}$$

$$T_{L \text{ modelo } k - \varepsilon} \approx 0,15 \cdot \frac{k}{\varepsilon}$$

$$T_{L \text{ modelo de Reynolds Stress}} \approx 0,3 \cdot \frac{k}{\varepsilon}$$

En adición, la difusión de partículas puede ser dado por $\overline{u_i^l \cdot u_j^l} \cdot T$. Para el seguimiento de partículas menores, el tiempo integral se convierte en el tiempo integral Lagrangiano del fluido T_L . Este modelo puede desarrollarse en función del coeficiente C_L , que debe ser determinado. Para evitar esto, existen dos formas más de formular T_L , que se obtienen enlazando la difusividad de las partículas seguidas ($\overline{u_i^l \cdot u_j^l} \cdot T$) con la tasa de difusión escalar predicha por el modelo de turbulencia ($\frac{\nu_t}{\sigma}$). Una de las fórmulas se empleará en el modelo $k - \varepsilon$ y la otra en el modelo de Esfuerzo de Reynolds (*Reynolds Stress*). Para modelos de tipo $k - \omega$, se debe sustituir $\omega = \frac{\varepsilon}{k}$ en la ecuación que contiene C_L . Los modelos LES emplean las equivalentes escalas temporales LES.

Cada *eddy* está caracterizado por una escala temporal T_e y unas fluctuaciones de velocidad aleatorias según una distribución Gaussiana, u' , v' y w' . Los valores de estas velocidades aleatorias que prevalecen durante la vida del *eddy* se muestrean en base a la distribución Gaussiana, cumpliendo así la ecuación de la izquierda (donde ξ es un número aleatorio en la distribución normal). Para los modelos $k - \varepsilon$ y $k - \omega$, como la energía cinética es conocida en cada punto del fluido, las componentes fluctuantes se pueden igualar de acuerdo con la fórmula del centro (y asumiendo isotropía). Cuando se emplea el modelo de *Reynolds Stress*, se incluye una anisotropía en la derivación de las fluctuaciones de velocidad, que implica las ecuaciones de la derecha. Para el modelo LES, las fluctuaciones de velocidad son igual en todas las direcciones.

$$\begin{aligned} u^l &= \xi \cdot \sqrt{u^{l^2}} & \sqrt{u^{l^2}} &= \sqrt{v^{l^2}} = \sqrt{w^{l^2}} = \sqrt{2 \cdot k/3} & u^l &= \xi \cdot \sqrt{u^{l^2}} \\ v^l &= \xi \cdot \sqrt{v^{l^2}} & & & v^l &= \xi \cdot \sqrt{v^{l^2}} \\ w^l &= \xi \cdot \sqrt{w^{l^2}} & & & w^l &= \xi \cdot \sqrt{w^{l^2}} \end{aligned}$$

En cuanto al tiempo de vida característico del *eddy* τ_e , se puede definir como una constante o como una variación aleatoria alrededor de T_L (expresiones de la izquierda). También se puede definir el tiempo de cruzado del *eddy* t_{cross} , según la ecuación de la derecha.

$$\begin{aligned} \tau_e &= 2 \cdot T_L \\ \tau_e &= -T_L \cdot \ln(r) \end{aligned} \quad t_{\text{cross}} = -\tau \cdot \ln \left[1 - \left(\frac{L_e}{\tau \cdot |u - u_p|} \right) \right]$$

Donde:

- r es un número uniforme aleatorio entre 0 y 1.
- τ es el tiempo de relajación de la partícula.
- L_e es la longitud de escala del *eddy*.
- $|u - u_p|$ es la magnitud de la velocidad relativa.

Se asume que la partícula interaccionará con el *eddy* del flujo durante el menor tiempo entre τ_e y t_{cross} . Cuando uno de estos dos es alcanzado, se obtendrá un nuevo valor de velocidad instantánea mediante la aplicación de un nuevo valor de ξ a esa ecuación.

2.5.5.3 INTEGRACIÓN DE LA EQ. DE MOVIMIENTO.

Las ecuaciones de trayectoria, y cualquier otra auxiliar que describa transferencia de calor y masa desde o hacia la partícula, será resuelta mediante integración paso a paso sobre unos escalones de tiempo discretos. La integración de la ecuación del equilibrio de fuerzas sobre la partícula da como resultado la velocidad. Esta ecuación puede ser empleada con la que se presenta a la izquierda, para obtener una fórmula general (donde el término a incluye las aceleraciones debidas a fenómenos externos excepto la fuerza de arrastre):

$$\frac{dx}{dt} = u_p \quad \frac{du_p}{dt} = \frac{1}{\tau_p} (u - u_p) + a$$

Esto puede ser resuelto para valores constantes de u , a y τ_p , mediante integración analítica. Las siguientes expresiones corresponden a la velocidad de la partícula en una nueva posición u_p^{n+1} y a la nueva posición x_p^{n+1} , a partir de las velocidades y posiciones anteriores u_p^n y x_p^n .

$$\begin{aligned} u_p^{n+1} &= u^n + e^{-\frac{\Delta t}{\tau_p}} (u_p^n - u^n) - a\tau_p \left(e^{-\frac{\Delta t}{\tau_p}} - 1 \right) \\ x_p^{n+1} &= x_p^n + \Delta t (u^n + a\tau_p) + \tau_p \left(1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_p}} \right) (u_p^n - u^n - a\tau_p) \end{aligned}$$

También se puede adoptar un enfoque de discretización numérica. Cuando se aplica la discretización implícita Euleriana, se obtiene la primera expresión. Cuando se aplica una discretización trapezoidal, tomando los valores medios de u_p y u y adoptando

a como constante, se obtiene la segunda ecuación. Las ecuaciones de la derecha muestran los cálculos de los valores u_p^* y u^* .

$$u_p^{n+1} = \frac{u_p^n + \Delta t \left(a + \frac{u_p^n}{\tau_p} \right)}{1 + \frac{\Delta t}{\tau_p}} \quad \frac{u_p^{n+1} - u_p^n}{\Delta t} = \frac{1}{\tau_p} (u^* - u_p^*) + a^n$$

$$u_p^* = \frac{1}{2} (u_p^n + u_p^{n+1}) \quad u^* = \frac{1}{2} (u^n + u^{n+1}) \quad u^{n+1} = u^n + \Delta t u_p^n \cdot \nabla u^n$$

De acuerdo con este otro método, la velocidad y posición de la partícula en la nueva localización u_p^{n+1} y x_p^{n+1} se calculan como:

$$u_p^{n+1} = \frac{u_p^n \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\tau_p} \right) + \frac{\Delta t}{\tau_p} \left(u^n + \frac{1}{2} \Delta t u_p^n \cdot \nabla u^n \right) + \Delta t a}{1 + \frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\tau_p}}$$

$$x_p^{n+1} = x_p^n + \frac{1}{2} \Delta t (u_p^n + u_p^{n+1})$$

Un tercer enfoque sería emplear un método Runge – Kutta particularizado, que fue publicado por Cash y Karp. Las ecuaciones diferenciales ordinarias pueden considerarse como vectores, donde $\vec{y}'$ es una derivada y $\vec{f}(t, \vec{y}')$ es una función arbitraria.

$$\begin{aligned} \vec{y}' &= \vec{f}(t, \vec{y}') & y^{-n+1} &= y^{-n} + c_1 \vec{k}_1 + c_2 \vec{k}_2 + c_3 \vec{k}_3 + c_4 \vec{k}_4 + c_5 \vec{k}_5 + c_6 \vec{k}_6 \\ \vec{k}_1 &= \Delta t \vec{f}(t, y^{-n}) & \vec{k}_2 &= \Delta t \vec{f}(t + a_2 \Delta t, y^{-n} + b_{21} \vec{k}_1) \\ \vec{k}_3 &= \Delta t \vec{f}(t + a_3 \Delta t, y^{-n} + b_{31} \vec{k}_1 + b_{32} \vec{k}_2) \\ \vec{k}_4 &= \Delta t \vec{f}(t + a_4 \Delta t, y^{-n} + b_{41} \vec{k}_1 + b_{42} \vec{k}_2 + b_{43} \vec{k}_3) \\ \vec{k}_5 &= \Delta t \vec{f}(t + a_5 \Delta t, y^{-n} + b_{51} \vec{k}_1 + b_{52} \vec{k}_2 + b_{53} \vec{k}_3 + b_{54} \vec{k}_4) \\ \vec{k}_6 &= \Delta t \vec{f}(t + a_6 \Delta t, y^{-n} + b_{61} \vec{k}_1 + b_{62} \vec{k}_2 + b_{63} \vec{k}_3 + b_{64} \vec{k}_4 + b_{65} \vec{k}_5) \end{aligned}$$

En estas ecuaciones, los coeficientes $a_2 \dots a_6, b_{21} \dots b_{65}, c_1 \dots c_6$ se obtienen de los desarrollos de Cash y Karp. El método analítico es muy eficiente, pero resulta un poco impreciso para grandes escalones de tiempo y en partículas que no están en un equilibrio hidrodinámico con la fase continua. Los métodos numéricos implícito y trapezoidal consideran adecuadamente la mayor parte de los cambios en las fuerzas que actúan sobre las partículas, por lo que son la opción por defecto. Runge – Kutta es recomendable para cambios en fuerzas sin arrastre, a lo largo del escalón de integración de la partícula.

2.5.5.4 ECUACIONES DE INTERCAMBIO.

Las ecuaciones que gobiernan el intercambio de momento, masa y energía de las fases continua y discreta se describirán en este apartado. La expresión del intercambio de momento es la siguiente:

$$F = \sum \left(\frac{18\mu C_D Re}{\rho_p d_p^2 24} (u_p - u) + F_{other} \right) \dot{m}_p \Delta t$$

Donde:

- μ es la viscosidad del fluido.
- ρ_p es la densidad de la partícula.
- d_p es el diámetro de la partícula.
- Re es el número relativo de Reynolds.
- u_p es la velocidad de la partícula.
- u es la velocidad del fluido.
- C_D es el coeficiente de arrastre (drag).
- $\dot{m}_p$ es el flujo másico de partículas.
- Δt es el escalón (step) de tiempo.
- F_{other} son otras fuerzas de interacción.

El intercambio de calor se estudia como la variación de energía térmica de cada partícula, según pasa por cada volumen de control. En ausencia de reacciones químicas, esto se calcula como:

$$Q = \frac{\dot{m}_{p,0}}{m_{p,0}} \left[(m_{p,in} - m_{p,out}) [-H_{latref} + H_{pyrol}] - m_{p,out} \int_{T_{ref}}^{T_{p,out}} c_{p,p} dT + m_{p,in} \int_{T_{ref}}^{T_{p,in}} c_{p,p} dT \right]$$

Donde:

- $\dot{m}_{p,0}$ es el flujo másico inicial de partículas inyectado (kg/s).
- $m_{p,0}$ es la masa inicial de la partícula (kg).
- $m_{p,in}$ es la masa de la partícula en la celdilla de entrada (kg).
- $m_{p,out}$ es la masa de la partícula en la celdilla de salida (kg).
- $c_{p,p}$ es la capacidad calorífica de la partícula (J/kg K).
- H_{pyrol} es el calor de pirólisis según las sustancias volátiles evolucionan (J/kg).
- $T_{p,in}$ es la temperatura de la partícula en la celdilla de entrada (K).
- $T_{p,out}$ es la temperatura de la partícula en la celdilla de salida (K).
- T_{ref} es la temperatura de referencia para la entalpía (K).

- H_{latref} es el calor latente en las condiciones de referencia (J/kg).

El calor latente en las condiciones de referencia H_{latref} para las gotas se calcula como la diferencia entre las entalpías de formación estándar del líquido y el gas, y pueden relacionarse con el calor latente en el punto de ebullición según la ecuación de la izquierda. Para las partes volátiles de partículas en combustión, se emplea la ecuación de la derecha.

$$H_{latref} = H_{lat} - \int_{T_{ref}}^{T_{bp}} c_{pg} dT + \int_{T_{ref}}^{T_{bp}} c_{pp} dT$$

$$H_{latref} = H_{lat} - \int_{T_{ref}}^{T_{b,init}} c_{pg} dT + \int_{T_{ref}}^{T_{b,init}} c_{pp} dT$$

Donde:

- c_{pg} es la capacidad calorífica de la especie producto gaseosa (J/kg K).
- T_{bp} es el punto de ebullición (K).
- H_{lat} es el calor latente en la temperatura de ebullición (J/kg K).
- $T_{b,init}$ es la temperatura inicial de la partícula (K).

Fluent calcula la transferencia de masa mediante el estudio de la variación en la masa de la partícula, según atraviesa los distintos volúmenes de control. Este cambio se computa como:

$$M = \frac{\Delta m_p}{m_{p,0}} \dot{m}_{p,0}$$

2.5.6 PARÁMETRO GCI.

El estudio de la convergencia espacial de una simulación es un método efectivo para determinar el error de discretización [2.09]. Este método comprende realizar una misma simulación en dos o más mallas con distinto número de elementos (unas más finas que otras). Según se afina una malla, los elementos se vuelven más pequeños y su número aumenta. Los errores temporales y espaciales de discretización deberían aproximarse asintóticamente a 0.

Se debe distinguir, dentro del campo de las simulaciones, entre la solución numérica asintótica y la solución real. El nivel óptimo de afinamiento de la malla será aquel que proporcione una solución numérica asintótica, de tal forma que más refinamiento no cambie el resultado obtenido. Es decir, se alcanza una asíntota y más afinamiento no implica más detalle. En adición, esta solución numérica asintótica puede tener una cierta desviación respecto de la solución real (analítica o experimental) que se pretende validar.

El método para examinar la convergencia en este trabajo estará basado en el desarrollo realizado por Roache. Este autor sugirió la definición del coeficiente GCI (*Grid Convergence Index*). Este coeficiente se emplea para evaluar el alejamiento de una medida respecto de esa solución numérica asintótica. El GCI se calcula comparando dos mallas, una más gruesa y otra más fina. El índice evalúa la posible alteración porcentual de una solución si se realiza en la malla un refinamiento posterior. Así, un valor bajo de GCI indica que el cálculo está ya en el rango asintótico de la solución.

En este apartado, se expondrá el método general para el cálculo del GCI, de acuerdo con las recomendaciones del *Journal of Fluids Engineering*. Este procedimiento genérico se realizará para un problema con tres mallas diferentes [2.10]. En primer lugar, se debe calcular la altura media de las celdillas de una malla. Para ello, se empleará:

$$\text{Caso 3D:} \quad h = \left[\frac{1}{N} \cdot \sum_{i=1}^N (\Delta V_i) \right]^{1/3} \quad \text{Caso 2D:} \quad h = \left[\frac{1}{N} \cdot \sum_{i=1}^N (\Delta A_i) \right]^{1/2}$$

Donde:

- ΔV_i es el volumen de la celda i – ésima.
- ΔA_i es el área de la celda i – ésima.
- N es el número total de celdas.

En segundo lugar, se debe definir una variable crítica Φ , cuya variación será estudiada en las diferentes mallas. En adición, se debe calcular el ratio de refinamiento r , computable como $r = \frac{h_{\text{malla más gruesa}}}{h_{\text{malla más fina}}}$. Es recomendable que el valor de r sea superior a 1,3, aunque esto está basado en la experiencia (y no en un cálculo formal).

Teniendo tres mallas, numerándolas de tal forma que $h_1 < h_2 < h_3$, definiendo $r_{21} = \frac{h_2}{h_1}$ y $r_{32} = \frac{h_3}{h_2}$, se debe calcular el orden aparente p del método:

$$p = \frac{1}{\ln(r_{21})} \cdot \left| \ln \left(\frac{\epsilon_{32}}{\epsilon_{21}} \right) + q(p) \right| \quad q(p) = \ln \left(\frac{r_{21}^p - s}{r_{32}^p - s} \right)$$

$$s = 1 \cdot \text{signo} \left(\frac{\epsilon_{32}}{\epsilon_{21}} \right)$$

Donde:

- $\epsilon_{32} = \Phi_3 - \Phi_2$.
- $\epsilon_{21} = \Phi_2 - \Phi_1$.

Estas ecuaciones solo podrán resolverse mediante la iteración, ya que las dos funciones dependen la una en la otra. El valor absoluto en la primera ecuación está justificado para asegurar la extrapolación hacia $h_{\text{elemento}} = 0$. Los valores negativos de

$\varepsilon_{32}/\varepsilon_{21}$ son una indicación de convergencia oscilatoria. Si los valores de ε_{32} o ε_{21} son muy cercanos a 0, este procedimiento no funciona.

En siguiente lugar, se debe computar el valor extrapolado Φ_{ext} , que sería la aproximación de la variable crítica para una malla con $h_{\text{elemento}} = 0$. Se procede, para $\Phi_{\text{ext}21}$ y $\Phi_{\text{ext}32}$:

$$\Phi_{\text{ext}21} = \frac{(r_{21}^p \cdot \phi_1 - \phi_2)}{(r_{21}^p - 1)} \quad \Phi_{\text{ext}32} = \frac{(r_{32}^p \cdot \phi_2 - \phi_3)}{(r_{32}^p - 1)}$$

A continuación, se calculan los errores aproximados y extrapolados.

$$e_{a21} = \left| \frac{\phi_1 - \phi_2}{\phi_1} \right| \quad e_{a32} = \left| \frac{\phi_2 - \phi_3}{\phi_2} \right|$$

$$e_{\text{ext}21} = \left| \frac{\phi_{21\text{ ext}} - \phi_1}{\phi_{21\text{ ext}}} \right| \quad e_{\text{ext}32} = \left| \frac{\phi_{32\text{ ext}} - \phi_2}{\phi_{32\text{ ext}}} \right|$$

Finalmente, se calcula el coeficiente GCI para la transición media – fina y para la gruesa – media.

$$\text{GCI}_{21} = \frac{1,25 \cdot e_{a21}}{r_{21}^p - 1} \quad \text{GCI}_{32} = \frac{1,25 \cdot e_{a32}}{r_{32}^p - 1}$$

3. SIMULACIÓN DE FLUJO EN EL INTERIOR DE CONDUCTOS.

3.1 INTRODUCCIÓN.

Antes de tratar con el principal tema de investigación de este TFG, se deben adquirir las habilidades y formas de trabajo necesarias para realizar correctamente las simulaciones CFD. Así, conviene realizar una serie de simulaciones más básicas, ampliamente estudiadas y recogidas en bibliografía, antes de simular la refrigeración evaporativa basada en ultrasonidos.

En este capítulo, se estudian este tipo de simulaciones, que servirán para sentar las bases de cara al objetivo principal de este trabajo. De esta manera, en esta parte se simulan los fenómenos que ocurren en el flujo en el interior de conductos. Como ya se ha mencionado en el apartado anterior, este tipo de problemas tiene resolución analítica. Por ello, resulta útil comparar las simulaciones con los resultados obtenidos de las ecuaciones de la Mecánica de Fluidos.

En particular, se introduce el capítulo con la explicación del marco teórico para flujos discurriendo por el interior de conductos, en régimen laminar y turbulento. A continuación, se simula el caso para flujo laminar, y se compara con su resolución analítica. Por último, se estudia el problema de flujo turbulento y se compara con su respectiva resolución.

3.2 MARCO TEÓRICO.

3.2.1 INTRODUCCIÓN GENERAL.

3.2.1.1 LA FÓRMULA DE DARCY – WEISBACH.

Los parámetros más importantes que se deben calcular en un flujo por el interior de un conducto es el caudal (o velocidad) del fluido y la pérdida de presión por ese conducto. Para la deducción de la ecuación que rige la relación entre velocidad y pérdida de presión, se debe acudir a las ecuaciones de conservación de la masa, cantidad de movimiento y energía, en forma integral. Además, se debe considerar un volumen de control como es el de la Figura 3.01.

De la ecuación de conservación de la masa, y considerando flujo incompresible, se extrae la conclusión de que el caudal volumétrico de entrada y de salida a lo largo del volumen de control será exactamente el mismo.

$$\dot{m}_1 = \dot{m}_2 \quad \rightarrow \quad \rho_1 \cdot v_1 \cdot A_1 = \rho_2 \cdot v_2 \cdot A_2$$
$$Q = v_1 \cdot A_1 = v_2 \cdot A_2$$

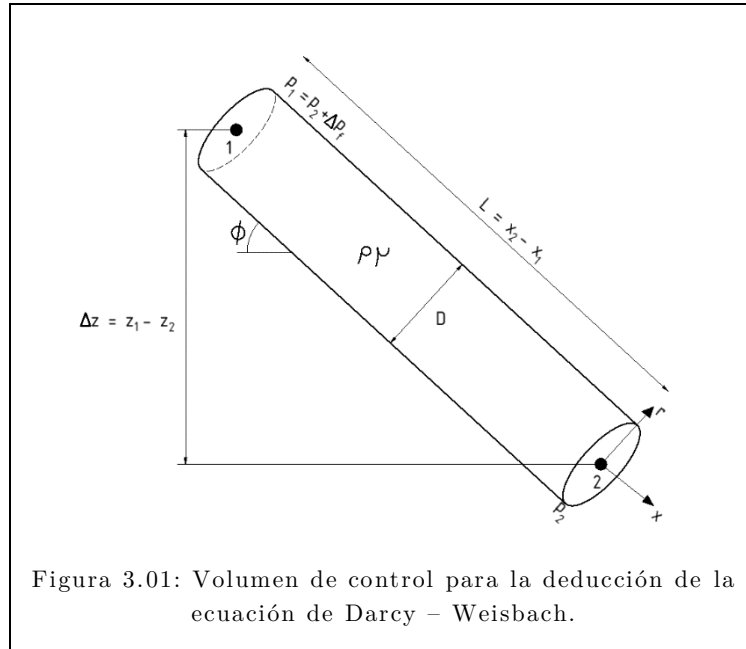
Si además se cumple que el tubo tiene una sección de entrada y salida con los mismos diámetros ($A_1 = A_2$), entonces las velocidades medias en ambas secciones también deben ser iguales ($v_1 = v_2$).

De la simplificación de la ecuación de conservación de la cantidad de movimiento, se obtiene que la variación del flujo de cantidad de movimiento es igual al balance de fuerzas en el volumen de control (que contiene las fuerzas de presión, gravitatoria y de esfuerzo cortante).

$$\dot{m}_2 \cdot (v_2 - v_1) = (p_1 - p_2) \cdot A - \bar{\tau}_w \cdot p_m \cdot L + \rho \cdot g \cdot A \cdot \Delta z$$

Donde:

- $\bar{\tau}_w$ es el esfuerzo cortante promedio en la pared.
- p_m es el perímetro mojado del conducto.



Esta expresión puede reducirse si se tiene en consideración la igualdad de velocidades $v_1 = v_2$ deducida anteriormente. Se puede seguir particularizando para un flujo en un conducto circular y reorganizando términos, acabando con:

$$\frac{(p_1 - p_2) \cdot A}{\rho \cdot g \cdot A} + \Delta z = \frac{p_m \cdot \bar{\tau}_w \cdot L}{\rho \cdot g \cdot A} \quad \rightarrow \quad \frac{p_1 - p_2}{\rho \cdot g} + \Delta z = \frac{4 \cdot \bar{\tau}_w}{\rho \cdot g \cdot D} \cdot L$$

Por lo que respecta a la ecuación de conservación de la energía mecánica, su simplificación resultará en:

$$\frac{p_1}{\rho} + \frac{1}{2} \cdot \alpha_1 \cdot v_1^2 + g \cdot z_1 - \frac{\Delta p_f}{\rho} = \frac{p_2}{\rho} + \frac{1}{2} \cdot \alpha_2 \cdot v_2^2 + g \cdot z_2$$

Donde:

- Δp_f son las pérdidas de presión por fricción que sufre el fluido en el tramo de 1 a 2.
- α es un coeficiente corrector que relaciona la velocidad media del flujo con el perfil de velocidades que tiene. Para régimen laminar $\alpha = 2$, y para régimen turbulento $\alpha \approx 1$.

Teniendo en cuenta que la tubería tiene una sección de entrada igual a la de salida, se pueden tachar los términos relacionados con la velocidad, resultando en:

$$\frac{p_1 - p_2}{\rho \cdot g} + \Delta z = \frac{\Delta p_f}{\rho \cdot g}$$

Si se igualan los términos de la derecha de los resultados de las simplificaciones de las ecuaciones de conservación de energía mecánica y de la cantidad de movimiento, se obtiene el valor de la pérdida de presión debida a la fricción Δp_f :

$$\Delta p_f = \frac{\bar{\tau}_w}{\frac{A}{p_m}} \cdot L$$

Esta expresión indica que Δp_f depende, por un lado, del esfuerzo cortante de la pared sobre el fluido. Por otro, Δp_f se ve muy condicionado por la propia geometría del conducto (área, longitud y perímetro mojado). Sin embargo, de cara a calcular las pérdidas de presión por fricción, no se suele emplear directamente el valor de $\bar{\tau}_w$.

En su lugar, se utiliza un factor de fricción adimensional λ , llamado el factor de fricción de Darcy. Este ingeniero francés realizó notables estudios de los fluidos en tuberías, sobre 1860. El factor λ se relaciona con la densidad, la velocidad y $\bar{\tau}_w$:

$$\lambda = \frac{8 \cdot \bar{\tau}_w}{\rho \cdot v^2}$$

Incluyendo esta definición de λ en la ecuación de Δp_f , y así quitándonos $\bar{\tau}_w$ de la propia fórmula, se obtiene la siguiente expresión:

$$\Delta p_f = \frac{\bar{\tau}_w}{\frac{A}{p_m}} \cdot L = \frac{\lambda \cdot \rho \cdot v^2}{8 \cdot \frac{A}{p_m}} \cdot L = \lambda \frac{L}{4 \cdot \frac{A}{p_m}} \cdot \rho \cdot \frac{v^2}{2} = \lambda \cdot \frac{L}{D} \cdot \rho \cdot \frac{v^2}{2}$$

Esta ecuación se conoce como la Ecuación de Darcy – Weisbach, y es una de las más importantes en el cálculo de flujos a presión en conductos cerrados. Es una piedra angular que puede emplearse tanto para flujo laminar como para flujo turbulento, y además se puede utilizar independientemente del tipo de tubería.

Se debe comentar también el significado del grupo $4 \cdot \frac{A}{p_m}$, conocido como diámetro hidráulico D_h . Este grupo está presente en las expresiones estudiadas, y representa la dimensión característica por la que se reconocerá un conducto. Para secciones circulares ($A = \pi \cdot \frac{D^2}{4}$, $p_m = \pi \cdot D$), D_h coincide con el diámetro D de la circunferencia. No obstante, para otro tipo de secciones (cuadradas, rectangulares o triangulares, por ejemplo) se deberá calcular el D_h , ya que no coincidirá con alguna de sus dimensiones fundamentales.

3.2.1.2 PERFIL DE VELOCIDADES.

La ecuación de Darcy – Weisbach explicada contempla las pérdidas de presión debidas únicamente a la fricción con las paredes Δp_f . En la teoría de Darcy – Weisbach, se parte de la hipótesis que el flujo tiene en todo su recorrido un perfil completamente desarrollado. No obstante, cuando un flujo entra desde un depósito a una tubería, el perfil de velocidad será aproximadamente constante y no completamente desarrollado supuesto por Darcy – Weisbach.

En el momento en que el fluido entra en la tubería, las capas adyacentes a la pared recibirán la influencia del esfuerzo cortante de la pared τ_w . Estas capas se frenarán, adquiriendo una velocidad nula. Para compensar esta disminución de velocidad y mantener el flujo másico $\dot{m}$, la parte central del fluido se acelerará. Este fenómeno creará un característico perfil de velocidades a lo largo de la sección de la tubería, presente en las Figuras 3.02 y 3.03.

La región del flujo en la que los efectos del esfuerzo cortante τ_w (trasmitidos desde la pared, mediante la viscosidad del fluido) son importantes se denomina región de capa límite. En esta región, los efectos de viscosos y los cambios de velocidad son significativos. Por otro lado, los efectos de fricción en la región irrotacional son insignificantes. La línea imaginaria que separan ambas regiones es conocida como capa límite.

Según va avanzando el flujo por la tubería, la región de capa límite aumenta desde las paredes hasta que llega al eje de revolución. Cuando esto ocurre, se puede afirmar que el perfil está plenamente desarrollado. El espacio físico entre la entrada de la tubería y este punto es la región hidrodinámica de entrada, o longitud de adaptación. La región más allá del punto en el que la capa límite alcanza el eje de revolución es la región hidrodinámicamente desarrollada.

El flujo se considera “totalmente desarrollado” cuando permanece constante con la coordenada de avance del movimiento y la radial. En adición, el perfil de velocidades está relacionado con el esfuerzo cortante en la pared τ_w , ya que ambos permanecerán constantes a partir del mismo punto. En adición, la adaptación del flujo a este perfil desarrollado supondrá una pérdida de presión adicional Δp_i (que no está incluido en la deducción de Darcy – Weisbach). Asimismo, se deberá computar como una pérdida singular, y no como una por fricción.

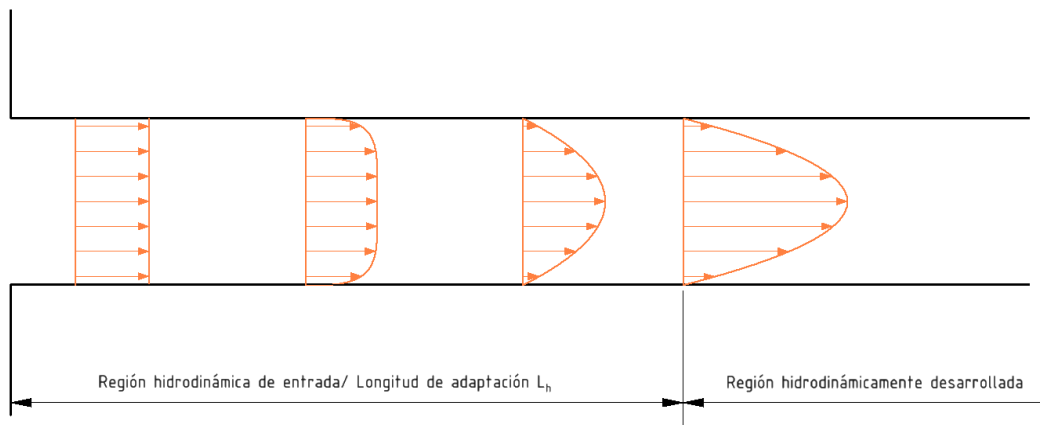


Figura 3.02: Perfiles de velocidad en las regiones de entrada y desarrollada.

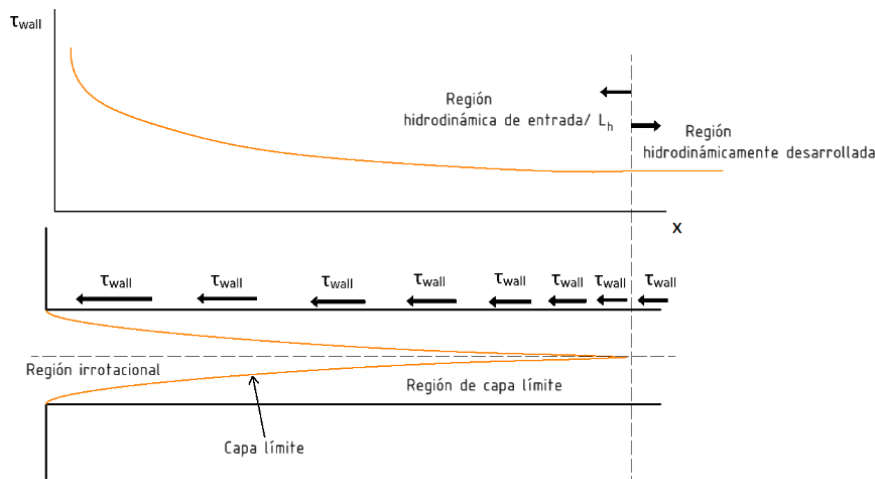


Figura 3.03: Variación del esfuerzo cortante y regiones de capa límite e irrotacional.

Como se ha mencionado, será relevante conocer la longitud de adaptación L_h del flujo al perfil de velocidades completamente desarrollado. Mediante un análisis de órdenes de magnitud se puede caracterizar la longitud de adaptación para flujos de fluidos incompresibles a presión. Esto tiene como resultado definir las variables principales de las que va a depender L_h :

$$L_h \sim \frac{\rho \cdot u \cdot D^2}{\mu} = \frac{u \cdot D}{\nu} \cdot D = Re \cdot D$$

Por lo que L_h dependerá en esencia del número de Reynolds y la dimensión característica (D en caso de conductos circulares y D_h en los que no lo sean). Para cada régimen de flujo, se obtendrán expresiones más específicas.

3.2.2 FLUJO LAMINAR.

Dentro del régimen laminar, están contenidos los flujos que tienen un número de Reynolds hasta 2300. Este flujo está caracterizado por ser suave y ordenado. Este régimen suele darse en flujos con fluidos de alta viscosidad y a bajas velocidades.

Un ejemplo clásico que muestra la diferencia entre el flujo laminar y el turbulento está disponible en el propio hogar. Al abrir un poco el grifo, el agua saldrá en régimen laminar (Figura 3.04), y además será transparente. Si se abre más el grifo, el flujo irá desordenándose hasta llegar a régimen turbulento (Figura 3.05). En esta situación, el agua ya no se verá transparente.

En los siguientes apartados se particularizarán las expresiones generales a este flujo en particular.



Figura 3.04: Flujo de agua en régimen laminar.



Figura 3.05: Flujo de agua en régimen turbulento.

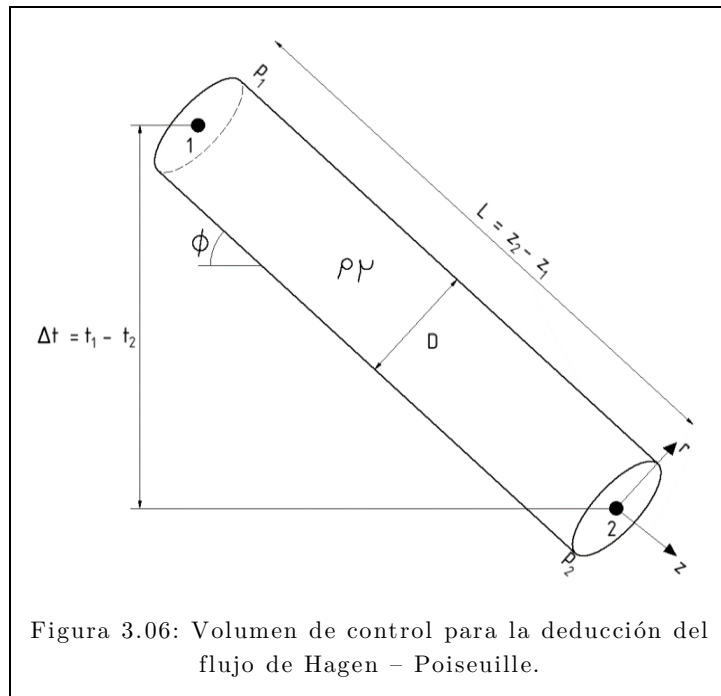
3.2.2.1 CORRIENTE DE HAGEN – POISEUILLE.

Para los cálculos de presión y caudal, se podrá emplear la fórmula de Darcy – Weisbach. Sin embargo, también se puede deducir una ecuación aplicable solo a flujos laminares bajo unas condiciones especiales.

Un flujo laminar unidireccional, estacionario y circulando por un conducto de sección circular y constante recibe el nombre de flujo de Hagen – Poiseuille. Este es uno de los pocos problemas con solución analítica en la Mecánica de Fluidos, y se representa como la Figura 3.06. Para este flujo, se pueden obtener unos perfiles de velocidades característicos, que compondrían una ecuación más para definir el flujo laminar. Para poder deducir esta expresión, se realizan dos pasos. En primer lugar, se deben simplificar

las ecuaciones de conservación en forma integral para que se adapten al caso de un movimiento unidireccional de líquidos. Para la ecuación de continuidad, considerando un sistema cartesiano ortogonal y simplificando para flujo incompresible y unidireccional:

$$\nabla(v) = 0 \quad \frac{\partial u}{\partial x} = 0$$



Por lo que se refiere a la ecuación de cantidad de movimiento, se vuelve a simplificar para flujo incompresible y unidireccional. En adición, al expresar las fuerzas másicas en función del potencial de fuerzas másicas, se obtiene la conclusión de que los gradientes de presión transversales al flujo son nulos. Así, solamente hay un gradiente de presión importante en la dirección longitudinal del tubo. Este gradiente recibe el nombre de presión reducida P_e , y expresándolo por unidad de longitud, se obtiene que:

$$P_e = -\frac{\partial P}{\partial x} = \frac{(p + \rho \cdot U_p)_1 - (p + \rho \cdot U_p)_2}{x_2 - x_1}$$

Donde:

- U_p es el término de potencial de fuerzas másicas. En este caso, sólo se contempla el potencial gravitatorio.
- $x_2 - x_1$ representa la longitud total del tubo.

La ecuación de la energía puede simplificarse para flujos incompresibles y propiedades constantes, expresándose en coordenadas cartesianas.

$$\rho \cdot c_p \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial T}{\partial x} + v \cdot \frac{\partial T}{\partial y} + w \cdot \frac{\partial T}{\partial z} \right) = k \cdot \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \Phi_v + \dot{Q}$$

Donde:

- Φ_v se refiere a la disipación viscosa.
- $\dot{Q}$ representa el calor trasferido.

Esta ecuación no tendrá más recorrido, ya que el problema mecánico y el térmico está desacoplados. Por ello, la variación de temperatura se despreciará.

En segundo lugar, se deben aplicar los desarrollos y condiciones de contorno pertinentes hasta llegar a la ecuación del perfil característico del flujo de Hagen – Poiseuille. Cambiando el sistema de coordenadas de cartesiano a cilíndrico, se obtiene la siguiente expresión:

$$\begin{aligned} \rho \cdot \left(\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_r \cdot \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \cdot \frac{\partial v_z}{\partial \theta} + v_z \cdot \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) \\ = - \frac{\partial p}{\partial z} + \mu \cdot \left(\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \cdot \left(r \cdot \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 v_z}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right) + \rho \cdot f_{m_z} \end{aligned}$$

Considerando las características básicas del flujo (estacionario, simétrico respecto al eje de revolución, incompresible y unidireccional), se acaba obteniendo que el perfil de velocidades depende únicamente de la coordenada radial r del sistema de referencia cilíndrico planteado. Esto significa que el perfil se podrá modelizar geométricamente como una función $v_z = v_z(r)$.

$$0 = P_e + \mu \cdot \left(\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \cdot \left(r \cdot \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) \right)$$

Para obtener una función que describa el comportamiento geométrico del perfil de velocidades, se debe resolver la ecuación diferencial ordinaria de segundo orden planteada. Para definir completamente esta función, y como es de segundo orden, se necesitan conocer dos condiciones de contorno.

La primera será que el flujo tendrá velocidad nula en las paredes, ya que el esfuerzo cortante $\bar{\tau}_w$ lo frena completamente. Numéricamente, esto se traduciría a que $v_z(r = R) = 0$.

La segunda condición de contorno es que en el eje de revolución de la tubería la velocidad será máxima ($\tau_w = 0, \tau = \mu \frac{dv_z}{dr} = 0$). Matemáticamente, esto se puede definir

como que la derivada de la función en el eje de revolución valdrá 0. Numéricamente, esto significa que $\frac{dv_z}{dr}(r=0) = 0$.

Cuando se integra y aplican estas dos condiciones de contorno, se obtiene como resultado el perfil general de velocidades para una corriente Hagen – Poiseuille:

$$v_z(r) = \frac{P_e}{4 \cdot \mu} \cdot (R^2 - r^2)$$

Donde:

- P_e es el gradiente de presión reducida anteriormente mencionado.
- r es la variable, es decir, el radio del que nos puede interesar conocer su velocidad.
- R es el radio de la tubería.

Este perfil corresponde, matemáticamente, a una distribución parabólica en la tubería. El vértice de la parábola coincidiría con el eje de revolución, y correspondería al valor máximo de velocidad. Este valor sería $\frac{P_e}{4 \cdot \mu} \cdot R^2$.

Progresivamente y siguiendo una relación cuadrática, la velocidad cambia hasta que alcanza su valor nulo en las paredes. Se debe comparar la velocidad media del flujo $\bar{v}_z$ y la velocidad máxima anteriormente mencionada, para ver si existe alguna relación directa.

Para terminar este apartado, conviene recordar y adaptar la expresión de P_e al problema particular del flujo de Hagen – Poiseuille. P_e dependerá de la configuración empleada. Para este caso, quedaría:

$$P_e = \frac{p_1 - p_2}{L} + \rho \cdot g \cdot \frac{z_1 - z_2}{L}$$

3.2.2.2 EXPRESIÓN DEL CAUDAL Y FACTOR λ .

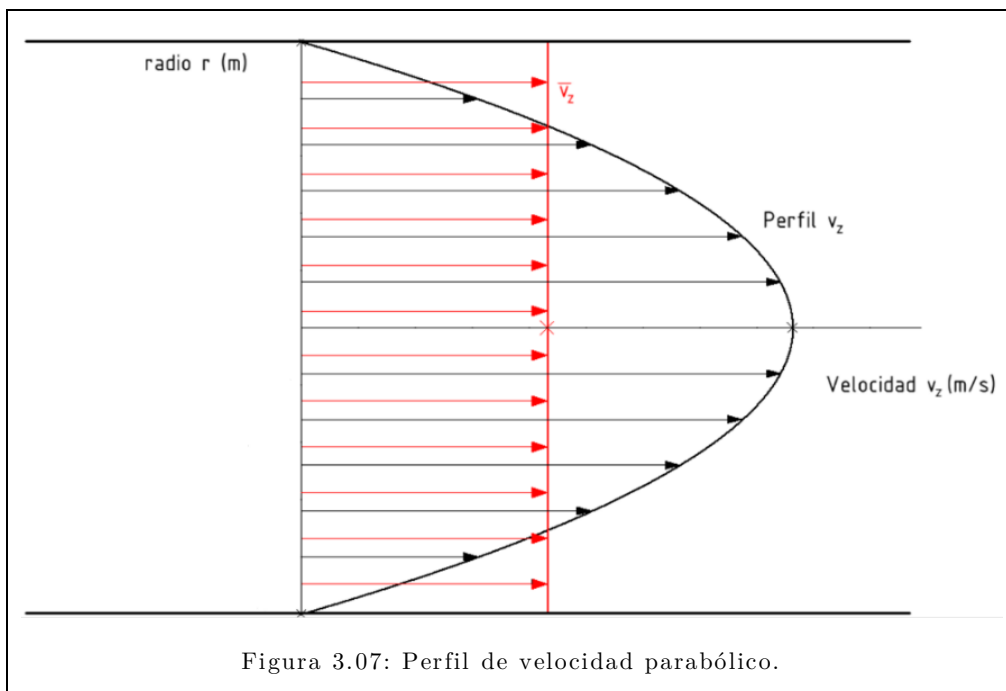
Para obtener el caudal Q de la tubería, a partir del flujo de Hagen – Poiseuille, se debe integrar la expresión de velocidad desde el eje de revolución ($r=0$) hasta el radio externo ($r=R$).

$$Q = \int_A v_z(r) \cdot dA = \frac{\pi \cdot P_e}{2 \cdot \mu} \cdot \left[\frac{R^2 \cdot r^2}{2} - \frac{r^4}{4} \right]_0^R = \frac{\pi \cdot P_e}{128 \cdot \mu} \cdot D^4$$

Teniendo en cuenta la expresión obtenida de caudal, y sabiendo que el caudal equivale al producto de la sección del tubo por la velocidad media, se puede aislar el valor de la velocidad media:

$$\bar{v}_z = \frac{Q}{A} = \frac{\frac{\pi \cdot P_e}{128 \cdot \mu} \cdot D^4}{\pi \cdot \left(\frac{D}{2}\right)^2} = \frac{P_e \cdot D^2}{32 \cdot \mu} = \frac{P_e}{8 \cdot \mu} \cdot R^2$$

Si se compara el cociente de la velocidad media ($\frac{P_e}{8 \cdot \mu} \cdot R^2$) con respecto a la máxima ($\frac{P_e}{4 \cdot \mu} \cdot R^2$), se concluye que la velocidad máxima será justo el doble a la velocidad media. En adición, el perfil de esfuerzos cortantes será máximo en la pared y nulo en el centro del tubo (Figura 3.07).



En flujo laminar, el valor de λ es muy sencillo y elegante de calcular. En la definición de λ , se puede sustituir el valor de $\bar{\tau}_w$ por su particularización en flujo laminar.

$$\tau_w = \mu \cdot \left. \frac{\partial v_z}{\partial r} \right|_{r=R} = -\frac{P_e}{2} \cdot R \quad \rightarrow \quad \lambda = \frac{4 \cdot P_e \cdot R}{\rho \cdot \bar{v}_z^2}$$

Además, se puede despejar P_e en la expresión y sustituirlo en este caso. Así, reordenando y simplificando un poco la ecuación, se obtiene una forma muy reducida para calcular el coeficiente λ :

$$\lambda = \frac{4 \cdot P_e \cdot R}{\rho \cdot \bar{v}_z^2} = \frac{4 \cdot R}{\rho \cdot \bar{v}_z^2} \cdot \frac{8 \cdot \mu \cdot \bar{v}_z}{R^2} = \dots = \frac{64}{\frac{\rho \cdot D \cdot \bar{v}_z}{\mu}} = \frac{64}{Re}$$

Por lo que λ se calculará, para flujo laminar, simplemente como el cociente de $64/Re$. Introduciendo esta particularización de λ para flujo laminar, la fórmula de Darcy – Weisbach quedará:

$$\Delta p_f = \lambda \cdot \frac{L}{D} \cdot \rho \cdot \frac{v^2}{2} = \frac{64}{Re} \cdot \frac{L}{D} \cdot \rho \cdot \frac{\bar{v}_z^2}{2} = \dots = \frac{128 \cdot \mu \cdot L}{\pi \cdot D^4} \cdot Q$$

3.2.2.3 LONGITUD DE ADAPTACIÓN.

Las ecuaciones para computar la longitud de adaptación (o región hidrodinámicamente desarrollada) se pueden particularizar para flujo laminar. En primer lugar, se debe comprobar que los problemas tratados cumplan con la condición de unidireccionalidad. Esta condición despreciaba la existencia de velocidades transversales al flujo. Para ello, se debe cumplir que:

$$Re \cdot \frac{D}{L} \sim 1$$

Si la tubería cumple con esto, tendrá una geometría adecuada como para que se desarrolle en ella un flujo que pueda considerarse como unidireccional. En cuanto a la longitud de adaptación L_h , en la sección anterior se determinó que dependería únicamente de Reynolds y el diámetro de la tubería. Para flujo laminar, L_h se puede estimar como:

$$\frac{L_h}{D} = 0,065 \cdot Re$$

En adición, como ya se ha mencionado, las fórmulas presentadas hasta ahora contemplan solamente las pérdidas de presión por fricción. Sin embargo, la propia adaptación del perfil de velocidades ya conlleva una pérdida de presión adicional. En flujo laminar, esta pérdida puede denominarse Δp_{adap} , adoptando la siguiente forma:

$$\Delta p_{adap} = k(\xi) \cdot \rho \cdot \frac{\bar{v}_z^2}{2} \quad k(\xi) = 1,25 \cdot \left(1 - e^{(-5,5 \cdot (\sqrt{\xi} + \xi))} \right) \quad \xi = \frac{x_h}{L_h}$$

En tuberías cortas, el flujo puede no terminar de adaptarse completamente. En las fórmulas, eso está contemplado por el parámetro ξ , cociente de la longitud del tubo x_h y la longitud de adaptación L_h . Cuando la tubería sea lo suficientemente larga como para que se adapte el perfil completamente, el valor k valdrá 1,25. En cualquier otro caso, tendrá un valor intermedio.

3.2.3 FLUJO TURBULENTO.

3.2.3.1 CÁLCULO DE LA CAÍDA DE PRESIÓN.

A diferencia del flujo laminar, caracterizado por dos fórmulas (Darcy – Weisbach o Hagen – Poiseuille), para resolver el caso turbulento solamente se podrá emplear Darcy – Weisbach. Para el problema turbulento, sin embargo, el cálculo de λ es semiempírico.

Para un problema con flujo laminar, $\bar{\tau}_w$ (y por ende, λ) dependen solo del número de Reynolds. En el caso turbulento, $\bar{\tau}_w$ depende del número de Reynolds y de la rugosidad ε del conducto. La rugosidad se podría definir como la “altura media de las imperfecciones superficiales” que tiene un material determinado. Todos los materiales tienen una rugosidad determinada.

No obstante, de cara a calcular el factor λ , no se tratará con ε de forma aislada. En su lugar, se empleará el conjunto $\frac{\varepsilon}{D}$, denominado rugosidad relativa. Así, expresando y ordenando matemáticamente lo anterior, se tiene:

$$\lambda = \lambda \left(\frac{\rho \cdot v \cdot D}{\mu}, \frac{\varepsilon}{D} \right) \quad \rightarrow \quad \lambda = \lambda \left(Re, \frac{\varepsilon}{D} \right)$$

Para calcular λ , existen métodos gráficos y ecuaciones numéricas. En el próximo apartado, se detallará en más profundidad el concepto de rugosidad, mientras se explica el método gráfico más utilizado: el diagrama de Moody.

3.2.3.2 DIAGRAMA DE MOODY.

El diagrama de Moody es una herramienta visual y sencilla de emplear (Figura 3.08). Entrando en el eje horizontal con el número de Reynolds del flujo y en el eje vertical de la derecha con la rugosidad relativa del conducto, se puede obtener

inmediatamente el valor de λ [3.01]. Este gráfico fue realizado con ensayos para flujo estacionario, aunque sus resultados pueden ser extrapolados para un gran número de casos no estacionarios.

El diagrama se divide en 5 zonas diferentes. Dos de ellas no serán comentadas, que son las correspondientes a los regímenes laminar y crítico. Las otras 3 sí serán relevantes en la explicación más detallada de la rugosidad: zona hidráulicamente lisa, zona de transición, y zona hidráulicamente rugosa.

La diferencia entre estos tres tipos viene dada por el tamaño relativo de subcapa laminar en la pared, y si esta alcanza a cubrir las rugosidades o no. La demostración de la existencia de la subcapa laminar se realizará en el siguiente apartado. No obstante, para el entendimiento de este apartado, se adelanta que en todo problema turbulento existe una subcapa laminar entre la pared y el propio flujo.

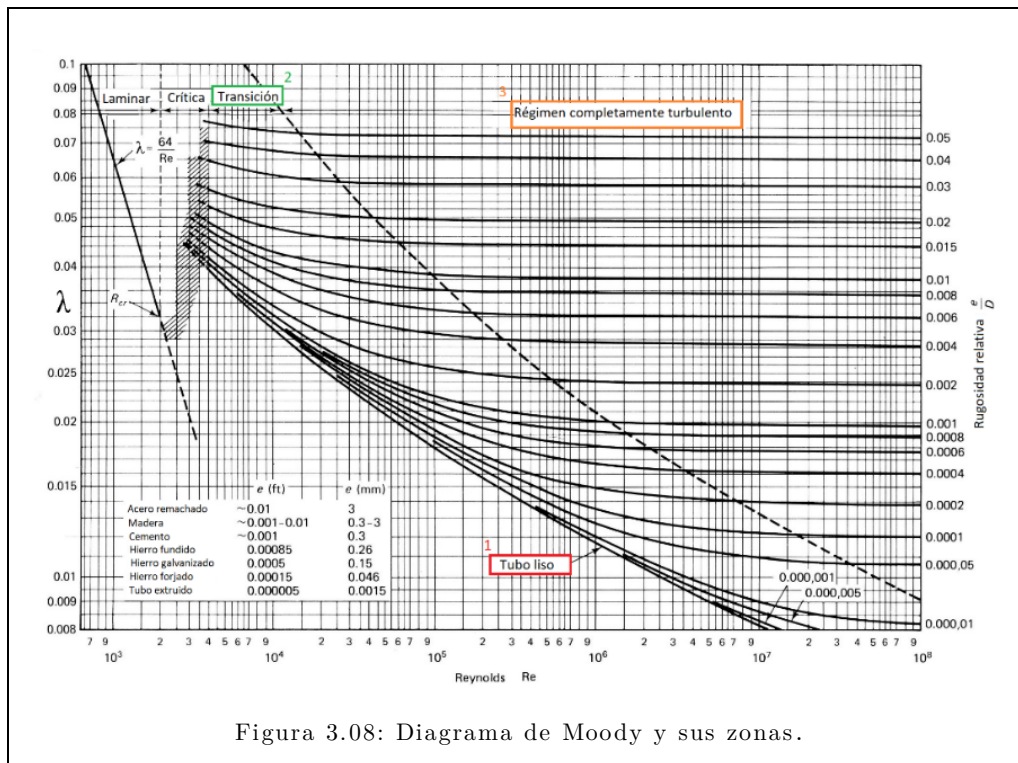


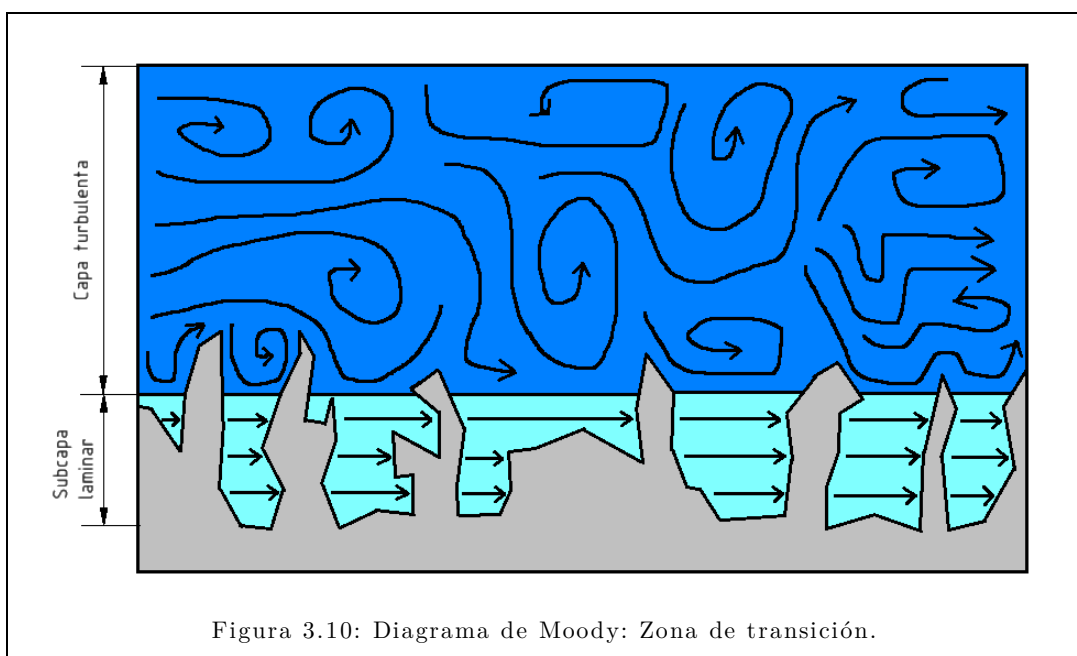
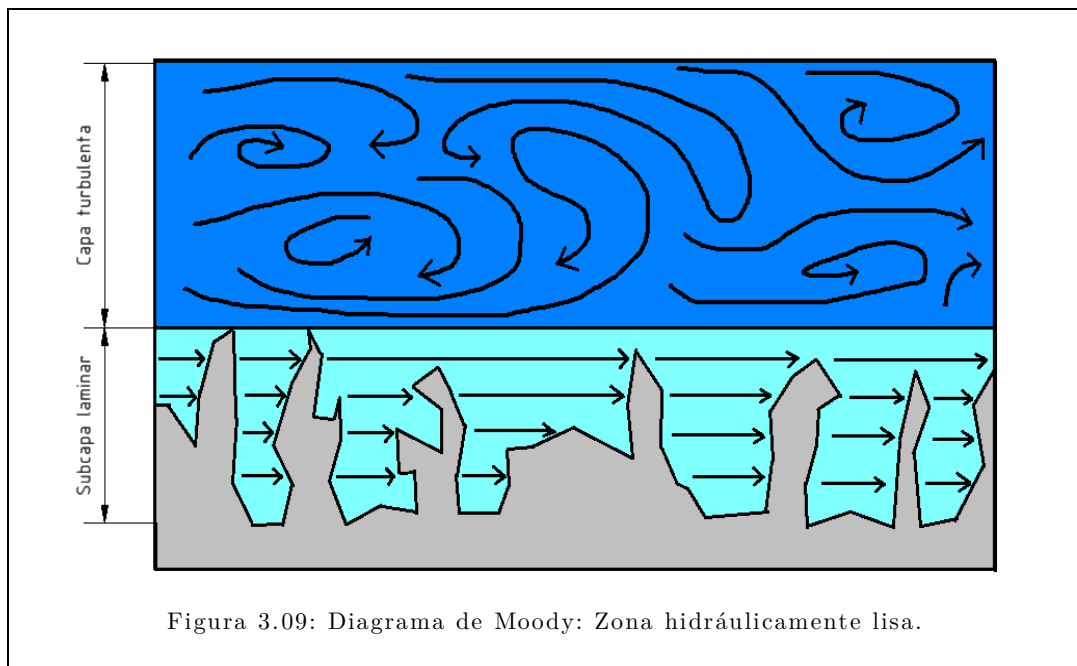
Figura 3.08: Diagrama de Moody y sus zonas.

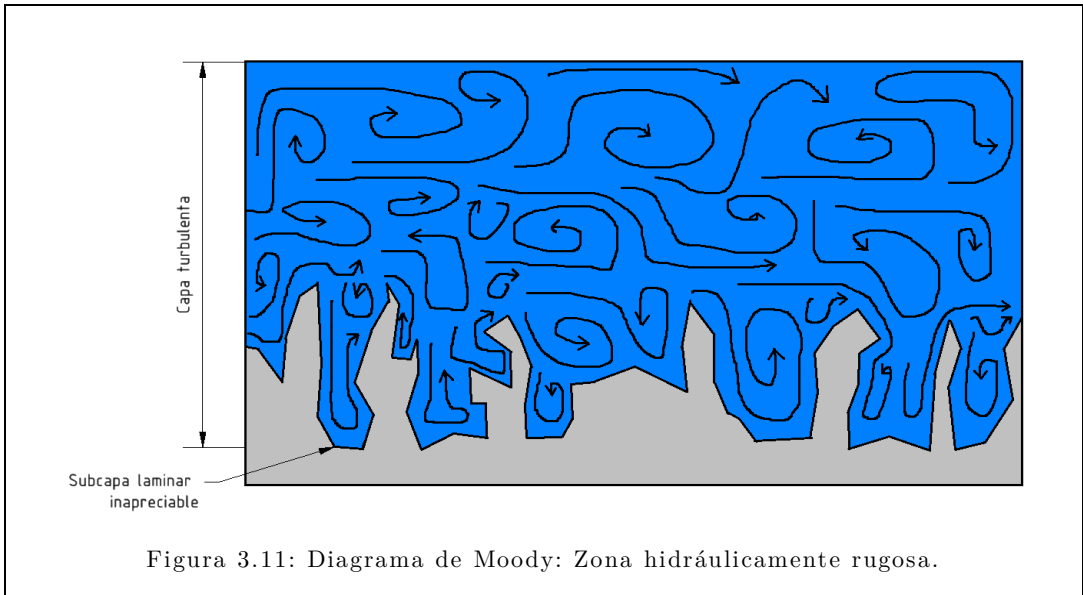
En la zona hidráulicamente lisa (señalada en la Figura 3.08 con un 1), las imperfecciones del conducto quedan completamente por debajo de la capa turbulenta de flujo. Esto significa, de forma gráfica, que la rugosidad absoluta ϵ queda contenida dentro de la subcapa laminar (Figura 3.09). Traducido al cálculo de λ , este parámetro solamente dependerá del número de Reynolds (ya que $\frac{\epsilon}{D}$ no afecta, y se considera como 0).

La zona de transición es el caso más frecuente en la práctica, y en ella el valor de λ depende tanto de la rugosidad $\frac{\epsilon}{D}$ como del número de Reynolds. Este caso se correspondería con la Figura 3.10, y con la región número 2 del diagrama de Moody.

En la zona hidráulicamente rugosa, las imperfecciones de la rugosidad se adentran completamente en el flujo turbulento. En esta región, el tamaño de la subcapa laminar es despreciable y no afecta en el cálculo de λ . Es por ello que este parámetro solamente depende del valor de la rugosidad $\frac{\varepsilon}{D}$. Este último caso aparece en la Figura 3.11, y en el punto 3 de Moody.

Asimismo, conviene contextualizar un poco los valores de rugosidad ε de algunos materiales. Los tubos lisos de cobre suelen tener una ε de entre 0,00135 a 0,00152 mm. En el acero y el hormigón, sus métodos de fabricación y su estado de conservación condicionan la rugosidad.





Asimismo, conviene contextualizar un poco los valores de rugosidad ε de algunos materiales, como los presentes en la Tabla 3.01. Los tubos lisos de cobre suelen tener una ε de entre 0,00135 a 0,00152 mm. En el acero y el hormigón, sus métodos de fabricación y su estado de conservación condicionan la rugosidad [3.02].

Para el caso de aceros estirados nuevos, la ε es de 0,01 – 0,05 mm. Para ligeramente oxidados, este intervalo aumenta a 0,14 – 0,4 mm. En el caso del hormigón, los pretensados son generalmente más lisos que los centrifugados. Finalmente, en el campo de los plásticos, el PVC y el PE tienen unos valores de rugosidad parecidos (0,0015 a 0,01 mm)

También cabe resaltar que existe otra herramienta gráfica similar a Moody para obtener el valor de λ . Este otro diagrama es el de Nikuradse. No obstante, es de escasa aplicación, porque fue obtenido con tubos de rugosidad artificial (esto es, la rugosidad se consiguió adhiriendo granos de arena en ellos). Además, los resultados no son totalmente aplicables.

Material	Coefficiente de Manning n	Coef. Hazen-Williams C_H	Coef. Rugosidad Absoluta ε (mm)
Asbesto cemento	0.011	140	0.0015
Latón	0.011	135	0.0015
Tabique	0.015	100	0.6
Hierro fundido (nuevo)	0.012	130	0.26
Concreto (cimbra metálica)	0.011	140	0.18
Concreto (cimbra madera)	0.015	120	0.6
Concreto simple	0.013	135	0.36
Cobre	0.011	135	0.0015
Acero corrugado	0.022	—	45
Acero galvanizado	0.016	120	0.15
Acero (esmalado)	0.010	148	0.0048
Acero (nuevo, sin recubrim.)	0.011	145	0.045
Acero (remachado)	0.019	110	0.9
Plomo	0.011	135	0.0015
Plástico (PVC)	0.009	150	0.0015
Madera (duelas)	0.012	120	0.18
Vidrio (laboratorio)	0.011	140	0.0015

Tabla 3.01: Valores de ε típicos.

3.2.3.3 CORRELACIONES PARA EL CÁLCULO DE λ .

Aparte del diagrama de Moody, también existen fórmulas empíricas, explícitas o implícitas con las que calcular el factor λ . Las ecuaciones se pueden dividir en dos grandes grupos: las generales, que sirven para un rango amplio de valores de Re y de $\frac{\varepsilon}{D}$; y las específicas, que solo sirven para uno de los tres casos planteados en Moody. Las específicas son numéricamente más sencillas que las generales.

Las ecuaciones generales son fundamentalmente 3: Colebrook – White, Swamee – Jain, y Haaland.

De todas ellas, la más precisa es la de Colebrook – White. Esta es la más aceptada, pero su principal inconveniente es que es implícita. Es decir, la variable λ no podrá despejarse, y la ecuación deberá resolverse iterando:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \cdot \log_{10} \left(\frac{\frac{\varepsilon}{D}}{3,7} + \frac{2,51}{Re \cdot \sqrt{\lambda}} \right)$$

Las ecuaciones de Haaland y Swamee – Jain fueron creadas como aproximaciones de Colebrook – White, y a la misma vez son explícitas. Tienen una desviación baja respecto a Colebrook – White (de en torno al 1%). Haaland (izquierda) fue creada en 1983 en el Instituto Noruego de la Tecnología, y Swamee – Jain (derecha) en 1976, por dos investigadores del Instituto Indio de Tecnología. Sus rangos son $10^3 < Re < 10^8$ y $10^{-6} < \frac{\varepsilon}{D} < 10^{-2}$. Existen aproximaciones, como la de Serghides y la de Goudar – Sonnad, que aproximan Colebrook – White calculando valores intermedios. Para este trabajo, con conocer Swamee – Jain será más que suficiente.

$$\lambda = \frac{0,3086}{\left[\log_{10} \left(\left(\frac{\frac{\varepsilon}{D}}{3,7} \right)^{1,11} + \frac{6,4}{Re} \right) \right]^2} \qquad \lambda = \frac{0,25}{\left[\log_{10} \left(\frac{\frac{\varepsilon}{D}}{3,7} + \frac{5,74}{Re^{0,9}} \right) \right]^2}$$

Por lo que respecta a las ecuaciones específicas, para la situación de tubería lisa ($\lambda = \lambda(Re)$), se pueden emplear las expresiones de Von Kármán (que es implícita) y Blausius. La ecuación de Von Kármán (izquierda) es válida para $Re > 10^6$, y Blasius (derecha) para el intervalo $3000 < Re < 10^5$.

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \cdot \log_{10}(Re \cdot \sqrt{\lambda}) - 0,8 \qquad \lambda = \frac{0,3164}{Re^{1/4}}$$

Para un tubo hidráulicamente rugoso, ($\lambda = \lambda(\frac{\varepsilon}{D})$), la aproximación principal es Von Kármán. Esta expresión (izquierda) es válida para $Re > 10^6$. También existen otras aproximaciones de cálculo más directo, como el presente en la derecha, que es válido para $20 < \frac{D}{\varepsilon} < 2000$.

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \cdot \log_{10} \left(\frac{D}{2 \cdot \varepsilon} \right) + 1,74 \qquad \lambda = 0,16 \cdot \left(\frac{\varepsilon}{D} \right)^{0,31}$$

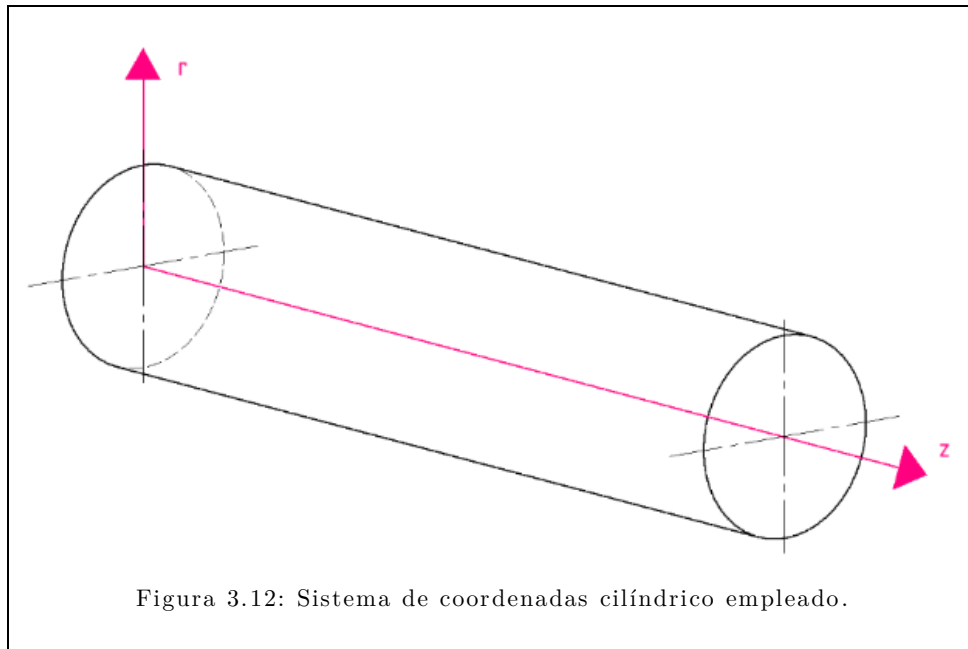
En cuanto a la zona de transición ($\lambda = \lambda(Re, \frac{\varepsilon}{D})$), no existirán ecuaciones específicas relevantes. Por ello, Colebrook – White será la más adecuada para esta zona de Moody.

3.2.3.4 PERFIL DE VELOCIDADES.

El análisis del perfil de velocidades en el flujo turbulento no es tan sencillo como el del flujo laminar. Esto se debe a que hay características del flujo turbulento no se pueden predecir con exactitud. En contraste, analizando las ecuaciones de flujo laminar, se ha podido deducir que el perfil era de tipo parabólico.

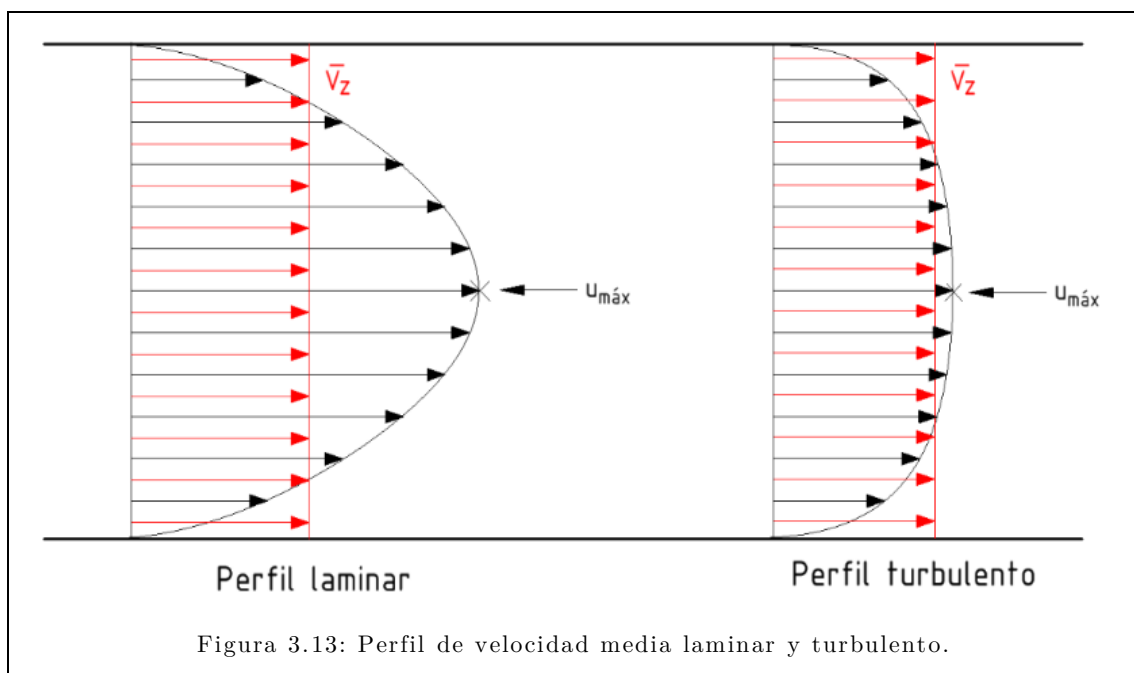
Aunque no se pueda predecir de forma matemática el perfil de velocidad del flujo turbulento, sí que podemos comenzar el análisis con el perfil de velocidades medias. Con la simplificación de flujo unidireccional en tubería cilíndrica pertinente, el perfil de velocidades media tendrá como eje de revolución y simetría el centro del tubo (Figura 3.12). Además, en flujo turbulento aparece el esfuerzo aparente de Reynolds, que consigue que el perfil de velocidades sea mucho más uniforme que el perfil del flujo laminar. El esfuerzo en la pared τ_w para el flujo turbulento es mayor que el del flujo laminar, ya que tendrá una componente de esfuerzo laminar τ_{lam} y otro de esfuerzo turbulento τ_{turb} . Así, la pendiente será mayor.

De esta manera, la velocidad media del fluido en flujo turbulento será un 85% de la velocidad máxima del mismo. Esto se contrapone al caso laminar, en el que la velocidad máxima del fluido era el doble de la velocidad media del mismo. En adición, la velocidad del flujo en el contorno es la velocidad que tiene la pared, que es 0. La Figura 3.13 muestra esta comparación.



Para el caso turbulento, el coeficiente k de pérdida singular por adaptación al perfil de velocidades [3.03] tendrá un valor de $k = 0,07$. La longitud de adaptación L_h será diferente a la del caso laminar, y se calculará como:

$$L_h = 1,359 \cdot D \cdot Re^{0,25}$$



Siguiendo con la simplificación de flujo unidireccional en sección circular, se va a tener que la ecuación de cantidad de movimiento que rige el flujo es, respecto al sistema de coordenadas referido en la Figura 3.12:

$$0 = -\frac{\partial P}{\partial z} + \mu \cdot \left(\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \cdot \left(r \cdot \frac{\partial v_z}{\partial r} - \overline{\rho \cdot r \cdot v'_r \cdot v'_z} \right) \right) + \rho \cdot f_{mz}$$

Esta expresión es muy similar a la ecuación de cantidad de movimiento empleada en el flujo laminar, a excepción del término $\overline{\rho \cdot r \cdot v'_r \cdot v'_z}$, que representa a los esfuerzos turbulentos. De esta manera, el perfil del flujo turbulento estará compuesto por una pequeña parte laminar pegada a la pared y una parte turbulenta predominante. Para resolver la concreción del perfil en un flujo turbulento, no basta con intentar establecer modelos lineales o con funciones con los datos en bruto.

Empleando análisis dimensional, sin embargo, sí que se llega a una serie de relaciones relevantes del perfil turbulento [3.04]. En este caso, se ha considerado el análisis del flujo cercano a una frontera. Para el análisis que se va a explicar aquí, se definirán las propiedades de la densidad ρ , la velocidad media $\overline{u_z}$, el esfuerzo cortante en la pared τ_w , la distancia de la pared y y la viscosidad cinemática ν . Estas propiedades van a expresarse en función de las dimensiones de masa [M], longitud [L] y tiempo [T].

$$\begin{array}{lll} \rho \sim \left[\frac{M}{L^3} \right] & y \sim [L] & \tau_w \sim \left[\frac{M}{L \cdot T^2} \right] \\ \overline{u_z} \sim \left[\frac{L}{T} \right] & \nu \sim \left[\frac{L^2}{T} \right] & u_\tau = \left(\frac{\tau_w}{\rho} \right)^{1/2} \end{array}$$

Teniendo en cuenta estas relaciones, conviene definir para el análisis de nuestro problema una cantidad llamada velocidad de fricción, u_τ . Después efectuar el análisis dimensional, se define la longitud adimensional y^+ y la velocidad adimensional u^+ como de la siguiente manera:

$$y^+ = \frac{y}{\nu} \cdot \left(\frac{\tau_w}{\rho} \right)^{1/2} = \frac{y \cdot u_\tau}{\nu} \qquad u^+ = \overline{u_z} \cdot \left(\frac{\tau_w}{\rho} \right)^{-1/2} = \frac{\overline{u_z}}{u_\tau}$$

Una vez hemos definido estos dos números, será importante buscar la relación entre ellos; es decir, encontrar $u^+ = f(y^+)$, al que llamaremos como perfil universal de velocidades para un flujo turbulento cercano a una pared. Todo este desarrollo realizado es conocido por el nombre de Ley de la pared.

3.2.3.5 LEY DE LA PARED PARA TUBERÍA LISA.

En el siguiente desarrollo teórico, se va a realizar el análisis del perfil en una tubería lisa. El análisis en el tubo rugoso es similar. En primer lugar, se tiene que analizar la capa laminar pegada a la pared. En ella, el τ_w será simple y tendrá el valor siguiente:

$$\tau_w = \rho \cdot \nu \cdot \frac{\partial u}{\partial y} \quad u^+ = y^+$$

Las relaciones se emplean para concluir que en todo flujo turbulento existirá una subcapa laminar, independientemente de la geometría estudiada. Será importante determinar el grosor de esta subcapa laminar.

Si ahora nos centramos en el lugar más alejado de la pared, se requiere algún modelo de turbulencia para construir la función $u^+=f(y^+)$. Utilizando la longitud de mezcla de Prandtl para definirlo, se obtienen las siguientes expresiones, definiendo así la función $u^+=f(y^+)$ válida para la zona turbulenta.

$$u^+ = \frac{1}{k} \cdot \ln(y^+) + C \quad u^+ = \frac{2,303}{k} \cdot \log_{10}(y^+) + C$$

La única diferencia entre ambas expresiones es que una está en base a logaritmo decimal, y la otra en base a logaritmo neperiano. La C de estas expresiones es una constante de integración cuyo valor dependerá del problema en particular. Ambas expresiones provienen de considerar la longitud de Prandtl.

Este perfil de velocidades ha sido empleado en diversas simulaciones y experimentos en la realidad, por lo que ha sido objeto de estudio. Por ello, se han podido generalizar algunos resultados respecto a cada una de las zonas. La zona laminar en la que $u^+=y^+$ se suele extender hasta $y^+=5$. Esto significa que, aproximadamente, el valor del grosor de la capa laminar se puede obtener:

$$\delta_{\text{laminar}} = \frac{5 \cdot \nu}{(\tau_w/\rho)^{1/2}}$$

Existe una zona transicional de $y^+=5$ hasta $y^+=30$, pero no se podrá obtener nada más sobre esta región, de momento. La zona completamente turbulenta empieza en $y^+=30$, y tiene un perfil dado por las siguientes relaciones. La expresión real es la de la izquierda, y es muy parecida a la mostrada anteriormente. Por otro lado, expresión de la derecha es una forma más simple e imprecisa para resumir el perfil de velocidades en una sola función, y recibe el nombre de “expresión en potencia 1/7 de Blasius”.

$$u^+ = C_1 \cdot \log_{10}(y^+) + C_2$$

$$u^+ = 8,7 \cdot (y^+)^{1/7}$$

La constante C_1 tiene un valor de 5,6 a 5,75 y la constante C_2 tiene un valor entre 4,9 y 5,5. En las Figuras 3.14 y 3.15 se presentan los resultados obtenidos en el análisis de un perfil de velocidad de forma teórica y experimental, apreciándose que sí existe correspondencia entre la predicción con la realidad práctica. Hay que resaltar que, en estos casos, hay varias formas de trasladar a una gráfica el perfil de velocidades. Se puede realizar relacionar u^+ con el logaritmo de y^+ . Otra opción podría ser tener u^+ en el eje de ordenada y tener y^+ en el eje X, pero aplicándole una escala logarítmica al dibujar el gráfico. Esta opción es la que se ha preferido en ambas figuras.

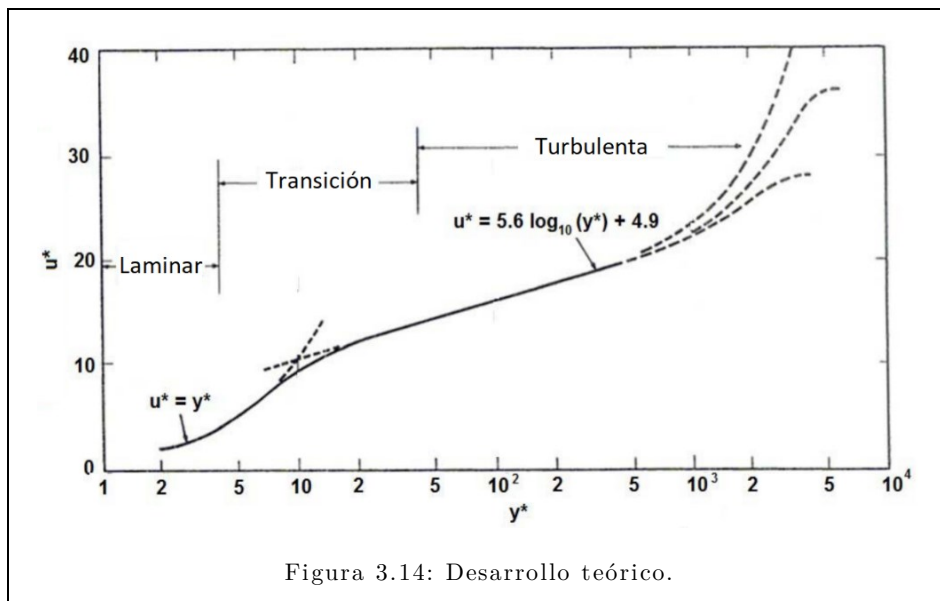


Figura 3.14: Desarrollo teórico.

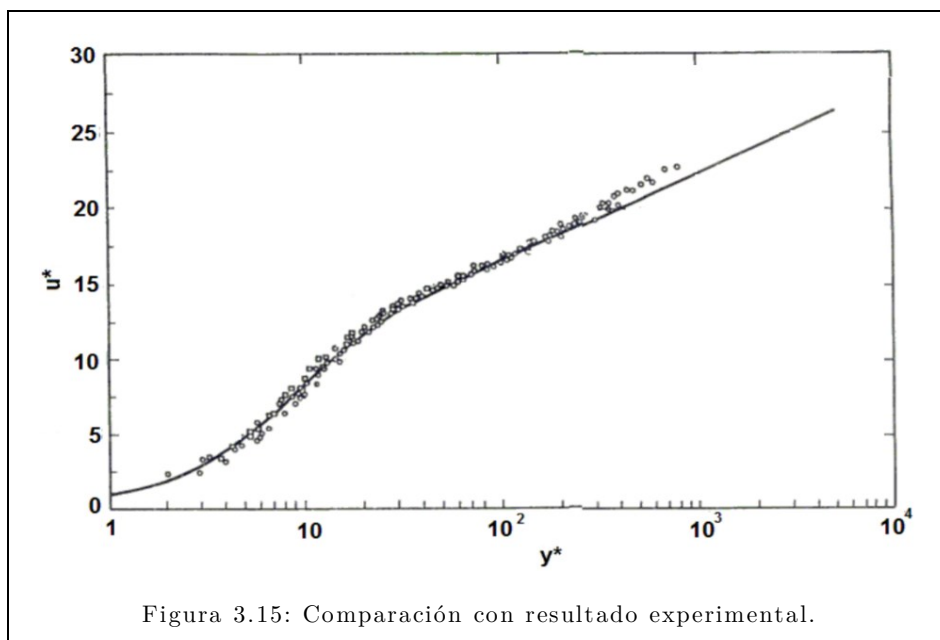


Figura 3.15: Comparación con resultado experimental.

3.2.3.6 LEY DE LA PARED PARA TUBERÍA RUGOSA.

Anteriormente, se ha descrito la ley de la pared en una tubería lisa. En el conducto hidráulicamente rugoso no se apreciará subcapa laminar de flujo, sino que la turbulencia estará directamente en contacto con la pared. Por ello, se debe incluir en el análisis dimensional propuesto la variable de la rugosidad ε . La adición de dicha variable crea una cantidad adimensional más, que es y/ε . Además, como la viscosidad ya no será tan determinante como lo era antes (al no estar presente la subcapa laminar en el tubo rugoso), se puede obviar la variable viscosidad cinemática ν . Sin emplear la viscosidad, se llega a que la u^+ es función de y/ε .

$$u^+ = \frac{\overline{u_z}}{u_\tau} = f\left(\frac{y}{\varepsilon}\right)$$

Para discernir entre este modelo de perfil de velocidad y el expuesto anteriormente, se puede expresar que el perfil de velocidad para tubo completamente rugoso tendrá validez cuando la rugosidad sea mucho más ancha que la capa laminar, que también está relacionado con y^+ . Estas relaciones se muestran en las siguientes expresiones:

$$\varepsilon \ll \delta_{\text{laminar}} \quad \frac{\varepsilon \cdot (\tau_w/\rho)^{1/2}}{u} \ll 5$$

Para obtener el perfil universal de velocidades en este caso se procede de manera muy similar al caso de tubería lisa. Utilizando la ley de longitud de mezcla de Prandtl, se obtienen las siguientes expresiones, donde C es una constante de integración. La de la izquierda emplea el logaritmo en base 10 y la de la derecha emplea el neperiano.

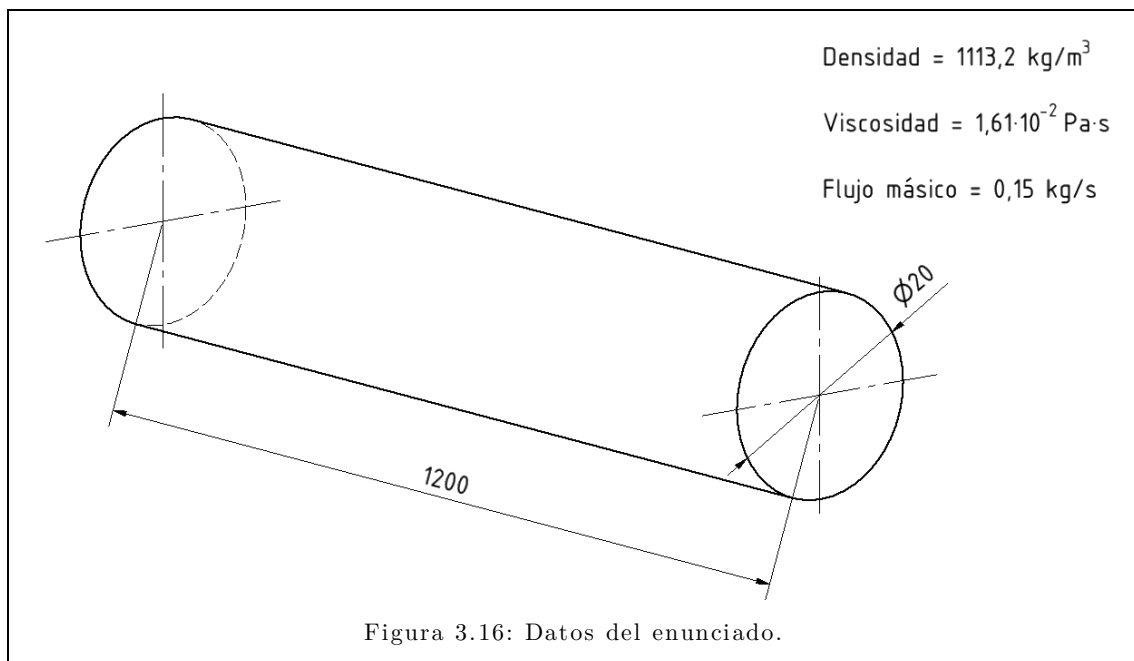
$$u^+ = \frac{\overline{u_z}}{u_\tau} = \frac{1}{k} \cdot \log_{10}\left(\frac{y}{\varepsilon}\right) + C \quad u^+ = C_3 \cdot \ln\left(\frac{y}{\varepsilon}\right) + C_4$$

La práctica muestra que los valores aproximados de C_3 y C_4 son de 5,75 y 8,5, respectivamente.

3.3. PROBLEMA BIBLIOGRÁFICO DE FLUJO LAMINAR.

En este apartado, se resolverá por escrito y con Fluent un caso “tipo” dentro del campo del flujo a presión por el interior de conductos. El enunciado para este problema sería el siguiente.

ENUNCIADO: El etilenglicol, con una densidad de $1113,2 \text{ kg/m}^3$ y una viscosidad de $1,61 \cdot 10^{-2} \text{ Pa} \cdot \text{s}$, es una sustancia empleada habitualmente como anticongelante en algunos motores de combustión interna. Se considera un tubo horizontal de diámetro $D = 2 \text{ cm}$ y de longitud $L = 1,2 \text{ m}$, por el que circula un caudal másico de $0,15 \text{ kg/s}$ de etilenglicol. ¿Qué pérdida de carga se produce a lo largo de ese recorrido? ¿Cómo será el perfil de velocidades y su longitud de adaptación?



3.3.1 RESOLUCIÓN ANALÍTICA.

3.3.1.1 PÉRDIDA DE PRESIÓN ΔP .

La resolución analítica de este ejercicio se podría plantear de dos formas diferentes: desde la fórmula de pérdida de carga y desde la expresión del caudal. Se compararán ambas formas.

Forma A) Desde la fórmula de pérdida de carga.

La fórmula de pérdida de carga empleada en este apartado es Darcy-Weisbach, que relaciona la pérdida de carga (es decir, el decremento de presión) con la velocidad media del flujo por ese conducto. Se emplearán unas ecuaciones adicionales para resolver las incógnitas que faltan por calcular. Todas ellas han sido presentadas anteriormente, en el apartado 3.1.

$$\Delta P = \left(\lambda \cdot \frac{L}{D_h} + k \right) \cdot \rho \cdot \frac{\bar{v}_z^2}{2} \quad \lambda = \frac{64}{Re} \quad Re = \frac{\rho \cdot \bar{v}_z \cdot D_h}{\mu} \quad \dot{m} = \rho \cdot v \cdot A_{\text{circular}} \\ = \rho \cdot \bar{v}_z \cdot \frac{\pi \cdot D^2}{4}$$

Para un perfil de velocidad completamente desarrollado (como es el caso), el valor de k será $k = 1,25$. Sustituyendo los valores por los datos del problema, se tiene que:

$$0,15 = 1113,2 \cdot \bar{v}_z \cdot \frac{\pi \cdot (0,02)^2}{4}; \quad \bar{v}_z = 0,4289 \text{ m/s} \\ Re = \frac{1113,2 \cdot 0,4289 \cdot 0,02}{1,61 \cdot 10^{-2}}; \quad Re = 593,107 \\ \lambda = \frac{64}{593,107}; \quad \lambda = 0,10791$$

Con todo lo anterior, se puede resolver el valor de la pérdida de carga con la ecuación de Darcy-Weisbach, de tal forma que:

$$\Delta P = \left(0,10791 \cdot \frac{1,2}{0,02} + 1,25 \right) \cdot 1113,2 \cdot \frac{(0,4289)^2}{2}; \quad \Delta P = 790,918 \text{ Pa}$$

Forma B) Desde la expresión del caudal.

Otro enfoque que podríamos considerar a la hora de resolver este problema es emplear la expresión que dicta el caudal que circula por una tubería en flujo laminar. Se debe adoptar un sistema de referencia como el presente en la Figura 3.17. Las fórmulas empleadas para la resolución de esta forma son:

$$v_z(r) = \frac{P_e}{4 \cdot \mu} \cdot (R^2 - r^2) \quad P_e = \frac{P_1 - P_2}{L} + \rho \cdot g \cdot \frac{Z_1 - Z_2}{L} \quad Q = \frac{P_e \cdot \pi}{128 \cdot \mu} \cdot D^4$$

En el enfoque de esta Forma B) de resolver el problema, se parte de un caudal conocido. Por ello, la magnitud desconocida en el problema es P_e , el gradiente de presión reducida que conseguirá que se trasegue por la tubería exactamente ese caudal.

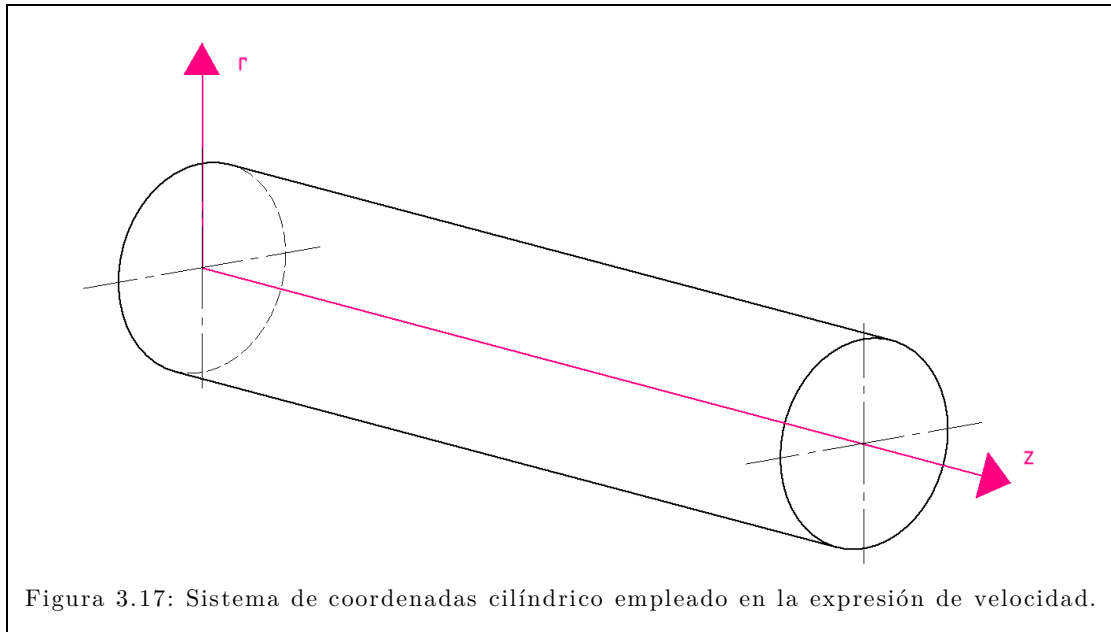


Figura 3.17: Sistema de coordenadas cilíndrico empleado en la expresión de velocidad.

De esta manera, como se impone en el enunciado que el tubo está en horizontal ($Z_1 = Z_2$), el valor de $P_1 - P_2$ se corresponderá con las pérdidas por fricción en la tubería. En primer lugar, obtendríamos el valor de caudal volumétrico, dividiendo entre la densidad ρ , y en segundo lugar se calcularía P_e .

$$Q = \frac{0,15}{1113,2} = 0,000134747 \text{ m}^3/\text{s}; \quad 0,000134747 = \frac{P_e \cdot \pi}{128 \cdot 1,61 \cdot 10^{-2}} \cdot (0,02)^4;$$

$$P_e = 552,44 \text{ Pa/m}$$

$$552,44 = \frac{-\Delta P_{\text{fric.}}}{1,2} + 1113,2 \cdot 9,81 \cdot \frac{0 - 0}{2}; \quad |\Delta P_{\text{fric.}}| = 662,928 \text{ Pa}$$

En esta forma de resolverlo, es preciso adoptar el valor absoluto de $\Delta P_{\text{fric.}}$. En el caso de proceder con la ecuación de Darcy-Weisbach, el valor de ΔP que resulte va a ser siempre positivo. Esto es así porque la expresión asume que, a lo largo de un conducto (solamente por fricción), el fluido sufrirá un decremento de presión. De esta manera, ΔP en Darcy-Weisbach no se define como variación de presión ($P_2 - P_1$), sino como decremento de presión ($P_1 - P_2$). De ahí viene la diferencia a que en la Forma A) el resultado de ΔP sea positivo y que en la Forma B) sea negativo. Este valor correspondería a la pérdida por presión ocurrida por fricción. Habrá que añadir el efecto de la región de entrada k .

$$\Delta P = \Delta P_{\text{fric.}} + k \cdot \rho \cdot \frac{\bar{v}_z^2}{2} \quad \Delta P = 662,928 + 1,25 \cdot 1113,2 \cdot \frac{(0,4289)^2}{2}$$

$$\Delta P = 790,915 \text{ Pa}$$

Este valor de ΔP , como debería ser, coincide con el obtenido de la forma A).

3.3.1.2 PERFIL DE VELOCIDADES.

En la primera presentación de ecuaciones, se define una con la velocidad del flujo en función del radio r del tubo. En nuestro ejemplo particular, se tendría un $R = 0,01$ m. En cuanto al gradiente de presión necesario para que discurra el flujo, se tiene que con el desarrollo anterior $P_e = 552,44$ Pa. De esta manera, la velocidad $v_z(r)$ será:

$$v_z(r) = \frac{P_e}{4 \cdot \mu} \cdot (R^2 - r^2) \rightarrow \frac{552,44}{4 \cdot 1,61 \cdot 10^{-2}} \cdot (0,01^2 - r^2) \rightarrow 8578,26 \cdot (10^{-4} - r^2)$$

$$v_z(r) = 0,857826 - 8578,26 \cdot r^2 \quad \text{con } r \text{ en metros}$$

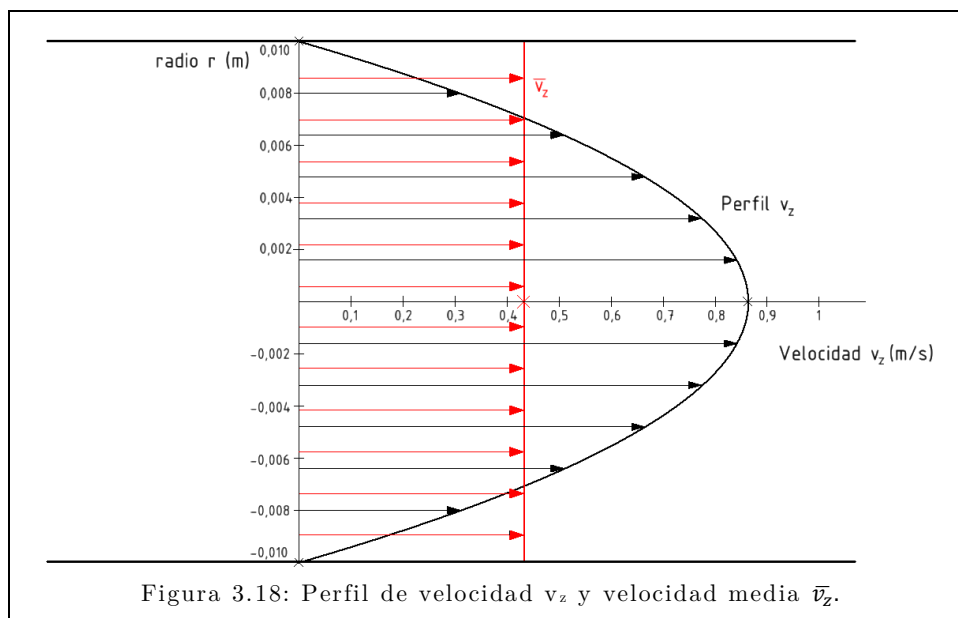
La fórmula corresponde con una parábola, lugar geométrico cuya expresión general está escrita a continuación. También será útil recordar la fórmula para el vértice de la parábola, que es el punto donde se encuentra el máximo o mínimo absoluto de la misma (dependiendo de si la parábola es cóncava o convexa):

$$f(x) = a \cdot x^2 + b \cdot x + c \qquad \text{vértice} = \frac{-b}{2 \cdot a}$$

Teniendo en cuenta estas dos expresiones, se puede calcular el vértice de la parábola, y obtener el perfil de velocidades del flujo dibujando la gráfica de la velocidad v_z respecto al radio r de la tubería. Empleando las expresiones y resultados:

$$\left. \begin{aligned} v_z(r) &= 0,857826 - 8578,26 \cdot r^2 \\ f(x) &= a \cdot x^2 + b \cdot x + c \end{aligned} \right\} \rightarrow \begin{cases} a = -8578,26 \\ b = 0 \\ c = 0,857826 \end{cases}$$

$$\text{vértice} = \frac{-b}{2 \cdot a} \rightarrow \frac{0}{2 \cdot (-8578,26)} = 0; \quad v_z(0) = 0,857826 - 8578,26 \cdot 0^2 = 0,857826 \text{ m/s}$$



En la Figura 3.18, se ha dibujado la velocidad media $\bar{v}_z$ y la velocidad v_z , con el objeto de compararlas. En los extremos de la curva $v_z(r)$, a $r=0,01$ m y $r=-0,01$ m, la velocidad del fluido es 0 m/s, ya que está en contacto con la pared. Por otro lado, la velocidad en el centro de la tubería ($r=0$ m) es máxima, puesto que es el punto más alejado de ambas paredes. Además, el valor de la velocidad máxima ($v_z=0,857826$ m/s), coincide con el doble de la velocidad media $\bar{v}_z$ del fluido. Una vez se conoce el perfil de velocidades, hay que calcular también la longitud de adaptación del perfil. Al principio de la tubería, el perfil no va a ser el parabólico v_z , sino que va a ser la línea constante $\bar{v}_z$. Sin embargo, al avanzar el fluido por la tubería, las capas de fluido en contacto con la pared tendrán la velocidad de esa pared (que en nuestro caso es 0). Recordando las fórmulas del apartado 3.1, se puede calcular la longitud de adaptación L_h para el flujo laminar. También se puede calcular τ_{wall} , que se mantendrá estable al alcanzar el flujo su L_h .

$$\frac{L_h}{D} = 0,065 \cdot \text{Re} \rightarrow L_h = 0,065 \cdot 593,107 \cdot 0,02 = 0,771 \text{ m}$$
$$\tau_w = \frac{P_e}{2} \cdot R = \frac{552,44}{2} \cdot 0,01 = 2,76 \text{ Pa}$$

Por lo que de los 1,2 m de tubería que se tiene en el enunciado, el perfil parabólico aparece en los 2/3 del tubo, aproximadamente. Para visualizar la resolución del problema de una forma más precisa y detallada, simularemos la situación con programas de mecánica de fluidos computacional (CFD).

3.3.2 RESOLUCIÓN EN FLUENT.

En este apartado, se describirá paso a paso la resolución en Fluent. Las etapas principales serán la creación de la geometría, la definición de la malla, la configuración de Fluent, un estudio de sensibilidad de la malla y finalmente la presentación de resultados.

3.3.2.1 CREACIÓN DE LA GEOMETRÍA.

En este paso, se selecciona la geometría que se va a emplear en la simulación. ANSYS ofrece el programa SpaceClaim, pero otros programas CAD son más potentes y tienen más herramientas. Se empleará Autodesk Inventor para construir la geometría, puesto que se ha trabajado con más profundidad (Figura 3.19). Así, se construye el objeto

que se quiere simular, que en nuestro caso es una tubería simple de 20 mm de diámetro y 1200 mm de longitud (las unidades de Inventor son, por defecto, mm).

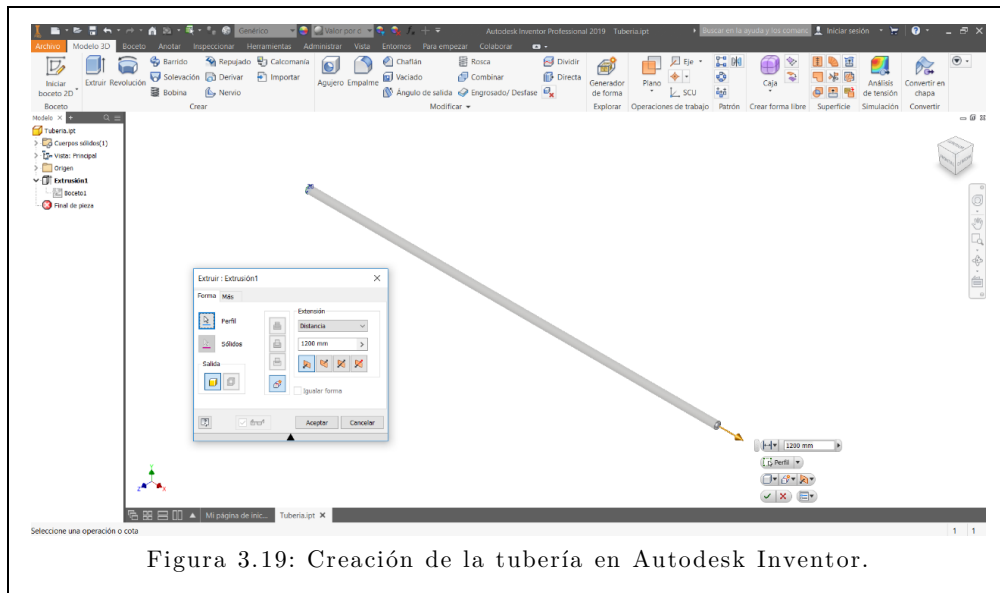


Figura 3.19: Creación de la tubería en Autodesk Inventor.

Cuando ya se tiene la geometría construida, se procede a exportar el archivo para que ANSYS lo pueda procesar. Para ello, se exportará el archivo a formato tipo STEP, .stp.

Una vez se ha realizado la exportación, desde el proyecto de Fluent creado en el Workbench, se busca y elige el archivo .stp creado desde Inventor. Después de esto, ya se puede pasar a realizar la malla de la geometría.

3.3.2.2 CREACIÓN DE LA MALLA.

La malla para este problema será relativamente sencilla, visible en la Figura 3.20.

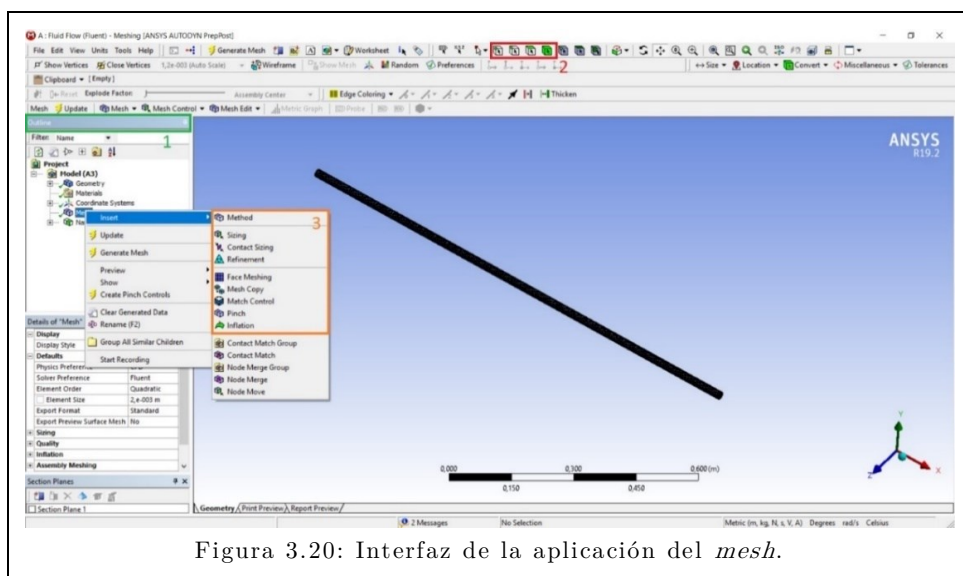


Figura 3.20: Interfaz de la aplicación del mesh.

En primer lugar, definiremos cada una de las superficies de la geometría dada. Así, se establece qué zona es la entrada, cuál es la pared de la geometría y cuál es la salida. En este problema, se tienen tres regiones: “velocity_inlet” (por donde entra el caudal de etilenglicol), “pressure_outlet” (por donde sale) y “walls” (la pared cilíndrica del sistema).

En segundo lugar, establecemos las características globales del mallado. En esta configuración, cambiaremos solo tres parámetros. Dentro de *Defaults*, cambiamos *Element Order* a *Quadratic* y la *Element Size*, que nos generará más nodos para resolver el problema. Dentro de *Quality*, cambiamos el *Smoothing* a *High*, que permitirá que las transiciones entre nodos estén más suavizados. Al definir este mallado, procedemos a *Generate mesh*.

ANSYS ofrece alterar este mallado global y detallarlo en aquellos lugares donde interese. Por ejemplo, mediante el comando *Inflation*, se crearán más capas de mallado en la zona cercana a la pared de la tubería. El *Sizing* sería otro ejemplo, que serviría para cambiar el tamaño de las celdillas en una zona determinada (volumen, cara o punto). En esta primera simulación, nos quedaremos simplemente con un mallado global preciso, sin necesidad de añadir ninguna especificación más. En adición, para validar un problema en el campo del CFD, se suele realizar un estudio de sensibilidad de la malla. Es decir, se emplearán varias mallas y se acabará seleccionando la mejor.

Para este problema, se emplearán tres mallas diferentes, con número diferente de elementos. A mayor número de elementos, los resultados de las simulaciones tendrán una mayor precisión. Sin embargo, esto también supone que la simulación tardará más tiempo, porque es más compleja. Estas mallas se corresponden con las Figuras 3.21, 3.22 y 3.23.

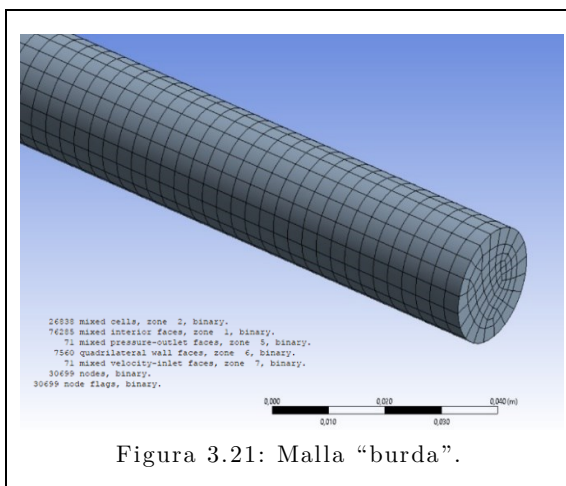


Figura 3.21: Malla “burda”.

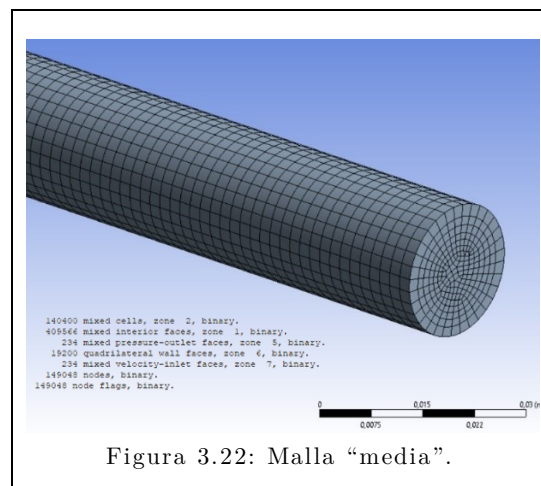


Figura 3.22: Malla “media”.

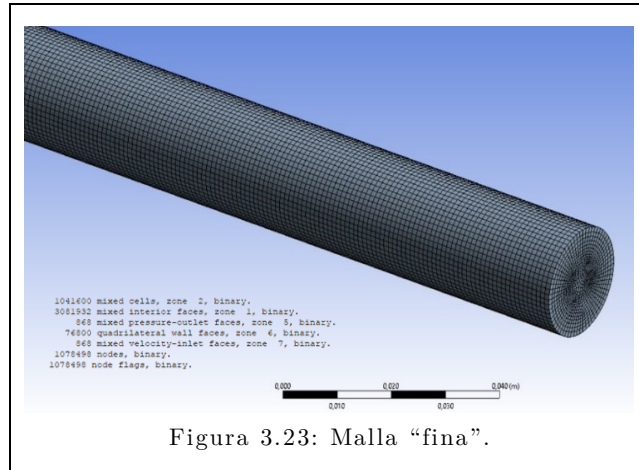


Figura 3.23: Malla “fina”.

3.3.2.3 CONFIGURACIÓN EN FLUENT.

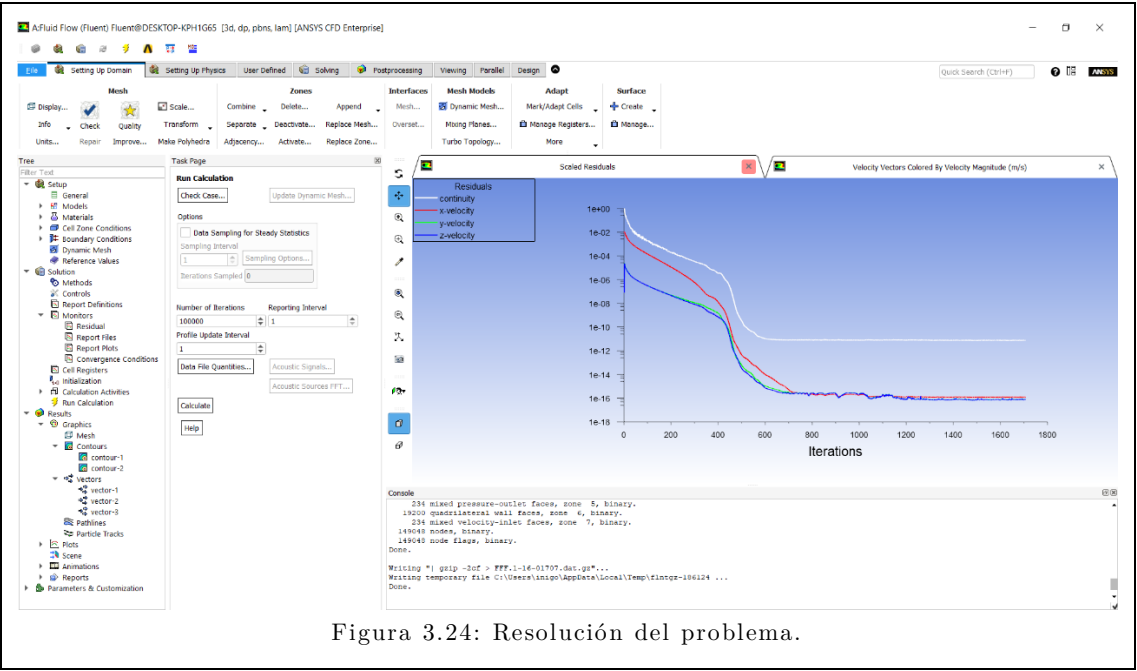
En este apartado, ya se empezará a trabajar con Ansys Fluent. Desde el Workbench accedemos a este programa.

En primer lugar, en Models impondremos que el flujo sea Viscous (Laminar), porque así es nuestro problema. A continuación, introducimos en Materials que el fluido es etilenglicol. Este material está definido en la base de datos de Fluent, pero se introducirá a mano los valores de densidad y viscosidad usados en este problema ($1113,2 \text{ kg/m}^3$ y $1,61 \cdot 10^{-2} \text{ Pa} \cdot \text{s}$, respectivamente). Más adelante, se tienen que editar las condiciones de contorno, en Boundary Conditions. En velocity_inlet, establecemos una velocidad de entrada constante y de valor $0,4289 \text{ m/s}$.

En Initialization, inicializamos los cálculos, en la forma Hybrid. En este punto, estableceremos los márgenes de error a partir de los cuáles el programa dejaría de iterar. Para ello, hay que entrar en Residuals (dentro de Monitors). En la pantalla que se abre (Figura 3.24), los criterios absolutos de convergencia vienen por defecto con un valor de 10^{-3} .

Manualmente, para conseguir más precisión, se cambiarán estos valores a 10^{-10} . Se establecerán 100000 iteraciones para que el programa se detenga al hallar solución. A la iteración número 600, la solución ya converge por debajo de los márgenes de error absoluto establecidos de forma manual. Se ha intentado iterar hasta 1800, pero al ver que la continuidad no ha disminuido, se ha parado manualmente la simulación. La ventana resuelta aparece en la figura 3.29.

Una vez aparece se tiene resuelto el problema, se procedería a guardar el proyecto y a cerrar Fluent. El último paso, que es la visualización de los resultados, puede hacerse desde el propio Fluent o desde el posprocesador CFD – Post.



3.3.2.4 RESULTADOS.

En esta sección, se mostrarán los resultados gráficos y numéricos obtenidos. Los resultados numéricos serán computados para las tres mallas, y los gráficos se obtendrán con la malla media.

Mallado	Pérdida de presión ΔP (Pa)	Velocidad v máx (m/s)
Burdo	766,5	0,819
Medio	792,9	0,844
Fino	811,1	0,849

Tabla 3.02: Comparación resultados entre simulaciones.

Todos los resultados obtenidos se comentan en más detalle en la sección 3.3.3), y se justifica la malla seleccionada para representar visualmente los contornos y gráficos.

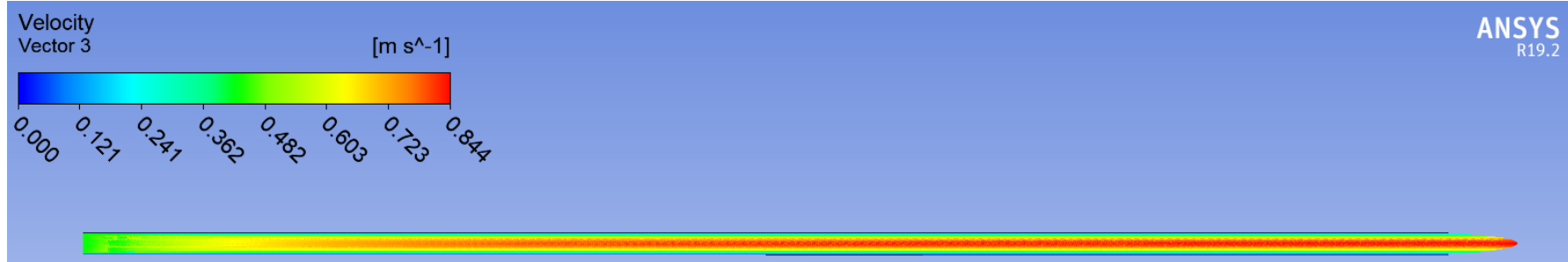


Figura 3.25: Velocidad de la tubería.

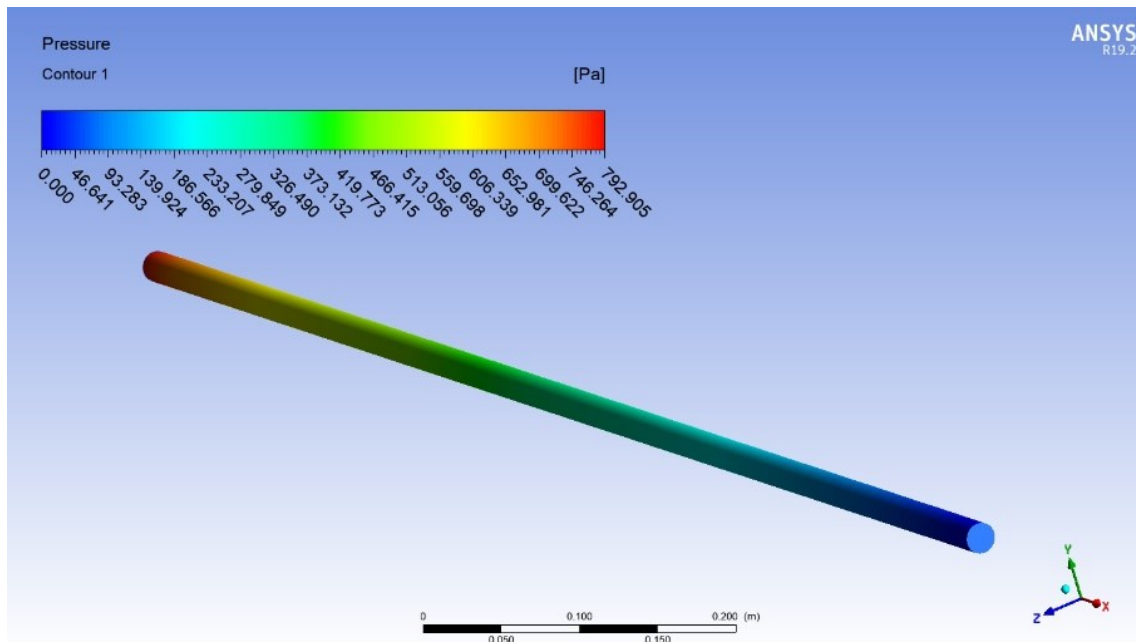


Figura 3.26: Contorno de presión en la tubería.

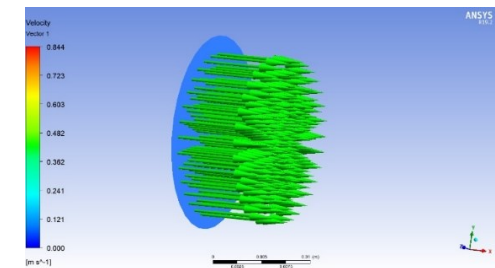


Figura 3.27: Vectores velocidad en velocity_inlet.

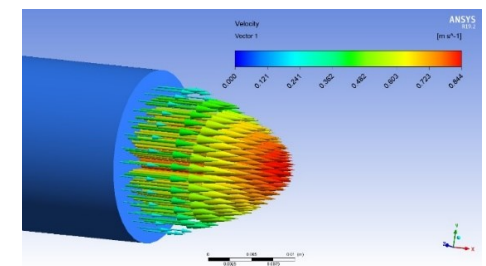


Figura 3.28: Vectores velocidad en pressure_outlet.

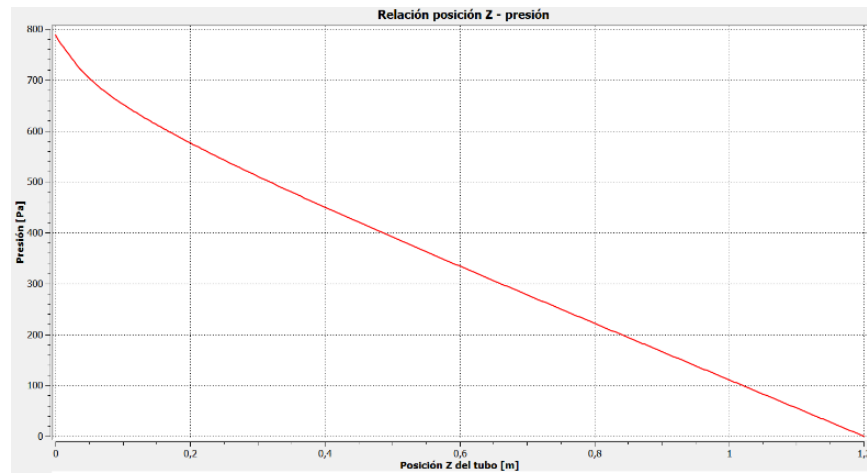


Figura 3.29: Caída de presión a lo largo del conducto.

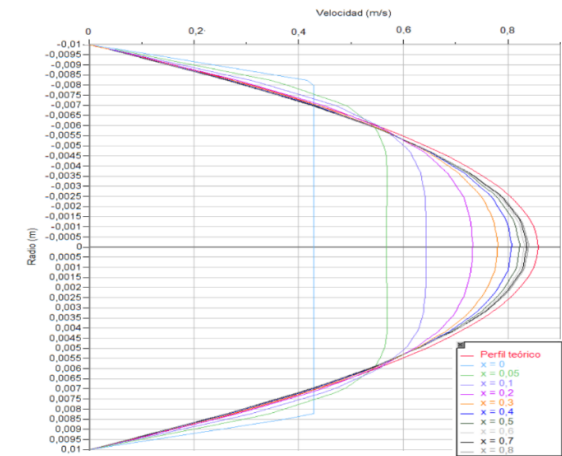


Figura 3.30: Evolución del perfil de velocidad (I).

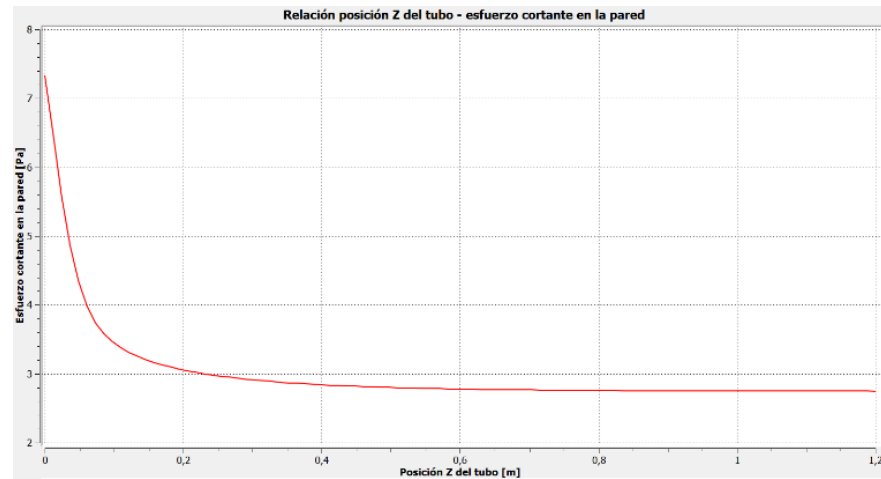


Figura 3.31: Evolución de esfuerzo cortante τ_{wall} a lo largo del conducto.

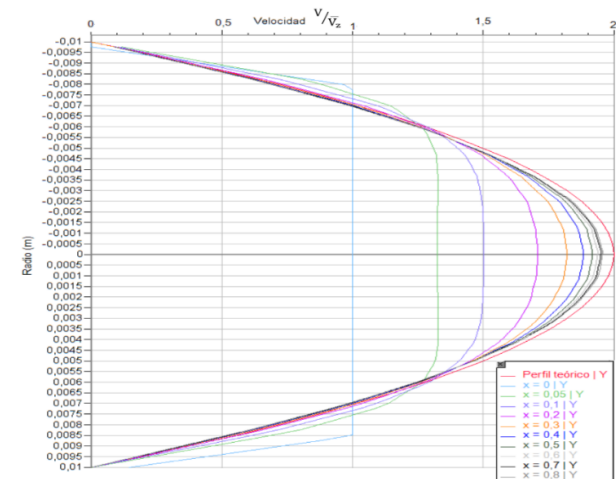
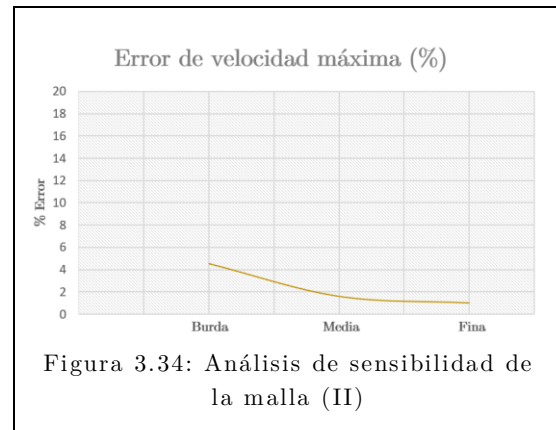
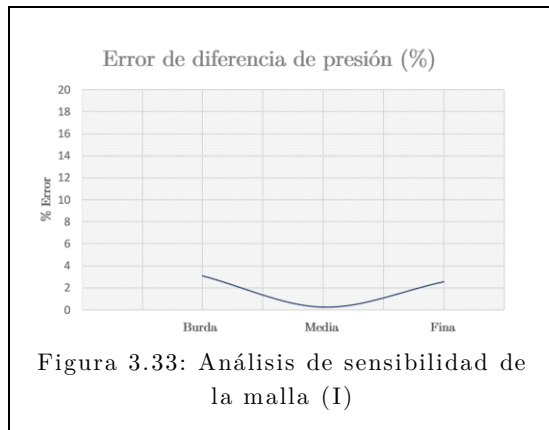


Figura 3.32: Evolución del perfil de velocidad (II).

3.3.3 COMPARACIÓN Y CONCLUSIONES.

Una vez extraídas las gráficas XY y los diagramas tridimensionales, se procede al comentario sobre el significado de cada uno (así como la validación del experimento laminar). En primer lugar, se debe comentar el análisis de sensibilidad de la malla. Para ello, se resume en dos gráficos los porcentajes de error de valores de presión ΔP y la velocidad media v_z obtenidos para cada caso de mallado. Estos porcentajes de error se calculan según la fórmula:

$$\% \text{ diferencia} = \frac{|\text{valor}_{\text{CFD}} - \text{valor}_{\text{teórico}}|}{\text{valor}_{\text{teórico}}}$$



De este análisis de sensibilidad, se puede concluir que la malla media es la más adecuada. En ambos casos, tiene un error menor al 2%. La malla fina también podría ser una opción, pero no se consigue una disminución de error tan apreciable como para que compense el mayor tiempo de simulación. Así, queda justificado que todos los cálculos realizados a partir de ahora (y los gráficos realizados anteriormente) se hicieran sobre la malla media. A la salida, la presión es 0 Pa, que ha sido una de las condiciones de contorno impuestas desde Fluent para la resolución del problema. A la entrada, la presión es de 792,9 Pa. La parte de presión queda así validada, puesto que el ΔP calculado de forma teórica ha sido de unos 791 Pa aproximadamente.

Las Figuras 3.26 y 3.29 también están relacionadas con la pérdida de presión en la tubería. En este caso, estas gráficas representan la pérdida de presión a lo largo del eje Z de la tubería. La Figura 3.29 aporta la información de que esta pérdida de presión se efectúa de una manera lineal. Con esta gráfica, se podría obtener la ecuación de la recta. Definiendo dos puntos de la recta (x_1, y_1) y (x_2, y_2) , se puede calcular la pendiente de esta recta. Como se conoce el punto de corte de la recta con el eje de ordenada, también se conoce la ordenada en el origen, dando lugar a las ecuaciones:

$$m = \frac{y_1 - y_2}{x_1 - x_2} \qquad m = \frac{792,905 - 0}{0 - 1,2} = -660,754$$

$$\Delta P(z) = -660,754 \cdot z + 792,905$$

El término de la pendiente de esta ecuación se correspondería con el P_e real en el fluido, es decir, el que incluye el efecto de región de entrada y su pérdida Δp_{adap} . Si se hubiera resuelto este problema sin tener en cuenta este efecto, la pendiente de la recta obtenida en el CFD hubiera sido el mismo que el P_e calculado en la forma B) ($P_e = 552,44$ Pa/m). Sin embargo, al incluir la pérdida por la región de entrada, el valor real de P_e obtenido es de $P_e = 659,10$ Pa/m, prácticamente igual a la pendiente de la recta obtenida.

La Figura 3.28 muestra el perfil de velocidades a la salida en el diagrama 3D de la tubería. Se aprecia de forma clara como los vectores de velocidad van creciendo hacia el centro de la tubería, donde los vectores tienen el mayor valor. No crecen de forma lineal, sino que se observa el perfil parabólico característico del flujo laminar en conductos. El perfil está además completamente desarrollado.

La Figura 3.27 muestra como la velocidad de entrada ha sido una condición de contorno y se ha impuesto que fuera constante. En este caso, todos los vectores tienen el mismo tamaño (que es la velocidad media del flujo) y están distribuidos de forma uniforme a lo largo de la sección.

Solo queda por comprobar el desarrollo del perfil parabólico y su longitud de adaptación L_h requerida. En las Figuras 3.30 y 3.32 se muestra cómo el perfil va cambiando a lo largo de la longitud. Se ha realizado el seguimiento de 0,1 m en 0,1 m, hasta los 0,8 m.

En el primer perfil, correspondiente a la zona de entrada, la gráfica debería mostrar una línea recta con la velocidad media del fluido $\bar{v}_z = 0,4289$ m/s. Sin embargo, en ella el CFD ya ha comenzado aplicando el esfuerzo cortante de la pared τ_w , haciendo que no sea exactamente igual a la de nuestra situación inicial. Esta discrepancia entre lo obtenido manualmente y en el programa no tendrá más importancia.

En el resto de casos, se visualiza bien como el perfil evoluciona hasta permanecer estable en torno a $x = 0,8$. Esto se corresponde con la longitud de adaptación. En la resolución escrita, la longitud obtenida era de 0,771, por lo que de los resultados concuerda.

En adición, al realizar el gráfico con el cociente $v/\bar{v}_z$, la relación calculada en Fluent (de en torno a $v/\bar{v}_z = 1,95$ para la velocidad máxima) se aproxima mucho a la teórica ($v/\bar{v}_z = 2$, para la velocidad máxima).

La Figura 3.31 supone un paso más allá. El gráfico muestra el valor del esfuerzo cortante en la pared τ_w con respecto a la distancia Z en la tubería. τ_w varía a lo largo de la tubería, permaneciendo constante solamente cuando ya se alcanza el perfil de

velocidad desarrollado. En otras palabras, la distancia en la que τ_w varía hasta que permanece constante es la longitud de adaptación L_h . Asimismo, se puede observar que a partir de 0,75 – 0,8 m el valor de τ_w ya es constante, acotando y determinando así la longitud de adaptación. Además, Fluent calcula un valor de cortante en la pared τ_w de 2,743 Pa. Si se compara con el valor teórico de 2,76 Pa, el error es menor al 1%.

Así, queda validado este caso de estudio de flujo laminar. A continuación, se validará el caso de flujo turbulento, adoptando un enfoque diferente al de este caso.

3.4. PROBLEMA BIBLIOGRÁFICO DE FLUJO TURBULENTO.

A diferencia de la validación para el caso laminar, para flujo turbulento no se realizará un único problema. En su lugar, se realizará un mismo problema para un rango de Reynolds diferentes. En base a esta idea, el objetivo será replicar el diagrama de Moody y demostrar la Ley de la pared. La resolución analítica será muy corta, mientras que en la numérica será más extensa y complicada. En cualquier caso, el problema de partida para esta validación de flujo turbulento será el siguiente.

ENUNCIADO: Se plantea analizar, en una tubería lisa de 8,51 mm de diámetro y 42,55 mm de longitud, la validez de la ley de la pared y la caída de presión. Se toma una viscosidad dinámica μ de 0,001003 Pa · s y una densidad ρ de 998,2 kg/m³ para el agua. Para el mercurio, se toma una viscosidad dinámica μ de 0,001523 Pa · s y una densidad ρ de 13529 kg/m³.

3.4.1 RESOLUCIÓN ANALÍTICA.

Para resolver este problema en condiciones, se debe establecer por adelantado el barrido de Reynolds que se va a realizar. Se ha decidido que los Reynolds estudiados serán 9 en total: 10000, 30000, 50000, 70000, 100000, 300000, 500000, 700000, 1000000. Para explicar este procedimiento, se empleará 10000.

Para empezar, se recordará la expresión de Darcy - Weisbach. Además, se calculará también el efecto de la adaptación a flujo turbulento. Dicho valor es k , que de acuerdo con Zhi Qing [3.05] sería aproximadamente de 0,07.

$$\Delta P_{\text{sin adap}} = \left(\lambda \cdot \frac{L}{D_h} \right) \cdot \rho \cdot \frac{\bar{v}_z^2}{2} \quad \Delta P_{\text{con adap}} = \left(\lambda \cdot \frac{L}{D_h} + k \right) \cdot \rho \cdot \frac{\bar{v}_z^2}{2}$$

Para resolver el problema, tenemos que emplear más fórmulas. Se utilizará también Swamee - Jain, la definición del número de Reynolds y el flujo másico adaptado a una sección circular.

$$\lambda = \frac{0,25}{\left[\log_{10} \left(\frac{\frac{\varepsilon}{D}}{3,7} + \frac{5,74}{\text{Re}^{0,9}} \right) \right]^2}$$

$$\text{Re} = \frac{\rho \cdot \bar{v}_z \cdot D_h}{\mu} \quad \dot{m} = \rho \cdot v \cdot A_{\text{circular}} = \rho \cdot \bar{v}_z \cdot \frac{\pi \cdot D^2}{4}$$

Así, para $\text{Re} = 10000$, se tiene que:

$$10000 = \frac{998,2 \cdot \bar{v}_z \cdot 0,00851}{0,001003}; \quad \bar{v}_z = 1,180739 \text{ m/s}$$

$$\dot{m} = 998,2 \cdot 1,180739 \cdot \frac{\pi \cdot (0,00851)^2}{4}; \quad \dot{m} = 0,067038 \text{ kg/s}$$

$$\lambda = \frac{0,25}{\left[\log_{10} \left(\frac{0}{3,7} + \frac{5,74}{10000^{0,9}} \right) \right]^2} \quad \lambda = 0,030972$$

Con todo lo anterior, se puede resolver el valor de la pérdida de carga con la ecuación de Darcy-Weisbach, teniendo y sin tener en cuenta el efecto de la entrada.

$$\Delta P_{sin \text{ adap}} = \left(0,030972 \cdot \frac{0,04255}{0,00851} \right) \cdot 998,2 \cdot \frac{(1,180739)^2}{2}; \quad \Delta P = 107,754 \text{ Pa}$$

$$\Delta P_{con \text{ adap}} = \left(0,030972 \cdot \frac{0,04255}{0,00851} + 0,07 \right) \cdot 998,2 \cdot \frac{(1,180739)^2}{2}; \quad \Delta P = 156,462 \text{ Pa} \quad (3.56)$$

De esta manera, la pérdida de presión en la tubería tendría un valor 107 Pa (sin tener en cuenta el efecto de la entrada) y de 115 (teniéndolo en cuenta). La Tabla 3.03 muestra todos los valores calculados de esta manera para los valores de Reynolds pertinentes.

	Caso 1	Caso 2	Caso 3	Caso 4	Caso 5	Caso 6	Caso 7	Caso 8	Caso 9
Reynolds	10000	30000	50000	70000	100000	300000	500000	700000	1000000
Material	Agua	Agua	Agua	Agua	Agua	Mercurio	Mercurio	Mercurio	Mercurio
Velocidad (m/s)	1,180	3,5422	5,9037	8,26517	11,8074	3,9685	6,6142	9,2598	13,2283
Flujo másicos (kg/s)	0,0670	0,20114	0,33519	0,46927	0,67038	3,0538	5,0897	7,12553	10,1793
λ	0,0309	0,02337	0,02076	0,01927	0,01786	0,01438	0,01309	0,01233	0,01160
$\Delta P_{sin \text{ k}}$ (Pa)	107,75	731,749	1805,65	3285,06	6213,66	7659,79	19368,7	35757,9	68654,9
$\Delta P_{con \text{ k}}$ (Pa)	156,46	1170,110	3023,33	5671,71	11084,4	15117,2	400083,8	76358,9	151514,3

Tabla 3.03: Tabla con los resultados analíticos de los 9 casos.

3.4.2 SIMPLIFICACIONES REALIZADAS EN FLUENT.

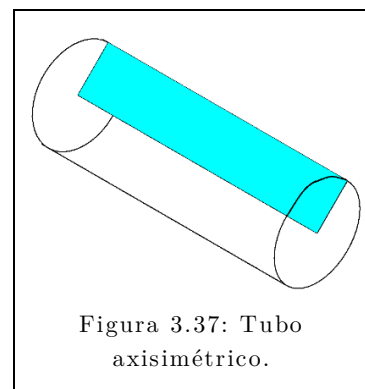
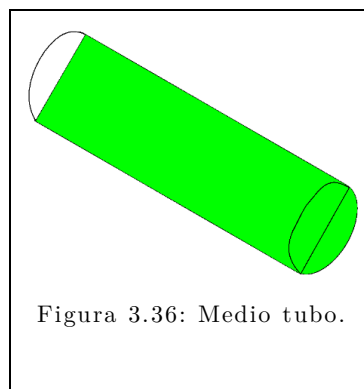
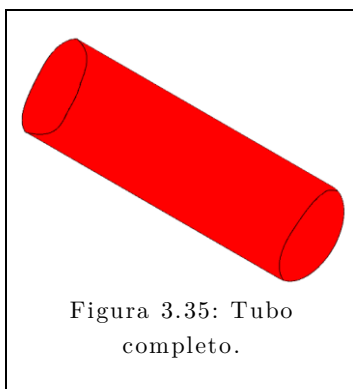
El análisis del flujo turbulento no es tan sencillo como el del flujo laminar, ya que el análisis de la turbulencia y la predicción de esta comprende uno de los grandes problemas no resueltos de la Física Moderna. Además, el flujo turbulento trata con Reynolds mucho más elevados, y por ello necesita una mayor capacidad de cálculo por parte del CFD. En adición, para computar la ley de la pared, se debe tener una alta precisión en la zona próxima a la misma.

Se pueden adoptar dos simplificaciones relevantes que ayudarán en la resolución del caso: una referida al propio modelo físico, y otra referida a la malla. En este apartado, se justificarán mediante ejemplos por qué se empleará en las simulaciones de validación un flujo axisimétrico y periódico.

3.4.2.1 FLUJO AXISIMÉTRICO.

Hasta ahora, en flujo laminar, hemos simulado una tubería cilíndrica. Además, los flujos que tratamos son simétricos con respecto al eje de revolución de la tubería. Por ello, el primer paso de simplificación correspondería a “cortar” la tubería por la mitad y analizar solamente esa mitad. El resultado obtenido es exactamente el mismo que con la tubería completa. La ventaja obtenida es la liberación de capacidad de cálculo del ordenador, que puede ser empleada, por ejemplo, para simular una malla más fina o detallada.

Este paso de simplificación resulta sencillo, pero Fluent brinda aun más opciones para reducir la malla. La segunda etapa de simplificación corresponde a convertir el flujo en axisimétrico. Para esta opción, en vez de tener el problema tridimensional, se elabora una malla rectangular 2D. Como el flujo en la tubería es simétrico con respecto al eje de revolución, con analizar solamente una de las secciones que engendra este cilindro bastará para obtener toda la información del problema. Las Figuras 3.35, 3.36 y 3.37 muestran un croquis de los tipos de tuberías simuladas.



Para analizar el efecto que tiene esta simplificación, se va a realizar un ejemplo concreto en el que se compararán los resultados y tiempos de procesamiento de cada una de las diferentes mallas. Este ejemplo será secundario, y solo servirá para este subapartado.

EJEMPLO ACLARATORIO: Calcular la pérdida de presión en una tubería lisa, de 10 mm de diámetro y 60 cm de longitud, si el flujo másico de agua que circula por él es de 0,078775436 kg/s. Se toma una viscosidad dinámica μ de 0,001003 Pa · s y una densidad ρ de 998,2 kg/m³.

Se emplearán las fórmulas presentadas anteriormente. Solamente se computará la ΔP , sin tener en cuenta el efecto de la región de entrada, ya que esto será objeto de simplificación y discusión en el subapartado siguiente. Resolviendo:

$$0,078775436 = 998,2 \cdot \bar{v}_z \cdot \frac{\pi \cdot (0,01)^2}{4}; \quad \bar{v}_z = 1,004809 \text{ m/s}$$

$$\text{Re} = \frac{998,2 \cdot 1,004809 \cdot 0,01}{0,001003}; \quad \text{Re} = 10000$$

$$\lambda = \frac{0,25}{\left[\log_{10} \left(\frac{0}{3,7} + \frac{5,74}{100000^{0,9}} \right) \right]^2} \quad \lambda = 0,030972$$

Con todo lo anterior, se puede resolver el valor de la pérdida de carga con Darcy-Weisbach:

$$\Delta P = \left(0,030972 \cdot \frac{0,6}{0,01} \right) \cdot 998,2 \cdot \frac{(1,004809)^2}{2}; \quad \Delta P = 936,432 \text{ Pa}$$

De esta manera, la pérdida de presión en la tubería tendría un valor ΔP de 936,43 Pa.

Ahora, se pasaría a resolver el problema desde Ansys Fluent. El primer paso sería realizar cada una de las geometrías en Inventor. Las Figuras 3.38, 3.39 y 3.40 muestran las tres formas creadas. Las dos primeras son sólidos en Inventor, mientras que la tercera es una superficie bidimensional.

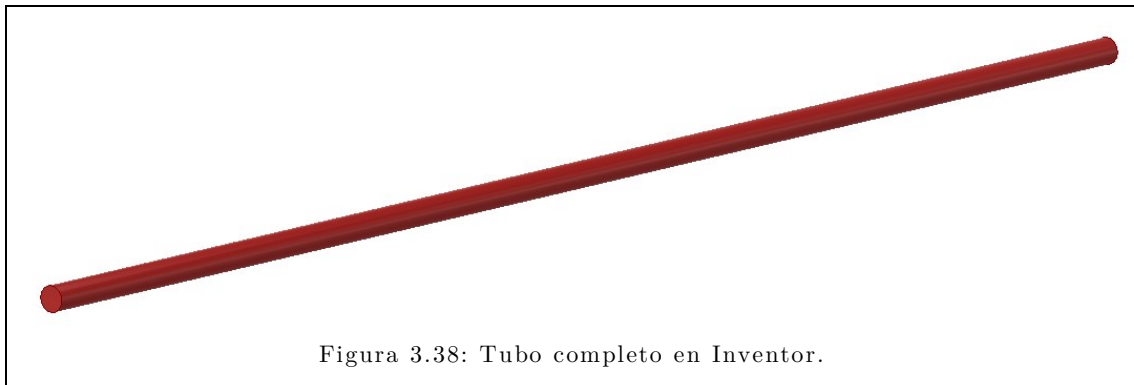


Figura 3.38: Tubo completo en Inventor.

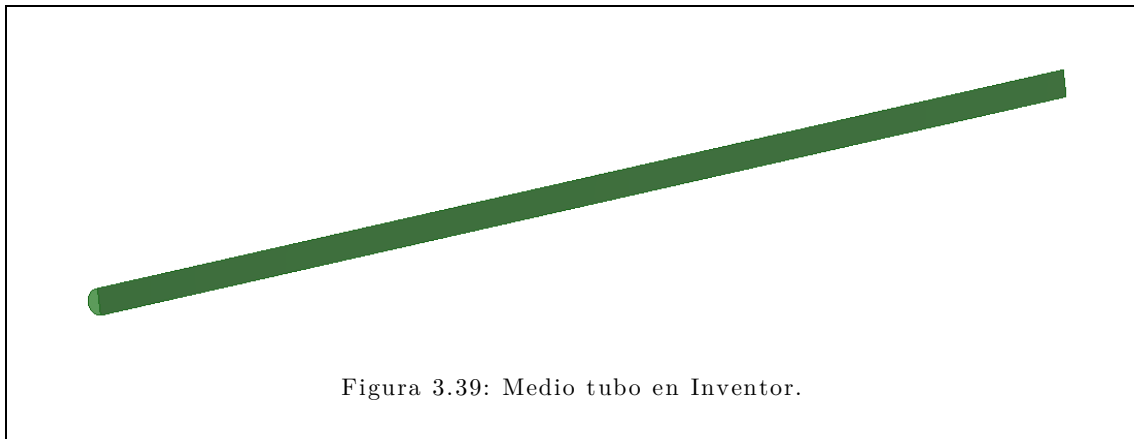


Figura 3.39: Medio tubo en Inventor.

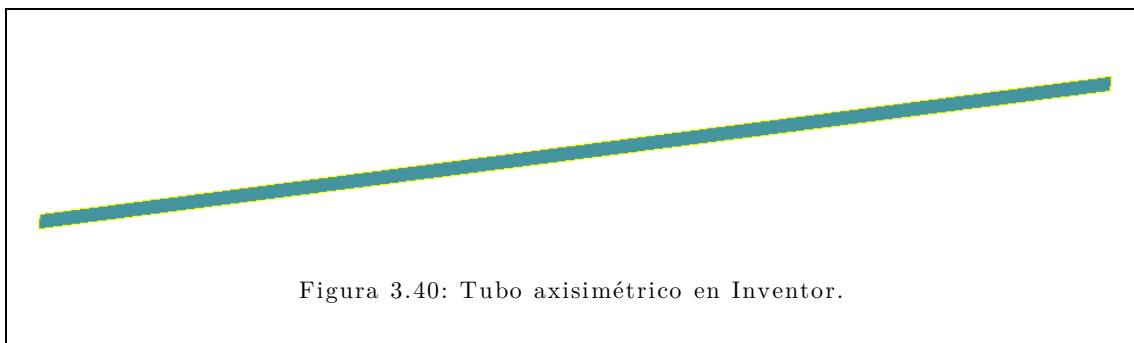


Figura 3.40: Tubo axisimétrico en Inventor.

La primera diferencia de analizar cada una de las opciones diferentes viene a la hora de procesar el mallado. Para el tubo entero, el mallado se realiza exactamente igual que en el caso de tubo laminar. Se establece una pared (“wall”), la velocidad a la entrada (“velocity_inlet”) y la presión a la salida (“pressure_outlet”).

Para el medio tubo, las tres zonas mencionadas anteriormente coinciden y se realizan de la misma manera. Sin embargo, en vez de haber tres posibles zonas como en el tubo entero, hay 4. Esta cuarta zona extra en el medio tubo es el plano de simetría del cilindro. Este plano recibirá el nombre de simetría (“symmetry”). Esta palabra clave será suficiente para que Fluent posteriormente reconozca a ese plano como el de simetría.

Para la simulación en axisimétrico, se definirán también una zona de pared, de entrada y de salida. La diferencia con los dos ejemplos anteriores es que estas zonas no serán planos, sino que serán líneas. Teniendo estas tres zonas, nos faltaría definir una más. La zona que falta por definir sería el eje de revolución del cilindro (que lo llamaremos “axis”). Con esta palabra, Fluent ya reconocerá esta línea como el eje de revolución. En adición, en Fluent, habrá que indicar en “General” que se trata de una simulación axisimétrica (pinchando en “Axisymmetric”).

En cuanto a las similitudes entre las tres simulaciones realizadas (una para cada “etapa” de simplificación), hay que resaltar que el modelo empleado ha sido el mismo, el $k - \omega$ SST. Este modelo resuelve por defecto la subcapa laminar, y calcula con mayor precisión los fenómenos que ocurren cerca de la pared. En particular, el modelo SST

mezcla funcionalidades de los modelos $k - \omega$ y $k - \epsilon$, por lo que es el más adecuado. Para que los parámetros de resolución fueran iguales, en las tres simulaciones se ha empleado el mismo valor de residuales: 10^{-5} . Se introduce en la zona de entrada (“velocity_inlet”) la velocidad en cada uno de los casos, y se simula. Los resultados se encuentran tabulados en la Tabla 3.04, donde se encuentra el incremento de presión, el número de iteración en la que se alcanza la solución y el tiempo transcurrido.

	Tubo entero	Medio tubo	Axisimétrico
ΔP	955,09 Pa	951,53 Pa	943,24 Pa
% diferencia con ΔP teórico	2,01%	1,61%	0,73%
Nº iteración	534	415	335
Tiempo transcurrido	9 min 1 s	1 min 42 s	19 s

Tabla 3.04: Tabla del análisis de flujo axisimétrico.

Como se ha demostrado en los resultados, emplear una malla axisimétrica sale muy rentable. Se reduce de una forma muy significativa el tiempo de simulación, obteniendo además unos resultados igualmente válidos. Esta reducción del tiempo de simulación va a permitir realizar mallados mucho más detallados y aprovechar mejor la capacidad de cómputo del ordenador. Como se verá más adelante, los mallados necesarios para demostrar los perfiles de velocidad en flujo turbulento serán mucho más detallados en algunas zonas, necesitando la máxima optimización de los recursos disponible.

3.4.2.2 FLUJO PERIÓDICO.

La bibliografía principal que se ha empleado para cuantificar la pérdida singular por adaptación al perfil de velocidad en flujo turbulento es un artículo, publicado en 1982. Sin embargo, se visualizará con un ejemplo cómo este coeficiente k de la teoría varía ligeramente con los resultados aportados por Fluent. En este apartado, se profundizará en las condiciones de contorno periódicas. La opción de flujo periódico, como se verá, es la solución para eliminar de nuestro análisis la pérdida de presión por adaptación.

Las condiciones periódicas de flujo en Fluent se suelen emplear para aquellas geometrías en las que se conoce que el resultado tendrá un carácter periódico o repetitivo. Existen dos tipos de condiciones periódicas. En el primer tipo, no hay caída de presión entre los planos periódicos. En el segundo tipo de condición periódica (y la que interesará para resolver nuestro problema), la pérdida de presión en el conducto ocurre de forma traslacional entre las fronteras periódicas.

Empleando esta segunda opción, Fluent tomará que el flujo estará completamente desarrollado, evitando la pérdida de presión de adaptación. Las limitaciones del análisis periódico es que el flujo tratado debe ser incompresible, y las condiciones de la simulación deben ser sencillas (que no haya flujos reactivos, etc.). En el ejemplo aclaratorio se verá en detalle cómo afectan las condiciones de flujo periódico a la configuración del mallado y de la simulación en Fluent.

EJEMPLO ACLARATORIO: Calcular la pérdida de presión en una tubería lisa, de 10 mm de diámetro y 60 cm de longitud. Se pide también variar el número de Reynolds y estudiar el efecto de entrada para un amplio abanico de valores. Se toma una viscosidad dinámica μ de 0,001003 Pa · s y una densidad ρ de 998,2 kg/m³ para el agua. Para el mercurio, se toma una viscosidad dinámica μ de 0,001523 Pa · s y una densidad ρ de 13529 kg/m³.

Se emplearán otra vez las fórmulas presentadas. Este segundo ejemplo aclaratorio es muy similar al anterior. De esta manera, se tendría la resolución a continuación para el caso de Reynolds 10000, o flujo másico de 0,078775436 kg/s. El proceso y resultados para Reynolds 10000 sería exactamente igual que el empleado en el apartado anterior.

$$\begin{aligned} 0,078775436 &= 998,2 \cdot \bar{v}_z \cdot \frac{\pi \cdot (0,01)^2}{4}; & \bar{v}_z &= 1,004809 \text{ m/s} \\ \text{Re} &= \frac{998,2 \cdot 1,004809 \cdot 0,01}{0,001003}; & \text{Re} &= 10000 \\ \lambda &= \frac{0,25}{\left[\log_{10} \left(\frac{0}{3,7} + \frac{5,74}{100000^{0,9}} \right) \right]^2}; & \lambda &= 0,030972 \end{aligned}$$

Con estos datos, se puede obtener ΔP sin tener en cuenta la adaptación y teniéndolo en cuenta.

$$\begin{aligned} \Delta P_{\text{sin adap.}} &= \left(0,030972 \cdot \frac{0,6}{0,01} \right) \cdot 998,2 \cdot \frac{(1,004809)^2}{2} = 936,432 \text{ Pa} \\ \Delta P_{\text{con adap.}} &= \left(0,030972 \cdot \frac{0,6}{0,01} + 0,07 \right) \cdot 998,2 \cdot \frac{(1,004809)^2}{2} = 971,706 \text{ Pa} \end{aligned}$$

Si no se incluye el efecto de adaptación, ΔP tendría un valor de 936,43 Pa. Si se contase el efecto de la adaptación, se tendría un ΔP de 971,706 Pa. La Tabla 3.05 muestra los resultados tabulados para el resto de Reynolds considerados de interés.

Flujo másico (kg/s)	Material	Reynolds	λ Swamee-Jain	ΔP sin adap. (Pa)	ΔP con adap. (Pa)	Ladaptación (m)
0,07877	Agua	10000	0,03097	936,4318	971,7056	0,1359
0,39387	Agua	50000	0,02076	15692,2889	16574,1341	0,2032
0,78775	Agua	100000	0,01786	54006,9548	57534,3356	0,2416
5,98080	Mercurio	500000	0,01309	168321,8461	183323,6044	0,3613
11,96161	Mercurio	1000000	0,01160	596974,4537	656981,4867	0,4297

Tabla 3.05: Tabla de los resultados teóricos del análisis de flujo periódico.

Una vez se ha calculado el problema teórico, resolveremos el caso con simulaciones de Fluent para comparar los resultados y visualizar cómo el programa trata la adaptación del flujo. Hay que recordar que simularemos el mismo mallado con condiciones periódicas y sin condiciones periódicas. Además, no se realizará el mallado como un tubo, sino como un rectángulo (es decir, aplicaremos ya flujo axisimétrico, aprendido en el apartado anterior).

Al establecer estas condiciones periódicas, Fluent elimina automáticamente las secciones de entrada y de salida y crea una nueva, que sería la periódica. El CFD permitirá editar las condiciones periódicas, entre las que destaca introducir el flujo másico que atraviesa la tubería o la caída de presión esperada en ella. Para nuestra simulación, introduciremos el flujo másico en cada caso.

Para el tratamiento de los datos de la simulación no periódica, se obtiene el valor de ΔP de Fluent. Para obtener el valor de k en cada caso, se presupone que λ es conocido y se obtiene por Swamee-Jain.

En otras palabras, el objetivo de la simulación no periódica no es el de obtener λ (que se considerará conocido), sino el de obtener y comparar el valor de k con Zhi Qing. El objetivo de la simulación periódica será el de comparar λ con Swamee-Jain. Los resultados de las simulaciones se encuentran en la Tabla 3.06.

Flujo másico (kg/s)	Material	Reynolds	Simulación periódica				Simulación no periódica		
			ΔP (Pa/m)	ΔP (Pa)	λ	% error con Swamee-Jain	ΔP (Pa)	k entr.	% error con Zhi Qing
0,0788	Agua	10000	1600,32	960,196	0,03175	2,537	1028,231	0,182	160
0,394	Agua	50000	26371,88	15823,128	0,02093	0,833	16862,8	0,929	32
0,788	Agua	100000	90325,63	54195,378	0,01792	0,348	57743,47	0,074	5
5,981	Mercurio	500000	285588,9	171353,34	0,01332	1,801	178324,8	0,046	33
11,962	Mercurio	1000000	1000011	600006,6	0,01166	0,507	631224,8	0,039	42

Tabla 3.06: Tabla de los resultados numéricos del análisis de flujo periódico.

A la vista de los resultados, se puede concluir que el análisis de flujo periódico a lo largo de varios Reynolds concuerda con la realidad. El factor de fricción teórico y el que se obtiene mediante las simulaciones periódicas es muy similar. Sin embargo, el valor obtenido de pérdida por adaptación al perfil turbulento en el caso de las simulaciones no periódicas difiere bastante del obtenido mediante Zhi Qing, y además no es constante a lo largo de las diferentes simulaciones con Reynolds. Así, se justifica el hecho de que para la validación del tubo turbulento se vaya a emplear condiciones de flujo periódico.

En conclusión, en esta validación se tendrán en cuenta las dos simplificaciones mencionadas anteriormente: emplear un flujo axisimétrico bidimensional en vez de uno tridimensional y utilizar las condiciones de flujo periódicas para eliminar el efecto de adaptación al flujo turbulento.

Tras este impás, se dejarán atrás los dos ejemplos aclaratorios y se volverá al camino que se estaba emprendiendo: demostrar la ley de la pared y Moody en base a lo establecido en el primer enunciado.

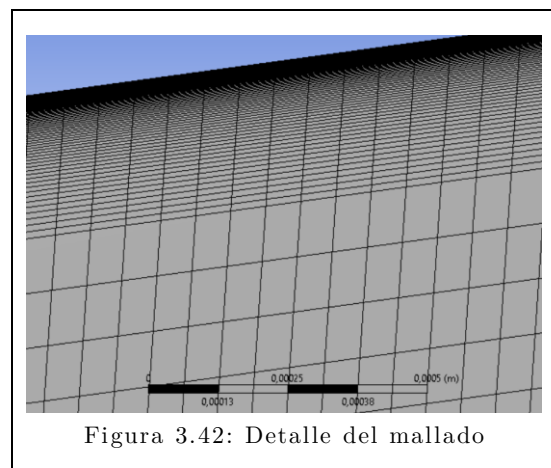
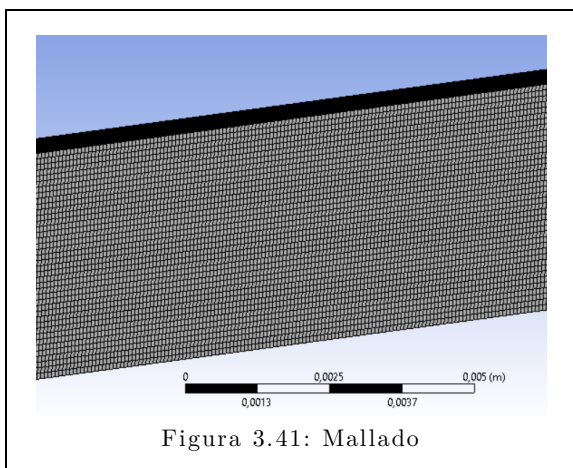
3.4.3 SIMULACIÓN EN FLUENT.

Como en la simulación realizada se tomará flujo axisimétrico, la geometría construida en Inventor será un rectángulo. De esta forma, simplemente se dibujará un rectángulo de 42,55 mm de largo y 4,255 mm de alto (hay que recordar que se realiza la mitad del tubo en flujo axisimétrico, por lo que el alto sería la mitad de 8,51 mm). Se generará a partir de este boceto una superficie, que posteriormente se exportará.

En ANSYS, se procede a importar el archivo realizado en Inventor. En la configuración general del mallado, el tamaño de elemento será de unos 0,1 mm, apreciable en la Figura 3.41. Se le aplicará dos métodos al mallado. El primer método será uno automático, que definirá la forma del mallado (en elementos cuadrilaterales).

El segundo método es necesario e importante para las simulaciones de flujo turbulento en particular. Será un *inflation*, en el que se afinará el *mesh* en las zonas cercanas a las paredes (Figura 3.42). Esto será esencial a la hora de analizar la ley de la pared. En este caso se definirá al método por el grosor de la primera capa, el número de capas totales y el crecimiento en cada capa. Para este ejemplo se establecen 100 capas totales, con un grosor de la primera capa de 0,1 μm y un crecimiento de capa a capa de 1,05. Un afinamiento de estas características en una tubería sólida 3D es inviable.

Los nombres de las 4 zonas seleccionadas serán las mismas que en el ejemplo anterior: *velocity_inlet* (entrada de velocidad), *pressure_outlet* (salida), *wall* (pared) y *axis* (eje de revolución).

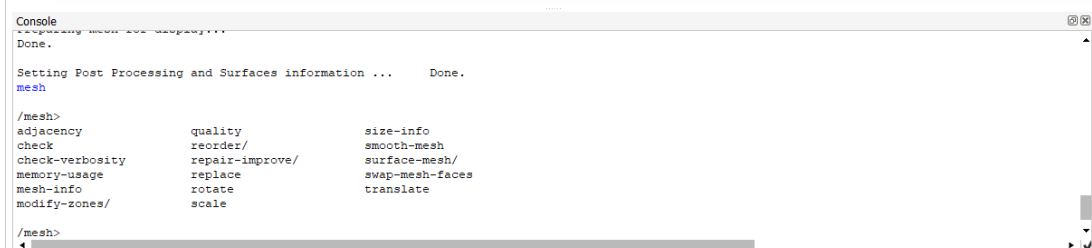


Con estos datos ya definidos, se procederá a realizar las simulaciones en Fluent y las condiciones de contorno.

Para realizar la simulación en Fluent, se comenzará indicando en el menú “General” que la simulación será axisimétrica. El modelo empleado será el $k - \omega$ SST, que permite analizar la subcapa laminar próxima a la pared, y tiene mejor

comportamiento ante fuertes cambios de gradientes que el $k - \epsilon$. El resto de parámetros de esta parte serán los que aparecen por defecto.

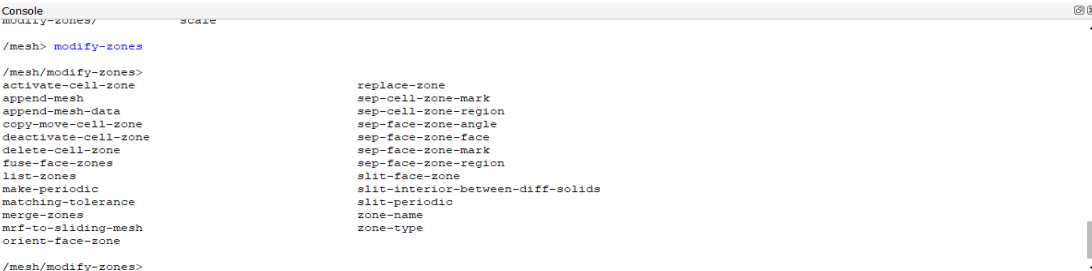
En este problema se emplearán condiciones de contorno periódicas, y esto se ha de indicar a Fluent por consola (Figuras 3.43, 3.44 y 3.45). Se introducirá por pantalla “mesh”, “modify-zones” y finalmente “make-periodic”. Se establece que las zonas afectadas serán la `velocity_inlet` y la `pressure_outlet`, y que serán condiciones de contorno del tipo traslacional. Cuando ya se ha realizado, se procede a establecer las condiciones periódicas en cada simulación diferente (que será el flujo másico en cada uno de los 9 casos diferentes).



```
Console
Setting Post Processing and Surfaces information ... Done.
mesh
/mesh>
adjacency          quality          size-info
check              reorder/        smooth-mesh
check-verbosity    repair-improve/ surface-mesh/
memory-usage       replace        swap-mesh-faces
mesh-info          rotate        translate
modify-zones/      scale

/mesh>
```

Figura 3.43: Detalle de la consola, en Fluent.



```
Console
modify-zones/      scale
/mesh> modify-zones
/mesh/modify-zones>
activate-cell-zone      replace-zone
append-mesh            sep-cell-zone-mark
append-mesh-data        sep-cell-zone-region
copy-move-cell-zone     sep-face-zone-angle
deactivate-cell-zone    sep-face-zone-face
delete-cell-zone        sep-face-zone-mark
fuse-face-zones         sep-face-zone-region
list-zones             slit-face-zone
make-periodic          slit-interior-between-diff-solids
matching-tolerance     slit-periodic
merge-zones            zone-name
mrf-to-sliding-mesh    zone-type
orient-face-zone

/mesh/modify-zones>
```

Figura 3.44: Detalle de la consola, en Fluent.



```
/mesh/modify-zones> make-periodic
Periodic zone [()]
Shadow zone [()]
Rotational periodic? (if no, translational) [yes]
```

Figura 3.45: Detalle de la consola, en Fluent.

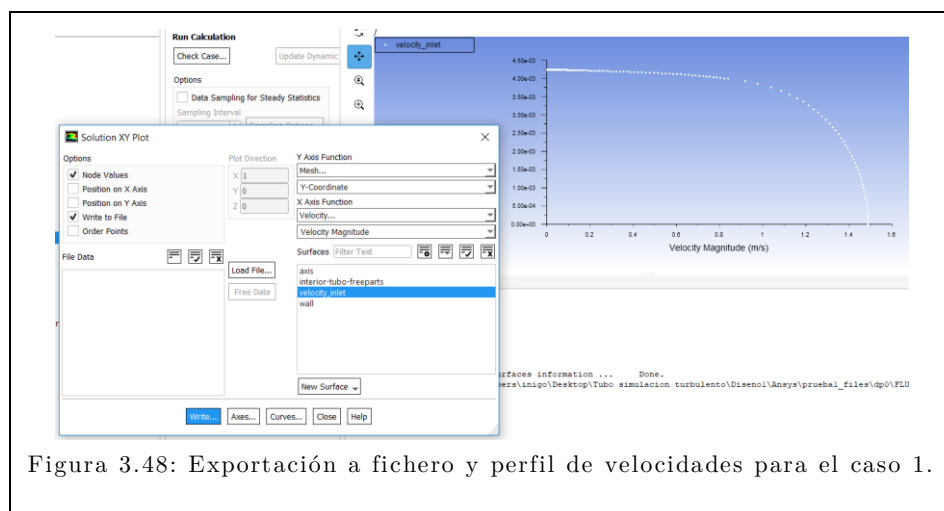
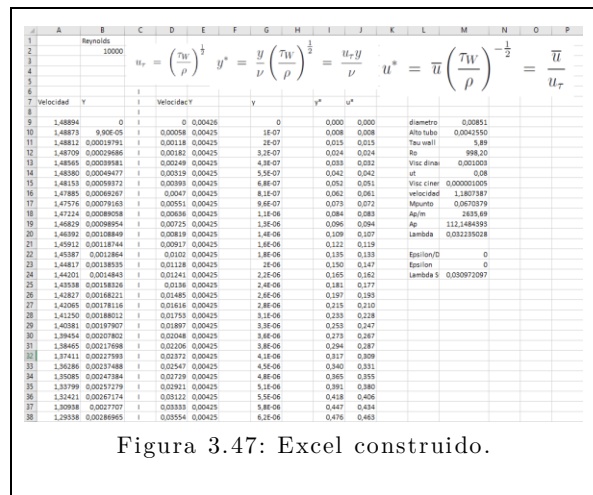
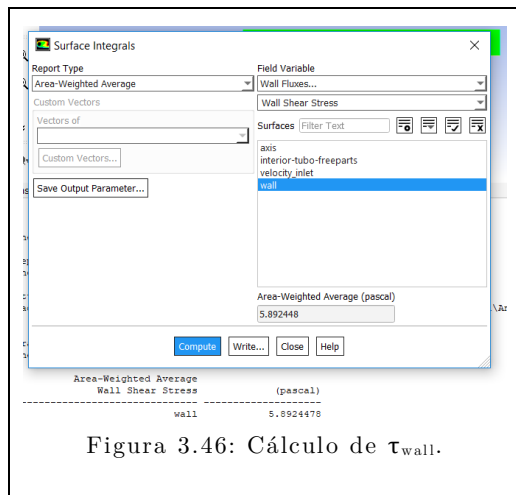
Finalmente, se ultima la simulación estableciendo unos residuales de 10^{-5} , y se procede con las diferentes simulaciones.

Siguiendo con el análisis, se obtendrá la pérdida de presión en la tubería para justificar el diagrama de Moody. También se comprobará el perfil turbulento de velocidad. Las gráficas de la Ley de la pared requerirán un poco más de análisis. En este caso, interesará obtener el valor del esfuerzo cortante en la pared τ_{wall} , los valores de las

velocidades en función de su coordenada Y del tubo y la pérdida de presión ΔP en la tubería.

Se empezará por obtener el esfuerzo cortante en la pared. Desde la pestaña “Postprocessing”, se procederá a entrar en “Surface Integrals”. Esta pestaña nos permitirá calcular con exactitud los valores del problema que queramos. Una vez dentro, aparecerán tres menús desplegables. En el primero, se seleccionará “Area-Weighed Average”, en el segundo “Wall fluxes” y en el tercero “Wall Shear Stress”. Con estas opciones, el valor de τ_{wall} se verá por pantalla y en la consola (Figura 3.46).

Para la obtención de la caída de presión ΔP en la tubería, como en los ejemplos de flujo periódico, se entrará en las condiciones de contorno periódicas. Dentro de este cuadro de diálogo, aparecerá el gradiente de presión en Pa/m. Multiplicando por la longitud de la tubería (42,55 mm) se obtiene la caída de presión ΔP .



Para obtener los valores de velocidad respecto a la posición Y del tubo, se seleccionará “XY plot”. Desde este menú, se seleccionarán la opción de “Write to File” y se desactivará la de “Position on Y axis”. En el eje Y se seleccionará en el primer

desplegable la opción “Mesh” y en el segundo “Y-Coordinate”. En el eje X, se seleccionarán en los desplegables las opciones “Velocity” y “Velocity Magnitude”.

Esto permitirá graficar la velocidad en el eje X frente a la posición en el eje Y del mallado. Además, se podrán exportar (Figura 3.48) estos datos en un fichero .csv. Este fichero será posteriormente importado en Excel, donde se realizarán todas las operaciones pertinentes (Figura 3.47). Particularmente, empleando τ_{wall} y la posición Y del tubo podrá obtenerse y^* , y con τ_{wall} y la velocidad podrá obtenerse u^* .

3.4.4 RESULTADOS.

La parte de resultados, para flujo turbulento, contendrá contornos variados. Las caídas de presión se compararán en el siguiente apartado, con los resultados del análisis teórico. En este apartado sí se mostrarán los gráficos de la ley de la pared, y se comprobará visualmente Moody.

En los gráficos de la ley de la pared, se mostrará en verde el perfil teórico. En rojo, estarán dibujados los puntos correspondientes al análisis en Fluent, tras haber sido tratados y calculados como se ha expuesto en el apartado anterior. En adición, para dos Reynolds cualquiera, se estudiarán sus contornos de velocidad y se verificará si cumplen o no con el perfil de velocidad teórico para un flujo turbulento.

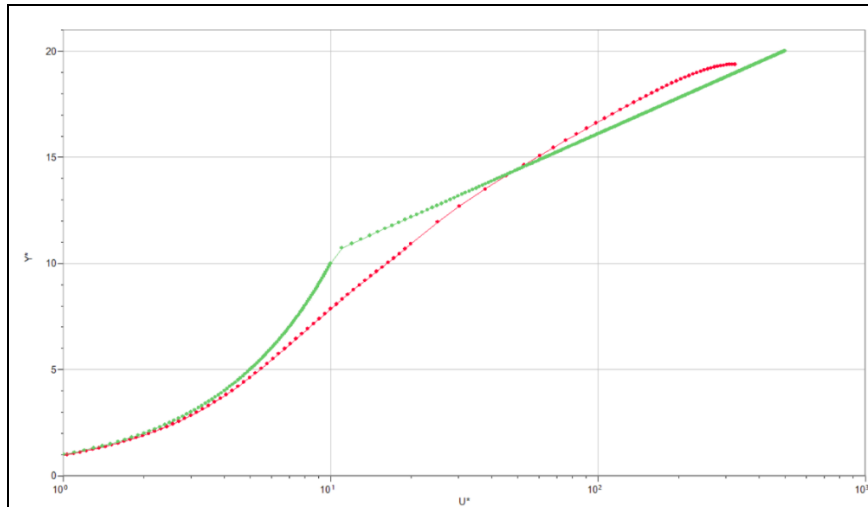


Figura 3.49: Ley de la pared con $Re = 10000$.

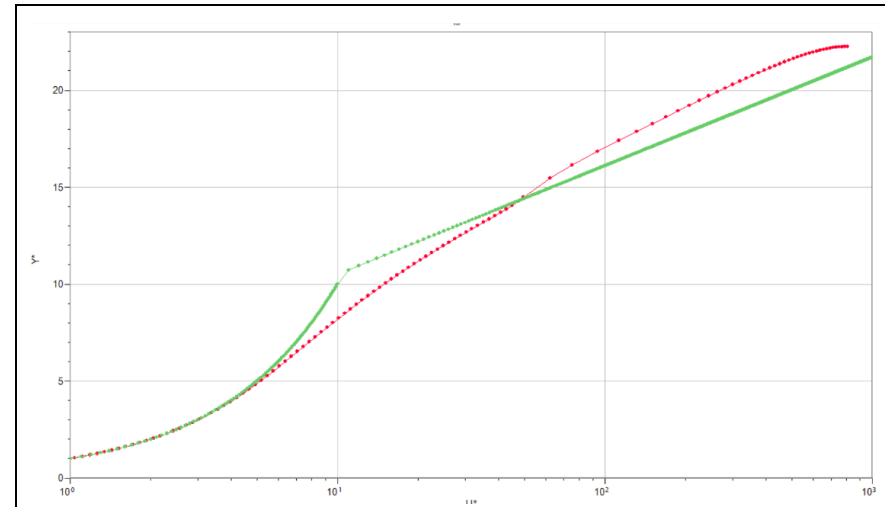


Figura 3.50: Ley de la pared con $Re = 30000$.

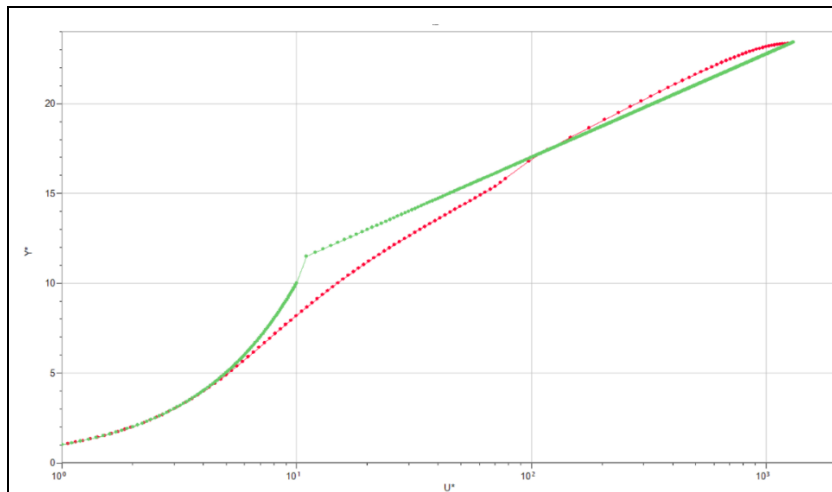


Figura 3.51: Ley de la pared con $Re = 50000$.

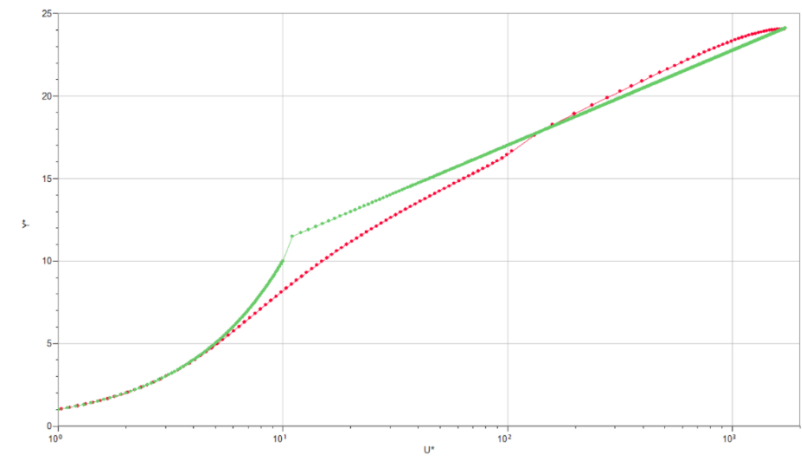
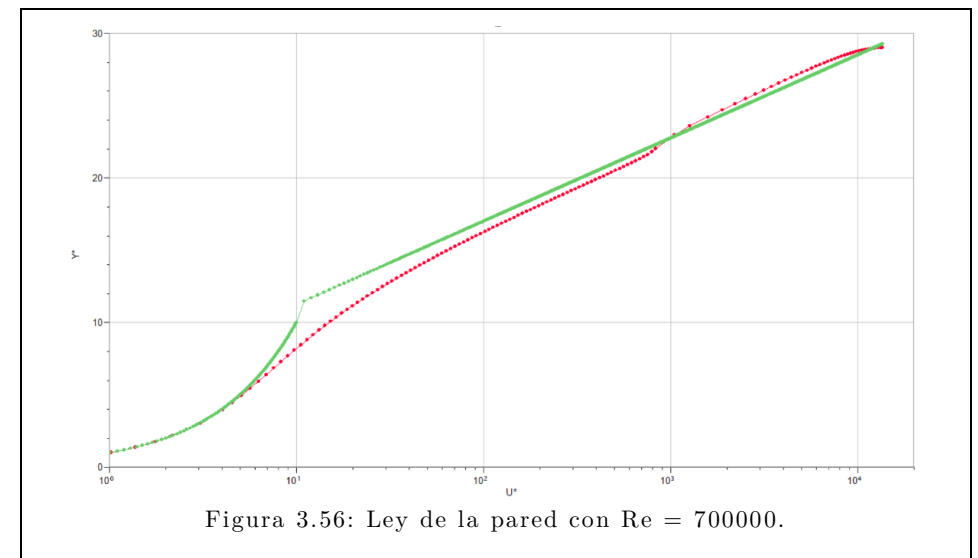
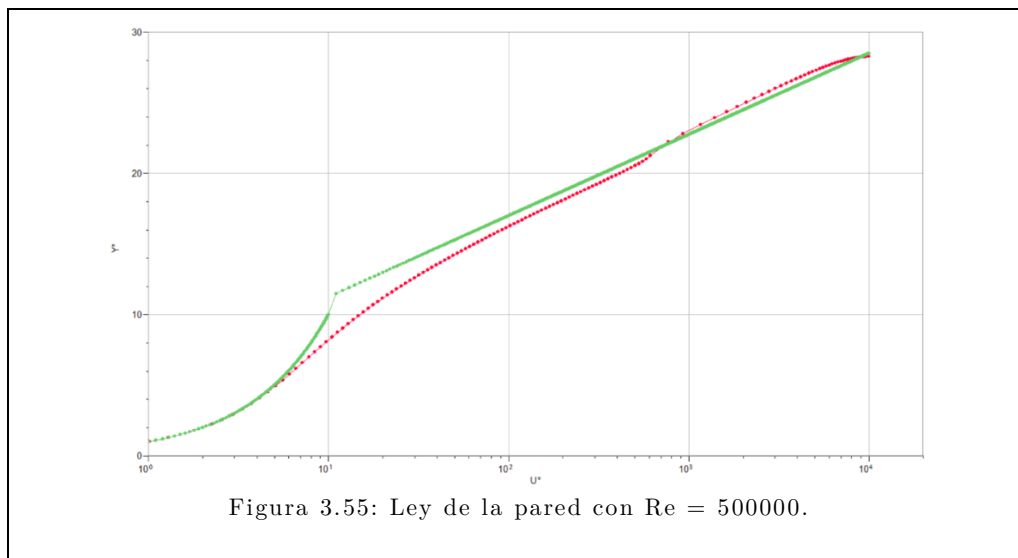
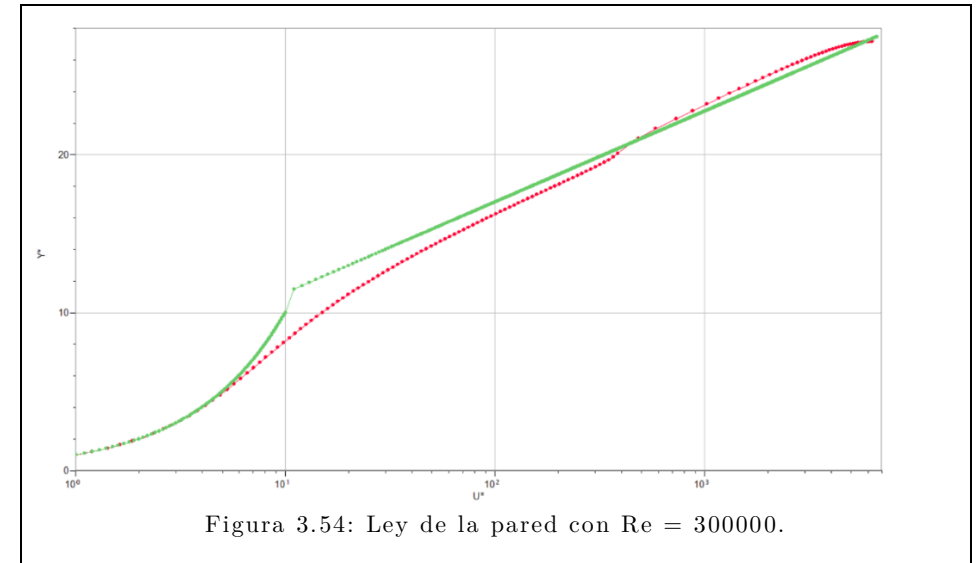
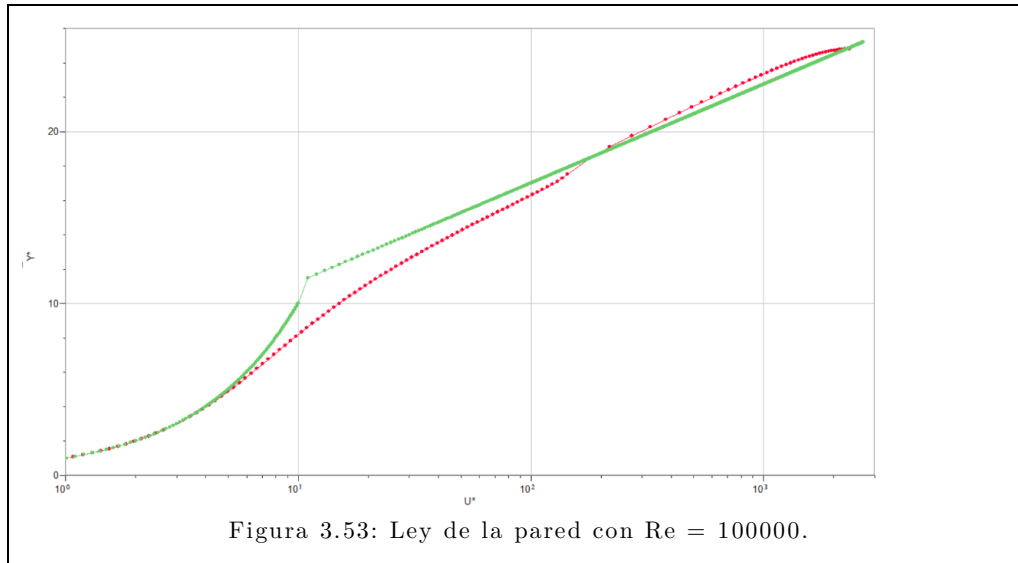


Figura 3.52: Ley de la pared con $Re = 70000$.



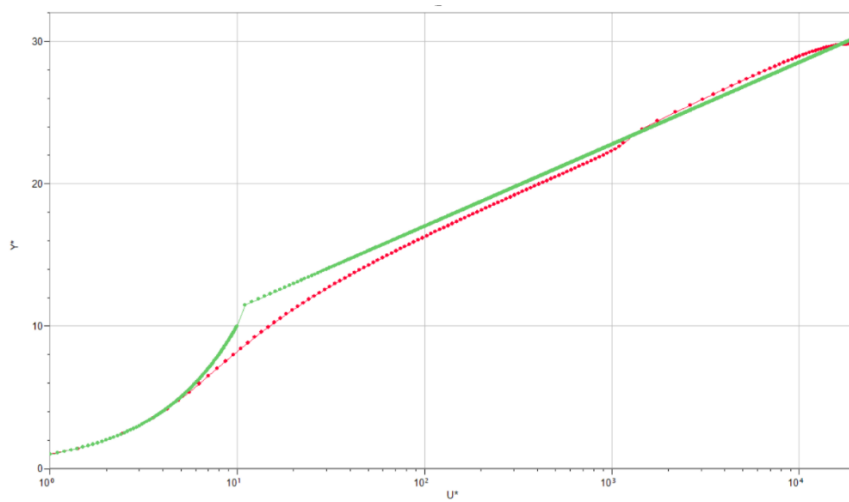


Figura 3.57: Ley de la pared con $Re = 1000000$.

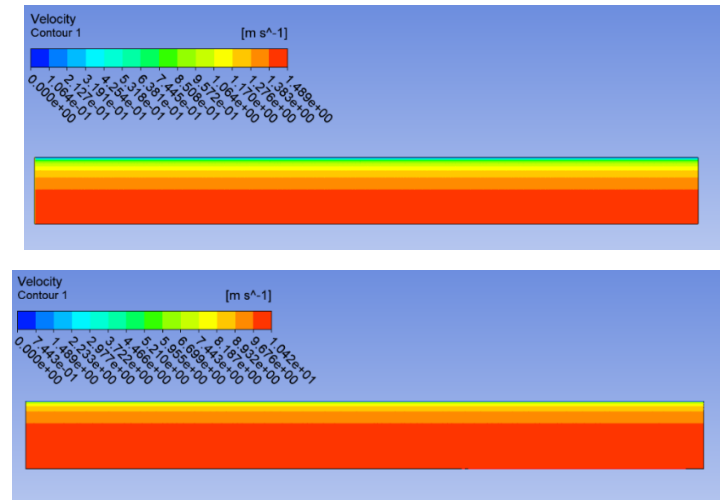


Figura 3.58: Contornos de velocidad para dos $Re = 10000$ y $Re = 70000$.

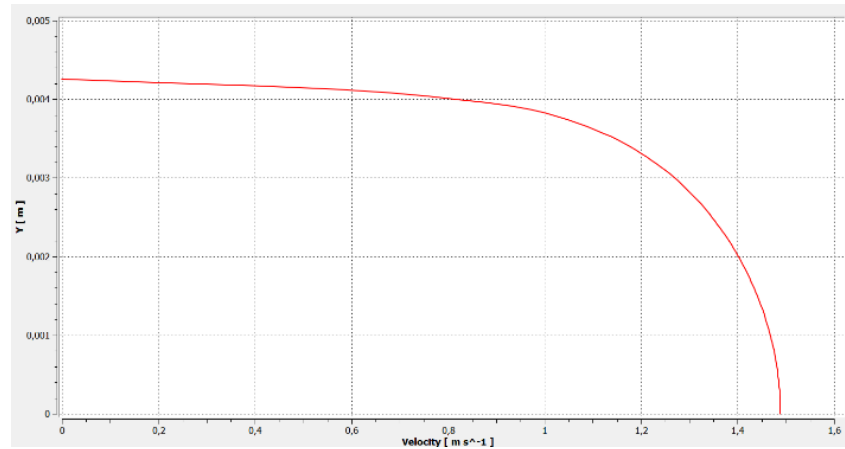


Figura 3.59: Perfil de velocidades con $Re = 10000$.

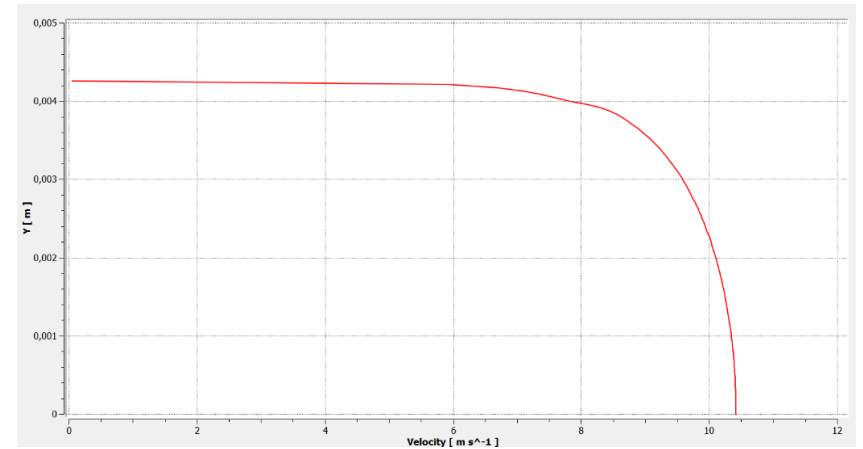


Figura 3.60: Perfil de velocidades con $Re = 70000$.

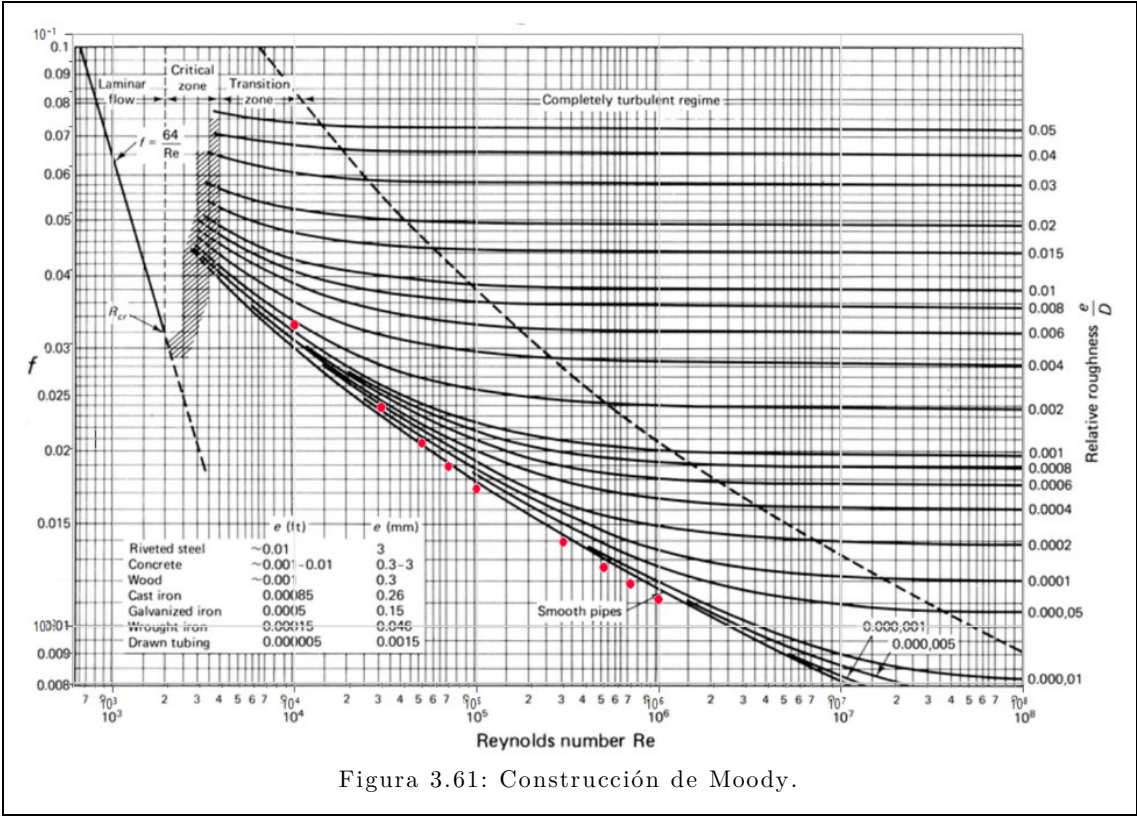


Figura 3.61: Construcción de Moody.

3.4.5 COMPARACIÓN Y CONCLUSIONES.

En primer lugar, se deben comparar los valores de λ obtenidos de forma teórica con los obtenidos en Fluent, con el caso periódico. Estos resultados se pueden visualizar en la Tabla 3.07.

	Caso 1	Caso 2	Caso 3	Caso 4	Caso 5	Caso 6	Caso 7	Caso 8	Caso 9
Reynolds	10000	30000	50000	70000	100000	300000	500000	700000	1000000
Material	Agua	Agua	Agua	Agua	Agua	Mercurio	Mercurio	Mercurio	Mercurio
λ teórica	0,0309	0,0233	0,0207	0,0192	0,0178	0,0143	0,0130	0,0123	0,0116
λ Fluent	0,0322	0,0234	0,0203	0,0186	0,0170	0,0138	0,0125	0,0117	0,0111
% error Swamee – Jain	4,1%	0,128%	2,0%	3,4%	4,6%	3,6%	4,0%	4,5%	4,3%

Tabla 3.07: Tabla de los resultados numéricos del análisis.

Los valores de λ obtenidos de ambas formas son muy similares. El mayor error es del 5%. Además, en la Figura 3.61 se puede visualizar como los puntos de λ obtenidos en Fluent corresponden con la línea de “tubería lisa” en el diagrama de Moody, aproximadamente. De esta manera, queda comprobada la validación, en cuanto se refiere a la obtención de λ .

En este problema, como se ha optado por resolver con condiciones de contorno periódicas, no tiene sentido evaluar la longitud de adaptación L_h . El flujo ya viene adaptado desde la entrada, por lo que el perfil de velocidad no variará a lo largo de la tubería. Sin embargo, sí que se puede analizar la forma de este perfil.

Los contornos de velocidad de la Figura 3.58 muestran como la velocidad es nula en la pared y máxima en el centro del tubo. En adición, las Figuras 3.59 y 3.60 son dos gráficas que representan una mitad del perfil de velocidad. Se muestra solamente la mitad porque el mallado axisimétrico solo comprende esa mitad. No obstante, esa mitad comprende todos los datos necesarios para analizar el perfil.

Las velocidades máximas que muestran los perfiles son de 1,49 m/s (para $Re = 10000$) y 10,42 m/s (para $Re = 700000$). Si se comparan con los valores de velocidad media $\bar{v}_z$, calculando el cociente $\frac{\bar{v}_z}{v_{max}}$, se obtiene unas relaciones de:

$$\frac{1,18}{1,49} = 79,2\% \qquad \frac{9,25}{10,42} = 88,8\% \qquad (3.61)$$

Estas relaciones son muy próximas al valor teórico aproximado de 85%.

Con los 9 Reynolds propuestos, la ley de la pared (Figuras 3.49 – 3.57) queda completamente validada. Los perfiles obtenidos en Fluent se corresponden completamente con el perfil teórico – experimental.

Tras comparar los resultados analíticos con los numéricos en dos ámbitos diferentes (λ y la ley de la pared), se puede dar por cerrado este apartado de validación de flujo turbulento.

3.5 CONCLUSIONES.

En este capítulo, nos hemos familiarizado con las características básicas de las simulaciones CFD. Para ello, se ha comparado la resolución numérica con la analítica de varios problemas de flujo discurriendo por el interior de conductos.

En primer lugar, se han presentado las ecuaciones y modelos empleados en la resolución analítica del problema, incidiendo particularmente en la división entre régimen laminar y turbulento. De cada régimen, se ha descrito en profundidad la velocidad, pérdida de presión, perfil de adaptación y factores de fricción.

Más adelante, se ha realizado un primer ejercicio en Fluent. Mediante la simulación del caso laminar, se ha explorado las fases fundamentales del proceso de simulación: la creación de la geometría, la malla, la configuración de la simulación y el posterior tratamiento de los resultados. La resolución numérica se ha correspondido con la analítica, y desde CFD-Post se ofrecen herramientas muy potentes para visualizar los fenómenos físicos que ocurren.

Finalmente, se ha realizado el problema de flujo turbulento. Se han utilizado funcionalidades más avanzadas de Fluent: las simulaciones en flujo periódico y con axisimetría. Se ha justificado por separado la idoneidad de cada simplificación. También se ha comprobado como la resolución numérica corresponde con la analítica, no solamente en teoría básica como el cálculo del factor de fricción o la velocidad, sino también en teoría más avanzada como la ley de la pared.

Así, quedan demostrados los problemas bibliográficos de este capítulo, y se introducen las funcionalidades y herramientas de Fluent que se exploran en más profundidad en el siguiente capítulo.

4. SIMULACIÓN NUMÉRICA DEL ENFRIAMIENTO EVAPORATIVO.

4.1 INTRODUCCIÓN.

En este capítulo, se alcanza el objetivo principal del TFG: validar el fenómeno de refrigeración evaporativa basada en ultrasonidos, y optimizar sus parámetros principales de funcionamiento para las condiciones de trabajo descritas.

En primer lugar, se explica brevemente el origen y los ensayos que son la base de las simulaciones CFD. En segundo lugar, se procede a la explicación de los parámetros introducidos en el software y la validación de los ensayos, mostrando un análisis detallado de algunos casos representativos. Por último, se realiza el ensayo de optimización, en el que se evalúa la influencia de algunas variables en coeficientes de operación y rendimiento, intentado obtener las mejores condiciones de funcionamiento.

4.2 ENSAYOS REALIZADOS.

Para realizar el estudio numérico de la optimización, se debe partir de unos ensayos en la instalación que sirvan como base para obtener el modelo CFD adecuado. En este apartado se explicarán las variables tratadas en el problema, y sus niveles de variación a lo largo de los diferentes experimentos.

Se debe recalcar que la medición y tratamiento de los datos obtenidos en los diferentes ensayos no se ha realizado en este trabajo, sino que parte del TFG realizado por Sánchez. Es por ello que, para este proyecto, la información relacionada con la instalación del túnel de viento, los aparatos de medida y las características técnicas quedan relegadas al Anexo II. Sin embargo, sí se comenta las variables medidas, y también se esboza una serie de esquemas básicos de la instalación y la ubicación de los medidores.

4.2.1 DESCRIPCIÓN DE LOS ENSAYOS.

Para evaluar la idoneidad del uso de ultrasonidos como método de nebulización de agua en aplicaciones de refrigeración evaporativa, se realizaron una serie de experimentos. Recordaremos que el objetivo de este TFG es validar estos experimentos mediante herramientas CFD. Asimismo, se debe explicar qué variables se estudiaron, cómo se alteraron, y dónde se midieron.

Para aportar claridad, todo lo referente al problema se puede dividir en cuatro categorías: condiciones ambiente, variables modificadas directamente, variables afectadas indirectamente y variables medidas.

Las condiciones ambiente definidas en las simulaciones son básicamente las propiedades del aire de entrada. Se debe recordar que en este experimento existen dos entradas de aire: la entrada principal del túnel de viento (numerada como 1, en la Figura 4.02) y la entrada secundaria del compartimento donde la nebulización tiene lugar (numerada como 2, en la Figura 4.02). Las condiciones ambiente en este experimento son la temperatura ambiente (en grados Celsius) y la humedad relativa (en %). En ambas entradas, se presupone que estas condiciones son las mismas.

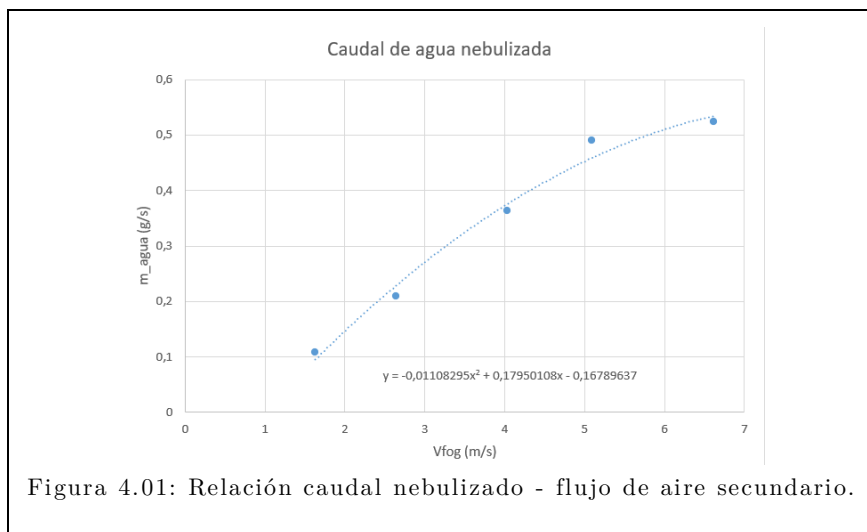
Las variables modificadas directamente son aquellas que, fruto de su alteración o modificación, dan lugar a toda la batería de medidas experimentales obtenidas. Las dos variables que se cambiarán a lo largo de los experimentos son la velocidad de giro del ventilador principal del túnel (que alterará la velocidad del flujo principal de aire) y la

velocidad de giro del ventilador secundario, adosado en el depósito de nebulización (que modificará la velocidad del flujo secundario de aire). Para efectuar estos cambios, se utilizará el variador de frecuencia y el sistema electrónico basado en Arduino, respectivamente.

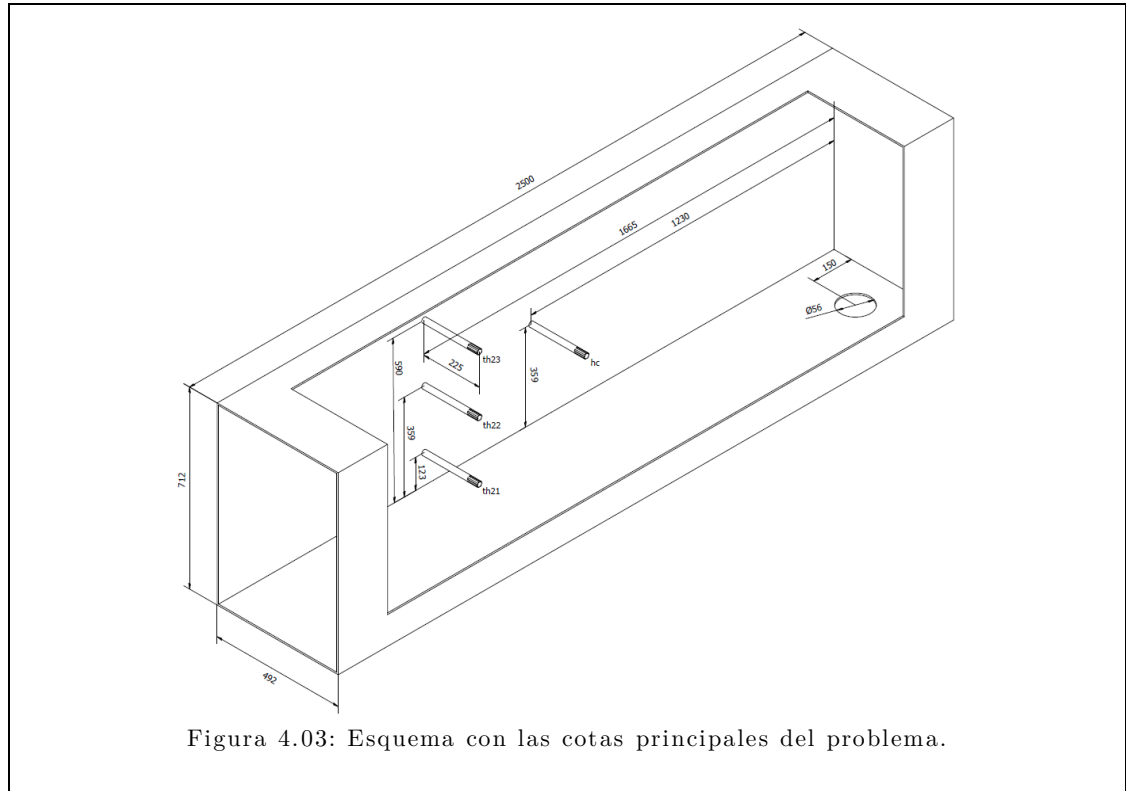
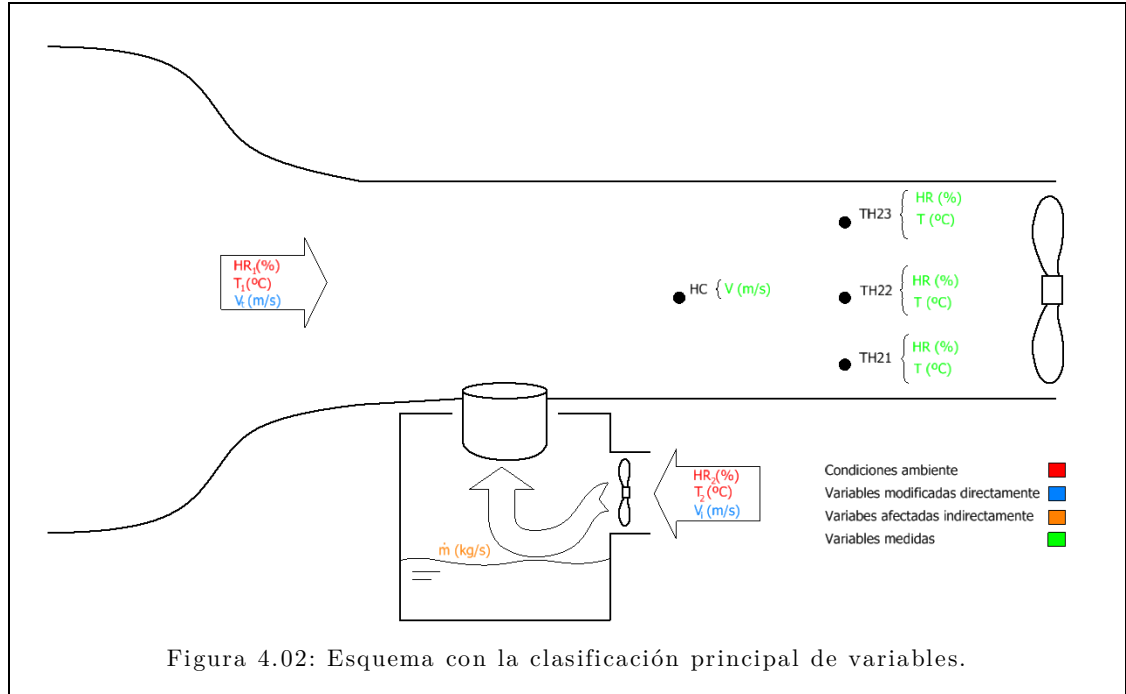
El grupo de variables afectadas indirectamente comprendería aquellas que, siendo variables de entrada en el túnel, no se pueden cambiar de forma directa. Por el contrario, están asociadas a una variable modificada directamente. Cuando esta variable se modifique, provocará que la afectada indirectamente cambie también. Para los experimentos del túnel de viento, existe una variable de este tipo: el flujo másico de agua nebulizada. No existe en el montaje experimental ningún dispositivo que permita cambiar o controlar el caudal de agua nebulizada de forma independiente. Esta variable estará asociada al flujo de aire entrante al depósito de nebulización. Es decir, cada valor de flujo de aire secundario lleva asociado un caudal másico de agua nebulizado.

Por último, el grupo de variables medidas corresponden a las variables de salida del experimento. Se midió la velocidad en el túnel en el anemómetro de hilo caliente HC, y en tres termohigómetros repartidos a lo largo de un plano se captó la temperatura y humedad relativa.

Así, los parámetros que se variaron para la generación de todas las medidas fueron la velocidad de aire en el túnel y la velocidad de aire nebulizado. Por lo que respecta al variador de frecuencia del túnel, se probó a simular con cuatro frecuencias eléctricas diferentes: 5 Hz, 10 Hz, 15 Hz y 20 Hz. Estos valores de frecuencia equivalían, aproximadamente, a 0,5 , 1, 1,5 y 2 m/s. El ventilador pequeño fue configurado con Arduino de tal forma que se establecieron 5 velocidades de giro diferentes: 400 rpm, 800 rpm, 1200 rpm, 1600 rpm y 2000 rpm. Cada valor lleva asociado un flujo de aire y un caudal de agua nebulizada. La relación entre ambas aparece en la Figura 4.01.



Multiplicando, se obtiene $5 \times 4 = 20$ medidas totales realizadas, en los puntos representados en las Figuras 4.02 y 4.03. De cada medida, se obtuvo una velocidad, tres valores de temperatura y otros tres de humedad relativa. Estas medidas se encuentran tabuladas en la Tabla 4.01. El objetivo será validar este experimento mediante técnicas CFD y realizar una optimización de los parámetros operativos.



4.2.2 RESULTADOS EXPERIMENTALES.

	v_t (m/s)	v_i (m/s)	$\dot{m}_w$ (kg/s)	$T_1 = T_2 = T_\infty$ (C)	$HR_1 = HR_2 = HR_\infty$ (%)	TH_{21} T (C)	TH_{21} HR (%)	TH_{22} T (C)	TH_{22} HR (%)	TH_{23} T (C)	TH_{23} HR (%)
5Hz											
	0,538	1,779	0,0001207	24,334	55,579	22,450	69,220	24,493	54,447	24,800	53,722
	0,512	2,994	0,0002433	24,234	55,279	21,925	73,092	22,396	68,671	24,892	53,050
	0,508	4,152	0,0003864	24,434	54,279	21,935	73,086	20,674	83,480	22,576	67,822
	0,475	5,340	0,0005021	24,834	53,479	21,863	74,268	20,451	85,730	20,556	86,970
	0,493	6,708	0,0005209	24,734	53,679	23,065	65,420	20,708	86,045	20,055	94,547
10Hz											
	1,081	1,969	0,0001355	25,134	52,679	23,878	62,871	25,279	51,942	25,447	51,528
	1,095	3,023	0,0002468	25,234	52,079	21,655	81,408	25,393	50,878	25,665	49,877
	1,084	4,407	0,0004158	25,134	52,579	21,243	82,981	23,279	65,091	25,633	50,419
	0,968	5,553	0,0005151	25,234	51,479	22,859	67,014	20,895	82,507	25,458	50,885
	1,017	6,573	0,0005269	25,134	52,179	23,497	61,218	21,302	79,700	23,850	60,915
15Hz											
	1,623	2,236	0,0001596	25,334	51,579	24,273	58,821	25,590	50,666	25,828	50,124
	1,615	3,315	0,0002828	25,434	51,779	21,627	81,974	25,619	50,606	25,903	49,749
	1,634	4,581	0,0004348	25,334	51,979	20,265	93,867	25,421	51,962	25,984	49,650
	1,616	5,785	0,0005256	25,234	51,779	20,447	90,329	23,672	62,325	25,909	49,455
	1,533	6,933	0,0005065	25,334	50,879	21,700	78,041	21,387	78,858	25,919	49,207
20Hz											
	2,167	2,508	0,0001875	25,334	50,979	24,856	54,524	25,925	49,453	25,964	49,321
	2,183	3,450	0,0002997	25,734	49,779	22,507	72,251	25,949	49,078	26,047	48,810
	2,178	4,754	0,0004525	25,834	50,379	20,269	93,136	25,886	49,623	26,081	49,221
	2,194	6,069	0,0005326	25,434	51,279	20,065	94,815	25,592	51,469	25,994	49,966
	2,172	7,172	0,0004846	25,834	50,579	20,509	90,264	23,525	64,441	25,982	50,413

Tabla 4.01: Resultados.

4.3 MODELO NUMÉRICO Y VALIDACIÓN.

Tras comprender el experimento, se debe explicar cómo se ha construido el modelo numérico y qué resultados se han obtenido, con el fin de validar y poder posteriormente optimizar los parámetros de funcionamiento.

El flujo de trabajo seguido será el típico de una simulación de este tipo: definición de geometría y mallado, establecimiento de las condiciones de contorno y simulación en Fluent, análisis de sensibilidad y presentación definitiva de los resultados validados.

La simulación numérica del experimento realizado será mucho más compleja que los problemas bibliográficos tratados en el Capítulo 3. Al fin y al cabo, se pretende validar una idea novedosa en el campo de la refrigeración evaporativa. Por ello, la explicación será más minuciosa y contendrá más elementos visuales (pantallas de configuración de Fluent o del Mesh, por ejemplo).

4.3.1 CREACIÓN DE LA GEOMETRÍA.

Una vez más, realizaremos el mallado en Inventor. En este caso en particular, no aplicaremos ni simetría ni flujo axisimétrico para nuestro problema del túnel de viento. Será un conjunto de sólidos tridimensionales.

El primer paso sería dibujar en un boceto la sección rectangular del túnel, de unos 700 x 480 mm aproximadamente. Esta sección transversal será extruida 2,5 m. Este paralelepípedo rectangular sería el túnel en bruto. A continuación, se debe construir la entrada de agua pulverizada. Para conseguirlo, se realizará un nuevo boceto en la cara inferior del prisma, y se dibujará el círculo de 56 mm de diámetro. Posteriormente, este círculo se extruirá una distancia mínima y suficiente para que Fluent lo reconozca como una entrada más. Esta distancia es de unos 0,0001 mm, aproximadamente.

Con estos dos pasos, ya se tendría el túnel modelado. Sin embargo, la dificultad del problema a simular requerirá que la malla tenga zonas de precisión variable. Esto significa que hay zonas en las que no se necesita mucha precisión, mientras que hay otras en las que es crítico que se tenga mucha. Realizar todo el mallado con la mayor finura posible sería impensable, en cuanto a tiempo de simulación y peso de la malla se refiere. Las zonas que requieren más precisión son las trayectorias de las gotas nebulizadas. Para controlar esto, en Inventor se construirán 3 sólidos adicionales que posteriormente, en ANSYS, se procesarán para afinar la malla de forma localizada. Estos sólidos son paralelepípedos rectangulares de tamaños variables. El primer paralelepípedo está pegado a la salida de agua nebulizada, su base es un cuadrado de 70 mm de lado, y tiene una altura de 40 mm. El segundo paralelepípedo se encuentra justo encima del primero, su

base es un cuadrado de 260 mm de lado, y su altura es 400 mm. El tercer paralelepípedo se encuentra justo delante del segundo, tiene una base rectangular de 2 m de largo y 260 mm de ancho, y mide 440 mm de alto. Estos paralelepípedos están representados en las Figuras 4.04 y 4.05.

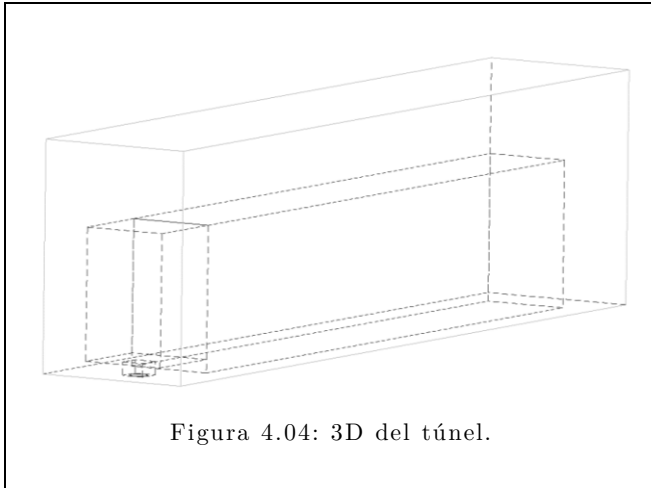


Figura 4.04: 3D del túnel.

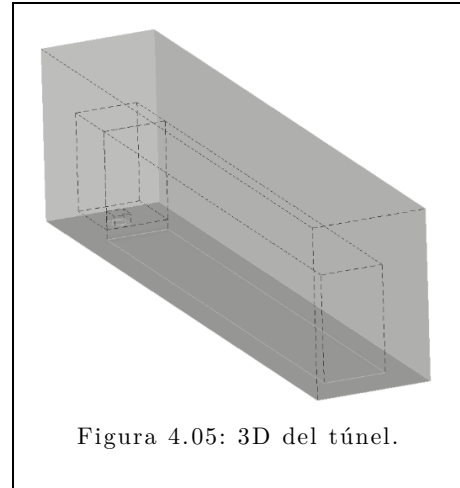


Figura 4.05: 3D del túnel.

Es importante que las extrusiones de los paralelepípedos auxiliares se mantengan, desde Inventor, como sólidos aparte. Tras construir la geometría, se exporta a formato .stp y se importa desde ANSYS.

4.3.2 CREACIÓN DE LA MALLA.

Tras importar la geometría creada en Inventor, se realizará el mallado desde la aplicación Mesh de ANSYS.

El enfoque empleado para esta parte consistirá en crear un mallado general de finura media, y afinar el tamaño de elemento en aquellas zonas de mayor interés. Como el túnel tiene unas dimensiones considerables (2,5 m de longitud, 700 mm de alto y 480 mm de ancho), generar una malla fina del túnel completo es inviable de cara a la simulación. Así, para todo el túnel en general (Figuras 4.06 y 4.07), se tomará un *Element Size* relativamente basto. Se le añadirá a todo el conjunto un *Automatic Method*, y seleccionaremos que sea del tipo *Tetrahedrons*. Esto significa que la mayor parte del túnel se intentará mallar con elementos tetraédricos. Este tipo de elementos permite mallar geometrías más complejas, aunque es más ineficiente.

En siguiente lugar, se crearán las *Named Selections*. La entrada general de aire del túnel se denominará “velocity_inlet1”. La entrada de agua nebulizada será la “velocity_inlet2”. La salida se llamará “pressure_outlet” y las paredes del túnel serán “walls”. A continuación, se introducirá la novedad respecto a las mallas anteriores. Al requerir un análisis más detallado de las gotas provenientes de la entrada

“velocity_inlet2”, se debe afinar al máximo su posible trayectoria. No será suficiente realizar un *Inflation*.

Para ello, se realizará un afinamiento con el comando *Body Sizing*, que permite variar el tamaño de elemento (entre otros) de una región determinada de la malla en general. Dentro de este comando, la opción *Body of Influence* aparecerá en el desplegable si existe más de un sólido en el archivo CAD importado. Con esta opción, se afinará solamente la región de la malla general que quede dentro de los límites de una geometría de referencia (o cuerpo de influencia).

Este comando *Sizing* será empleado 3 veces; uno para cada uno de los sólidos adicionales creados en Inventor. Así, cada sólido adicional de Inventor contribuirá en afinar la malla de forma localizada. Cabe destacar que el afinamiento será progresivo. Esto es, el sólido más pequeño (pegado a la “velocity_inlet2”) generará una región muy fina; el sólido medio (encima del primer sólido) generará una región un poco más gruesa y el sólido grande (que está delante de los primeros dos sólidos) generará una región ligeramente más fina que la malla general del túnel. El parámetro que ANSYS permite introducir respecto al *Body of Influence* vuelve a ser el tamaño de elemento (Figura 4.08).

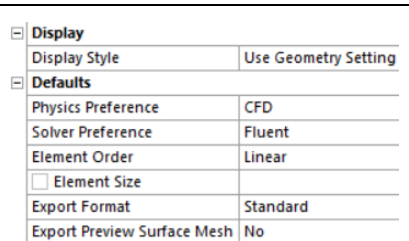


Figura 4.06: Menú general.

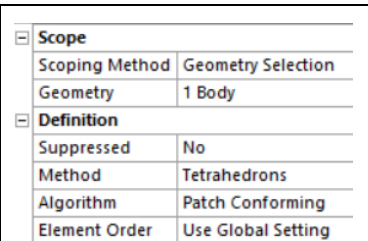


Figura 4.07: Menú del
método general.

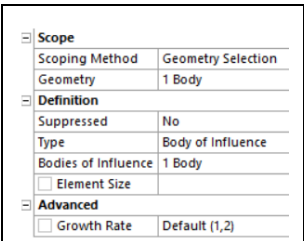
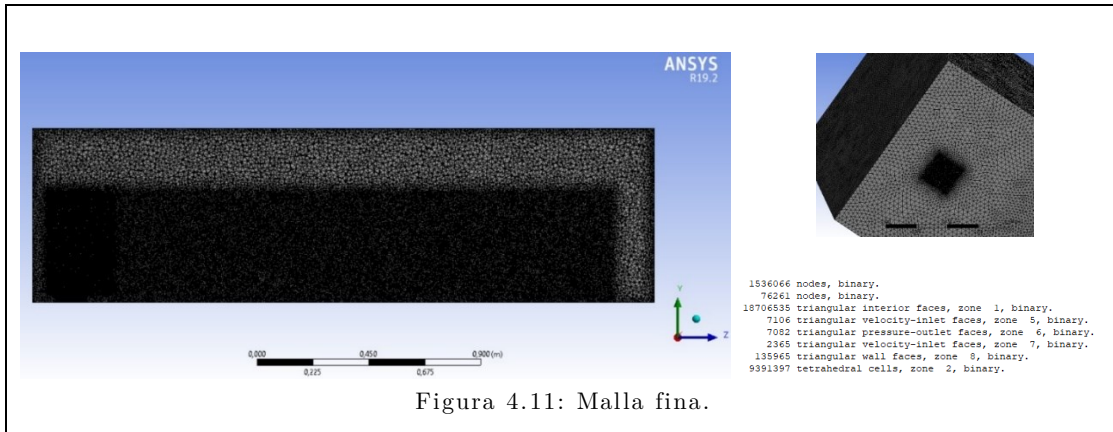
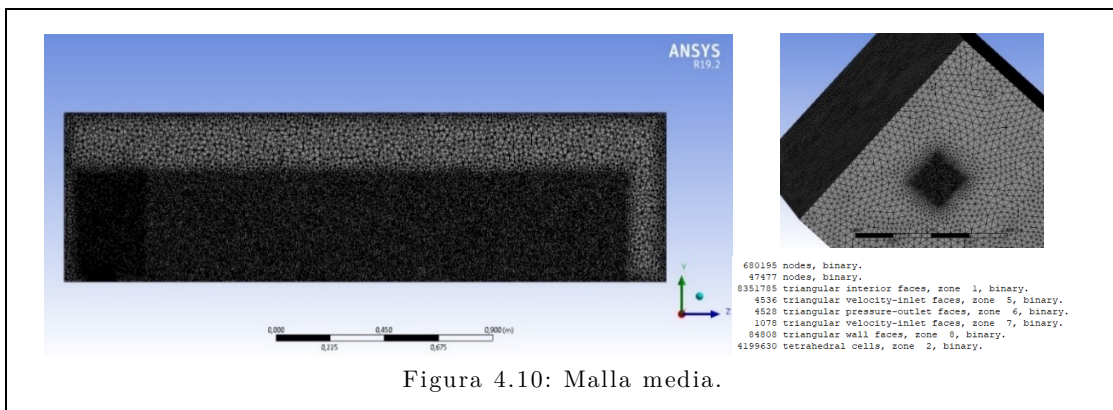
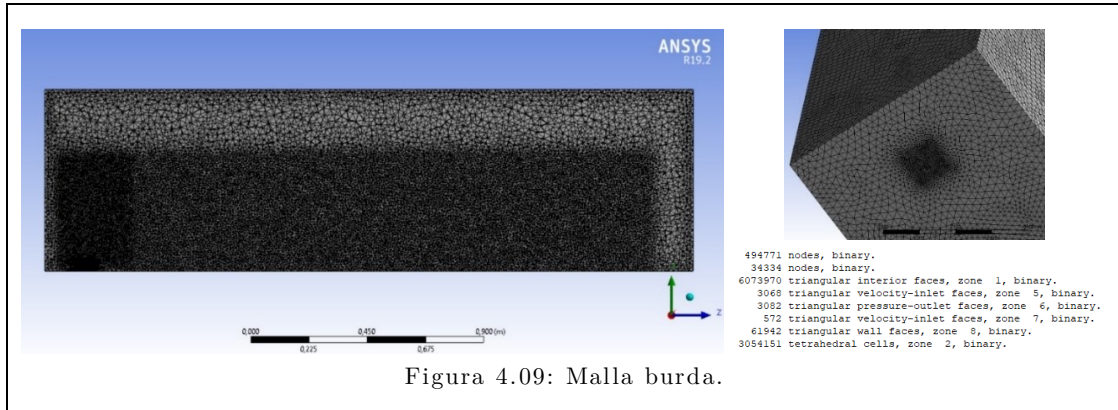


Figura 4.08: Menú de
Body Sizing.

Como corresponde en un problema de CFD, se debe probar más de una malla para resolver y validar un problema. Para este caso, se han vuelto a emplear 3 mallas: una burda, una media, y otra fina. En la Tabla 4.02 se presentan los datos de tamaños de elementos introducidos y el número de celdillas de las mallas tetraédricas, y en las Figuras 4.09, 4.10 y 4.11 se hallan representadas.

Malla	Tamaños de elemento (m).			
	General	Sólido 1: Región pegada a “velocity_inlet1”	Sólido 2: Región encima del sólido 1	Sólido 3: Región delante de los sólidos 1 y 2.
Burda	0,015	0,003	0,008	0,011
Media	0,0125	0,0022	0,007	0,01
Fina	0,01	0,0015	0,005	0,0075

Tabla 4.02: Tamaños de elemento introducidos para cada malla.



La configuración adecuada del sólido adosado a la “velocity_inlet1” será particularmente importante, ya que permitirá elegir el número de trayectorias de partículas que se va a calcular. A menor tamaño de elemento, se seguirá la trayectoria de más partículas, y se obtendrá información más detallada y precisa sobre qué le ocurren.

En el siguiente apartado, se configurará Fluent. En adición, se cambiará el tipo de elementos de la malla. La modificación de elementos tetraédricos a poliédricos (o *Polyhedral*) solo se puede realizar en Fluent, y por ello no se ha explicado anteriormente.

4.3.3 CONFIGURACIÓN EN FLUENT.

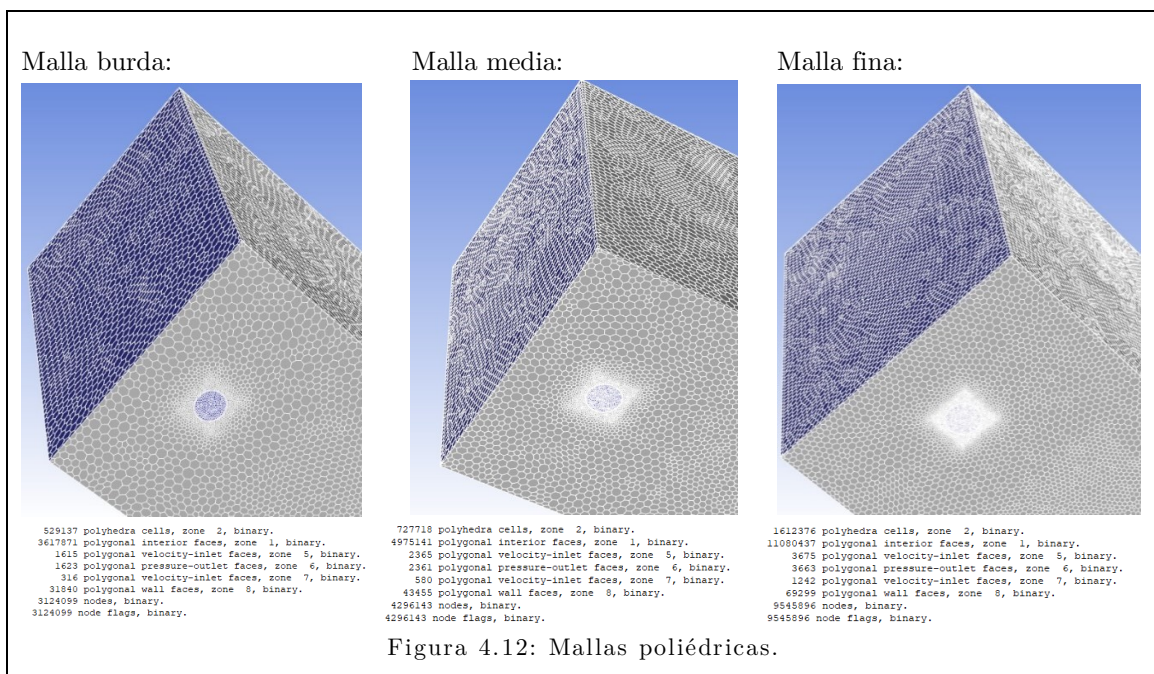
En primer lugar, se deben convertir las mallas tetraédricas al tipo de elemento poliédrico. Por lo general, los elementos poliédricos disminuyen el tiempo de simulación y requieren menos tiempo de preprocesado, respecto a los tetraédricos. La convergencia en los poliédricos llega antes, es más estable, y la variación de una malla poliédrica tiene unos resultados son más homogéneos.

Sin embargo, los elementos poliédricos no están muy extendidos como método de mallado porque los algoritmos necesarios para construirlo son muy complejos [4.01]. Por ello, la mayoría de paquetes CFD no brindan la opción de construir una malla poliédrica.

Para construirla, desde la consola de Fluent habrá que introducir la palabra “mesh”. Posteriormente, se escribirá “Polyhedra” y para terminar, se escribirá “convert – domain”. Tras realizar estas tres acciones, Fluent comenzará el proceso automático de convertir la malla tetraédrica a poliédrica, y la optimizará. También se puede acceder desde la barra superior, en *Setting up Domain*, y *Make Polyhedra*. El resultado será una malla más ligera, con elementos hexagonales, que producirán mejores resultados que su predecesor tetraédrico (Figura 4.12).

El afinamiento en las zonas relacionadas con las trayectorias de las gotas está nebulizadas más que justificada, porque si no los resultados obtenidos en Fluent pueden ser tan imprecisos como para carecer de sentido físico alguno (como humedades relativas superiores al 100%, por ejemplo).

Así, la malla burda contiene un total de 529000 elementos, la media tiene 727000 elementos y la fina cuenta con 1612000 elementos.



Tras realizar este cambio en el mallado, hay que comenzar explicando la configuración de Fluent por el menú *General* (Figura 4.13). Todos los parámetros serán los habituales (resolvedor basado en presión y simulación estacionaria), a excepción de la gravedad, que en este caso sí se activará y tendrá un valor de -9.81 m/s^2 .

En la configuración de los casos laminar y turbulento, solamente se profundizaba dentro de los modelos físicos en la parte definida como *Viscous* (Figura 4.14). En ella se seleccionaba la forma de resolver el problema (flujo laminar, $k - \epsilon$, $k - \omega$, etc.). Para el caso del túnel se necesitará rellenar más campos, ya que el flujo para este problema es distinto y más complejo.

Se tiene que configurar también la adición de una fase discreta, que es la pulverización de agua. Además, entran en juego la transmisión de calor y por ello la energía. Por último, será fundamental analizar el aire como aire húmedo, constituyéndolo como mezcla de aire seco y vapor de agua.

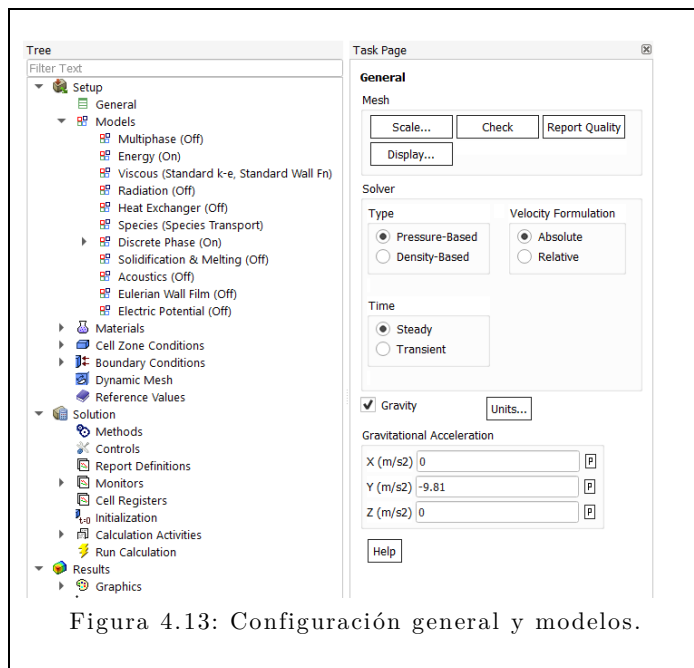


Figura 4.13: Configuración general y modelos.

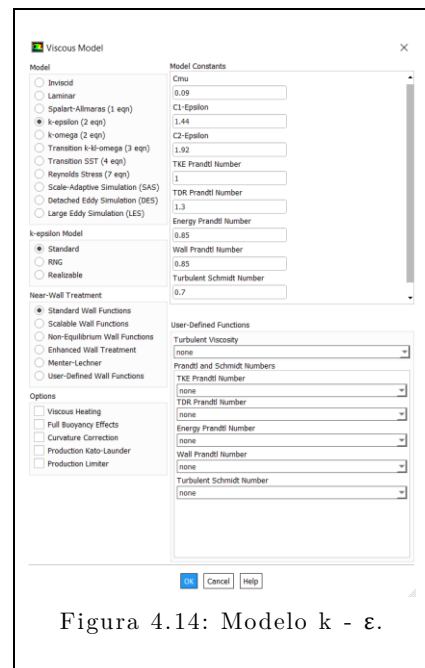


Figura 4.14: Modelo $k - \epsilon$.

En primer lugar, se introducirá el modelo físico de flujo general dentro de la pestaña *Viscous*. El flujo estará comprendido dentro de $k - \epsilon$, con la opción de *Standard Wall Function*. A diferencia de la validación turbulenta, en este caso en particular no afecta tanto a los resultados y fenómenos que se pretenden modelizar. Aunque no hay modelo de turbulencia que pueda considerarse mejor que otros, el modelo $k - \epsilon$ ha demostrado precisión en la predicción del campo de evaporación de las gotas y en diversas aplicaciones de enfriamiento por *spray* [4.02].

En segundo lugar, habilitaremos la opción de intercambio de calor en el problema. Solamente con seleccionar la opción de *Energy* quedará ya habilitada, sin indicar nada

más en esta ventana. Cuando la energía entra en juego, automáticamente Fluent permitirá introducir la temperatura en los menús de las diferentes condiciones de contorno, dentro de la pestaña *Thermal*.

La configuración del aire húmedo como mezcla de aire seco y vapor de agua es más compleja de configurar. Para ello, se entrará en *Species* (Figura 4.15), y se activará *Species Transport* y *Diffusion Energy Source*. Este modelo permitirá simular mezclas con más de una fase y que sean homogéneas (a diferencia del modelo *Multiphase*, empleado para mezclas con más de una fase, pero heterogéneas).

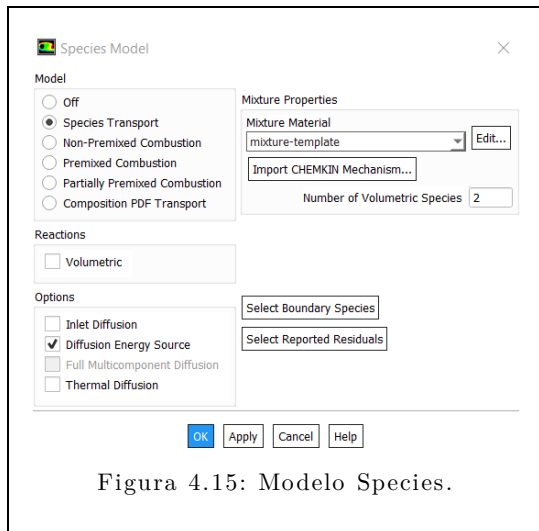


Figura 4.15: Modelo Species.

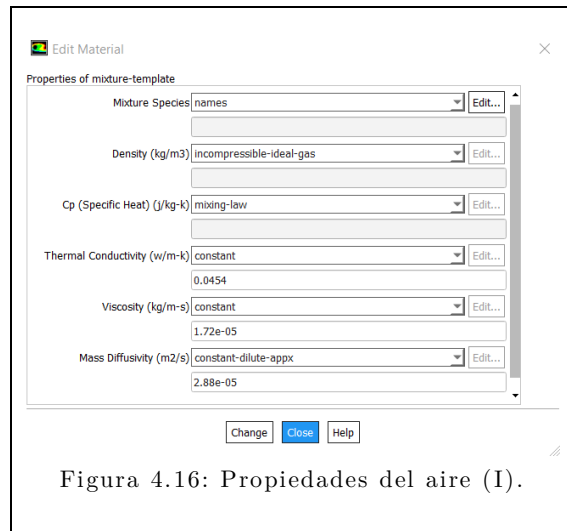


Figura 4.16: Propiedades del aire (I).

Falta por cambiar un parámetro más. Por defecto, Fluent selecciona para el experimento un *mixture-template*. Esta mezcla se corresponde efectivamente con el aire húmedo. Sin embargo, Fluent reconoce que tiene 3 componentes en vez de 2. Los 3 componentes que reconoce el programa son H₂O, O₂ y N₂.

Para este caso, se desea que solo reconozca aire y H₂O. Para cambiar esto, se seleccionará en primer lugar *Edit* (Figura 4.16). En el desplegable que aparece, habrá que seleccionar *Mixture Species* y *Edit* otra vez. Esto abrirá un menú que permitirá añadir o quitar los componentes que queramos que sean reconocidos, seleccionando el componente en particular y empleando las teclas *Add* o *Remove* (Figuras 4.17 y 4.18).

Es muy importante que el agua esté en primera posición en la columna de *Selected Species*, y el aire en segunda posición. Esto es así porque Fluent computará la fracción másica del primero, y considerará la del segundo como la unidad menos la del primero. Así, la primera que se introduzca será la que necesite una mayor precisión y sea la menos abundante.

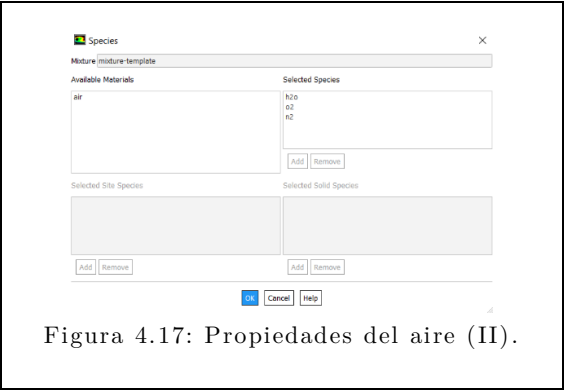


Figura 4.17: Propiedades del aire (II).

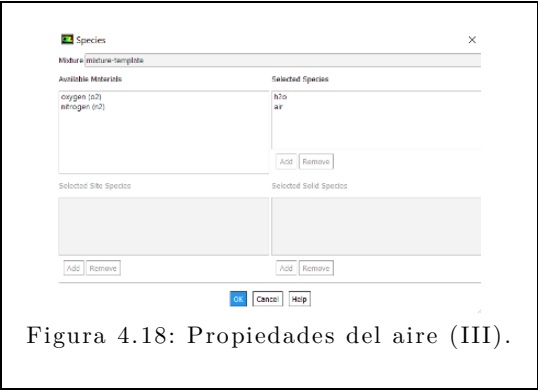


Figura 4.18: Propiedades del aire (III).

La opción de *Species Transport*, igual que la de *Energy*, permitirá al usuario introducir una condición de contorno más. Se activará en todas las condiciones de contorno del tipo *inlet* o *outlet* la pestaña *Species*. Dentro de esta pestaña, se podrá introducir la fracción másica o fracción molar de H_2O en el flujo de aire.

Más adelante, se introduce el análisis de la pulverización de agua como fase discreta. Así, se entrará en la opción *Discrete Phase* (Figuras 4.19 y 4.20). Al simular, cuando se desee que la pulverización interactúe con la corriente del túnel (la fase continua), se activará la opción *Interaction with Continuous Phase*. En las simulaciones de este trabajo también se activará la opción *Update DPM Sources Every Flow Iteration*.

A continuación, se debe crear la fase discreta en cuestión. Pulsaremos el botón *Injections*, y en el siguiente menú se creará la pulverización (en este caso, se llamará “ultrasonido”, como en la Figura 4.21).

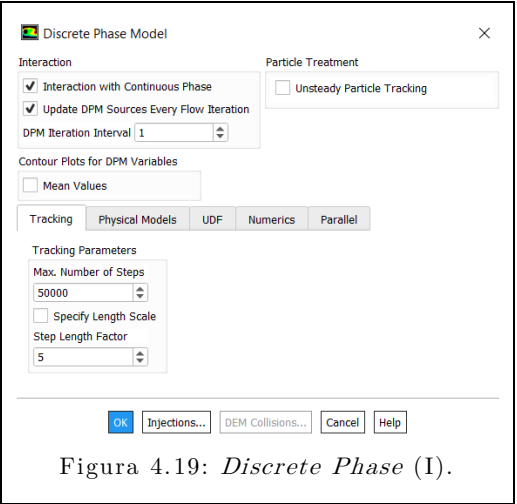


Figura 4.19: *Discrete Phase* (I).

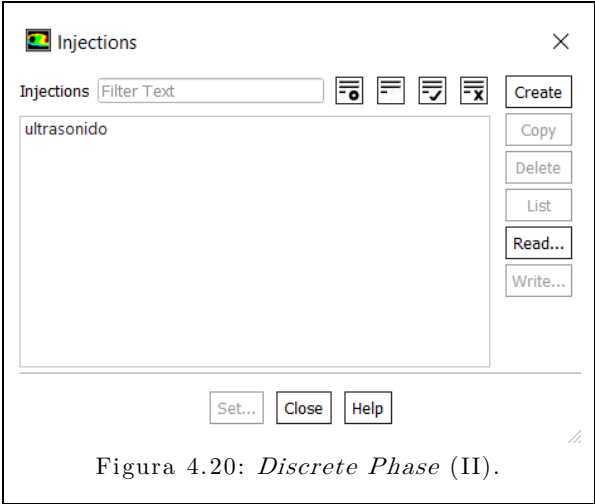


Figura 4.20: *Discrete Phase* (II).

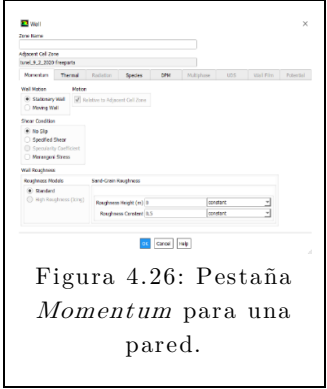
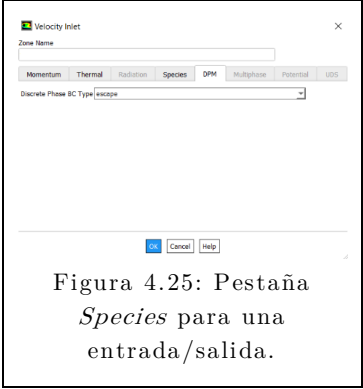
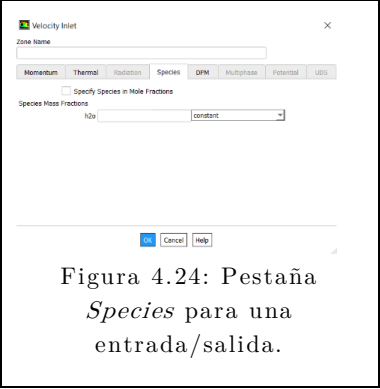
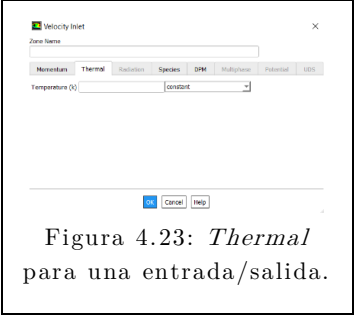
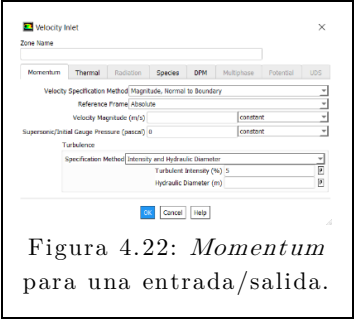
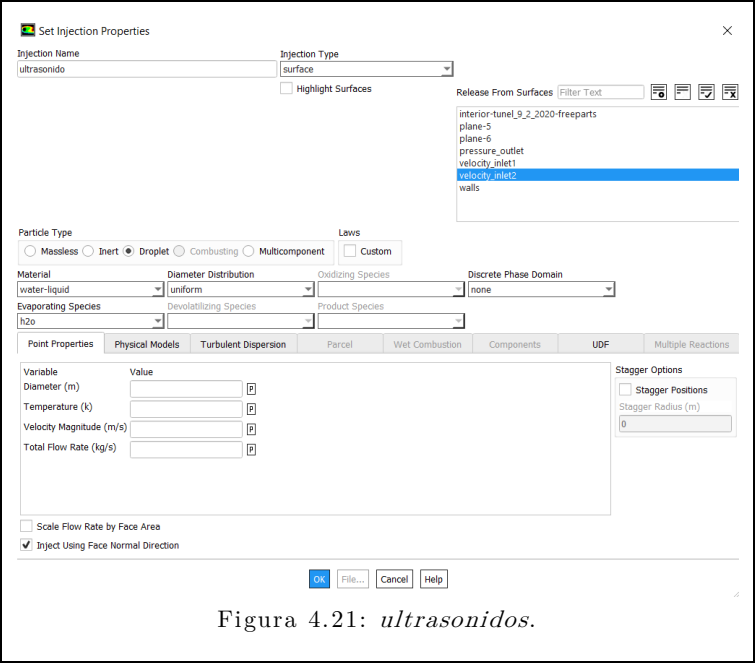
Este menú permite configurar todo lo necesario para que la pulverización quede bien definida. En primer lugar, se elegirá una inyección del tipo *Surface*. Esto es así porque la pulverización se realizará desde una superficie entera, que sería la entrada circular. Así, se indica al programa que dicha superficie es la “velocity_inlet2”.

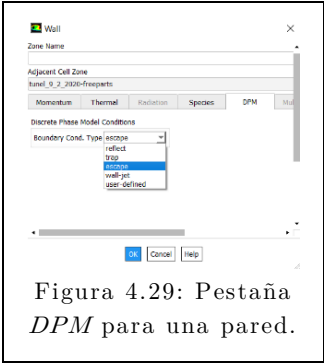
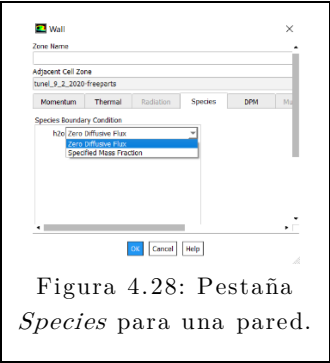
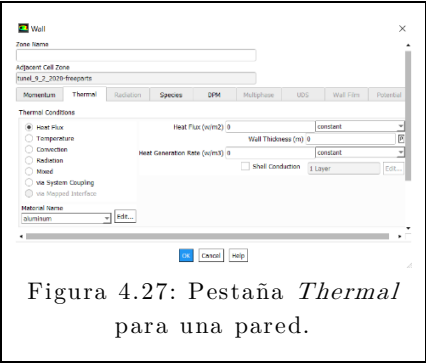
El tipo de partícula es *Droplet*, y posteriormente se procede a elegir el material. En este caso, el material se corresponde a agua líquida, y la especie que se puede evaporar es el propio agua (H_2O).

Más adelante, se deben especificar las condiciones de contorno de la inyección, para la simulación que se pretende realizar. Dentro del desplegable *Point Properties*, se activará la opción *Inject Using Normal Face Direction*.

Con esta opción, la pulverización se realizará de forma perpendicular a la *velocity_inlet2*. Se introducirá el diámetro de la gota, la velocidad de inyección, el flujo másico de agua inyectada y la temperatura.

Cuando se introducen todos estos datos y se activa la opción de *Discrete Phase*, automáticamente aparecerá una nueva pestaña (Figuras 4.21 – 4.29). En la pestaña *DPM* el usuario indicará cuál es el comportamiento de esa zona con respecto a la fase discreta (si la absorberá, si la dejará escapar, si rebotará...).





Con estos parámetros ya definidos, se procede realizaría una *Standard Hybridization*, o inicialización estándar de la simulación. A continuación, ya se puede comenzar a iterar. En el siguiente apartado, particularizaremos este proceso para una medida concreta.

4.3.4 PROCESO DE VALIDACIÓN.

4.3.4.1 CONFIGURACIÓN DE UNA MEDIDA.

El proceso de configuración en Fluent se particularizará para el ventilador del túnel a 15 Hz y el ventilador pequeño a 800 rpm (Tabla 4.03). Sobre esta medida también se realizará el análisis de sensibilidad de la malla, y se describirán los resultados obtenidos.

v_t (m/s)	v_i (m/s)	$\dot{m}_w$ (kg/s)	T_∞ (°C)	HR_∞ (%)	TH_{21}		TH_{22}		TH_{23}	
					T (°C)	HR (%)	T (°C)	HR (%)	T (°C)	HR (%)
1,615	3,315	0,000283	25,43	51,78	21,63	81,97	25,62	50,61	25,90	49,75

Tabla 4.03: Tabla de 15 Hz, medida 2.

En primer lugar, se configurará el menú de la *Discrete Phase*. Se adoptará el diámetro de Sauter de la gota, que es 13,2 μm . La velocidad de salida de las gotas de la “velocity_inlet2” se asume con el mismo valor que la velocidad v_i (3,315 m/s). El flujo másico de agua se indica también directamente en la tabla, con un valor de 0,0002828 kg/s. La temperatura de inyección se ha tomado como la ambiente, que para este caso es 298,58 K. Más adelante, hay que editar las condiciones de contorno de cada una de las entradas y salidas del túnel.

En la “velocity_inlet1”, el aire entra a 1,615 m/s (valor de v_t), por lo que se introducirá en *Velocity Magnitude*. Para analizar la turbulencia, se empleará el modelo de *Intensity and Hydraulic Diameter*. Para el valor de intensidad turbulenta, se establecerá un 5% (valor bastante estándar y corriente). Para el diámetro hidráulico, el valor será de 0,5695 m. La temperatura de entrada es la misma que la ambiente, unos 298,58 K.

En el menú Species se introducirá la fracción másica de humedad. No obstante, Fluent no permite introducir la humedad relativa como condición de contorno. Por ello, mediante el diagrama psicrométrico, se obtendrá en primer lugar la humedad específica ω ($\frac{\text{kg vapor de agua}}{\text{kg de aire seco}}$). Esta humedad específica, para introducirla bien a Fluent, se convertirá a fracción másica f ($\frac{\text{kg vapor de agua}}{\text{kg de aire húmedo}}$). El cálculo sería:

$$\left. \begin{array}{l} T = 25,434 \\ \phi = 51,78 \end{array} \right\} \xrightarrow{\text{diagrama psicrométrico}} \omega = 0,010533 \frac{\text{kg}}{\text{kg}}$$

$$f = \frac{\omega}{1 + \omega} = \frac{0,010533}{1 + 0,010533} = 0,010423 \frac{\text{kg}}{\text{kg}}$$

Finalmente, en *DPM* se introducirá el tipo de condición de contorno respecto de la fase discreta, que será *escape*.

En la “velocity_inlet2” se introduce la fase discreta. Por ello, la velocidad del aire que inyecta el agua será la misma que v_i (3,315 m/s). El valor de intensidad turbulenta vuelve a ser del 5%, pero el diámetro hidráulico cambia. Para este caso, será el valor del diámetro del círculo de la segunda entrada (de 56 mm). La temperatura y fracción másica vuelven a ser las ambiente (298,58 K y 0,010423 kg/kg). El tipo de frontera respecto a *DPM* seguirá siendo *escape*.

Los parámetros para “pressure_outlet” se referirán a la salida del túnel, y al aire que puede recircular de fuera hacia él. Los datos de diámetro hidráulico, intensidad de turbulencia, temperatura, humedad específica y *DPM* serán exactamente los mismos que los de la zona “velocity_inlet1”.

El único dato que variará será la velocidad, que para el caso de una *outlet* no se especifica. En su lugar, se escribirá la presión ambiente a la salida del túnel en el campo *Gauge Pressure*. Esta presión, relativa a la presión ambiente en la entrada, valdrá 0.

La configuración de la “wall” será diferente a la de las *inlets* o *outlets*. La pared se considerará como lisa (es decir, altura de rugosidad en pared nula). La pared no participará en el balance energético, por lo que su *Heat Flux* (o flujo de calor) será nulo. El flujo de especies será igualmente nulo.

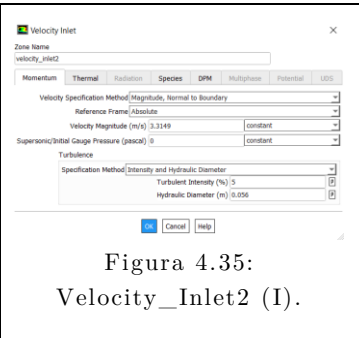
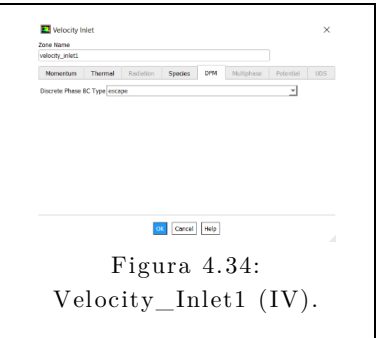
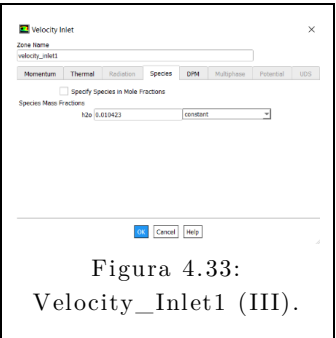
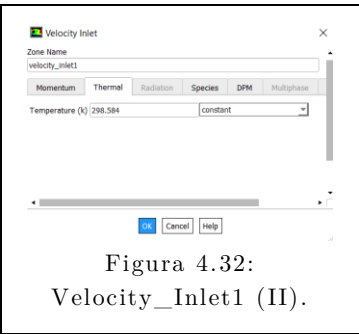
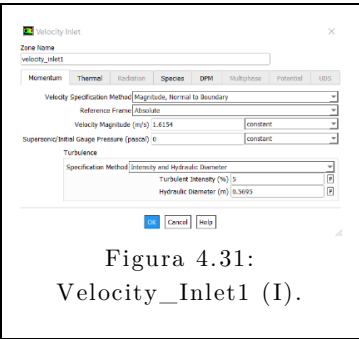
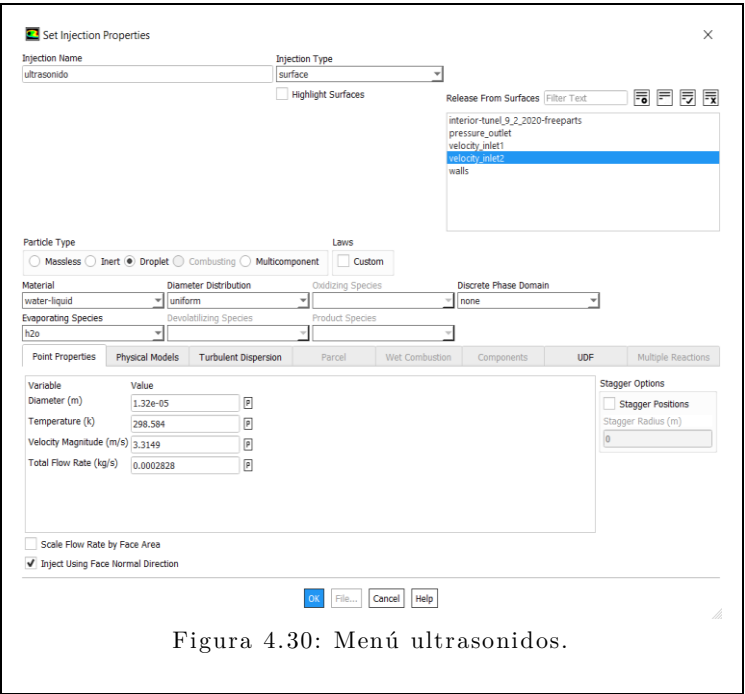
Por lo general, en cuanto al *DPM*, las paredes suelen simularse con la condición *trap* (que atrapa las partículas). Sin embargo, para este estudio, la condición de la pared

será *escape*. Esto está justificado porque en la simulación de flujos con humedad alta interesará más que las partículas que choquen con la pared se excluyan directamente del cálculo, a que se establezca que se evaporan. Si se establece que al chocar se evaporan, se pueden obtener en Fluent contornos de humedad relativa superiores al 100% en las zonas de impacto [4.03].

Todos los métodos de resolución se configurarán para que sean de segundo orden, para obtener más precisión. En adición, se activará la opción Warped – Face Gradient Correction, que mejorará la convergencia en los resultados y que además es recomendable para mallas poliédricas.

La inicialización de variables se ha realizado de forma híbrida. Hay que destacar que, cuando se han iterado estos casos, se ha resuelto en primer lugar la fase continua del problema y después se ha activado la inyección. Esto ha ayudado en la convergencia de los casos y en la reducción del tiempo de simulación.

Tras configurar todo (Figuras 4.30 – 4.47), se debe pasar al apartado de presentación de los resultados y al estudio de sensibilidad de la malla.



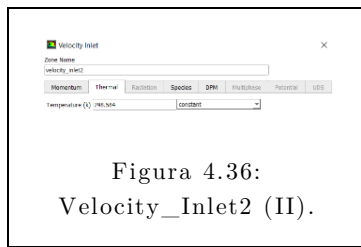


Figura 4.36:
Velocity_Inlet2 (II).

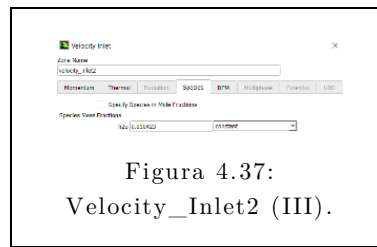


Figura 4.37:
Velocity_Inlet2 (III).

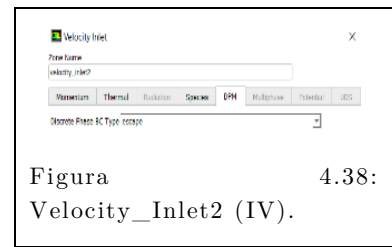


Figura 4.38:
Velocity_Inlet2 (IV).

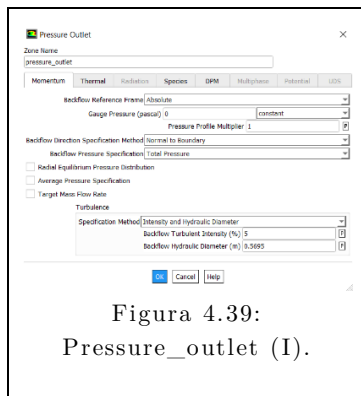


Figura 4.39:
Pressure_outlet (I).

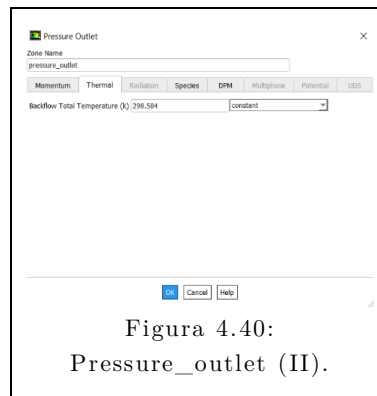


Figura 4.40:
Pressure_outlet (II).

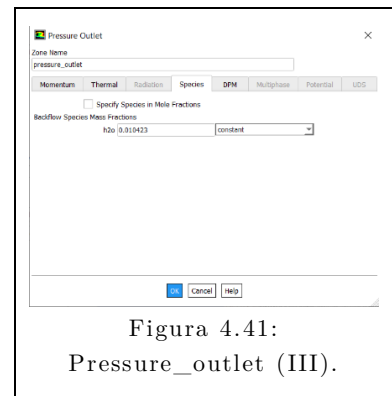


Figura 4.41:
Pressure_outlet (III).

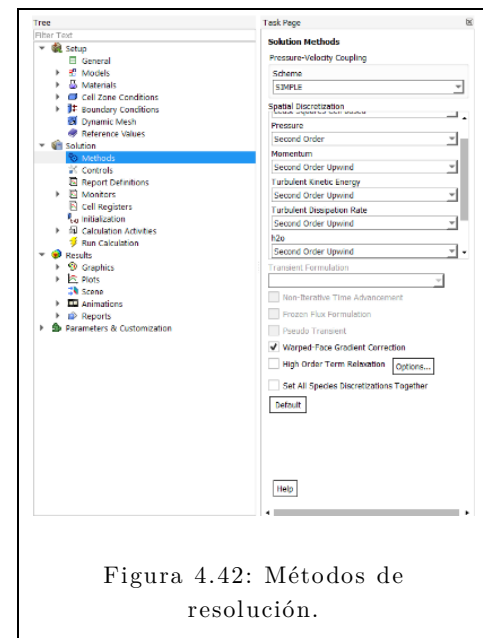


Figura 4.42: Métodos de
resolución.



Figura 4.43: Walls (I).

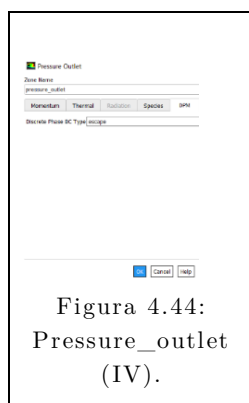


Figura 4.44:
Pressure_outlet
(IV).

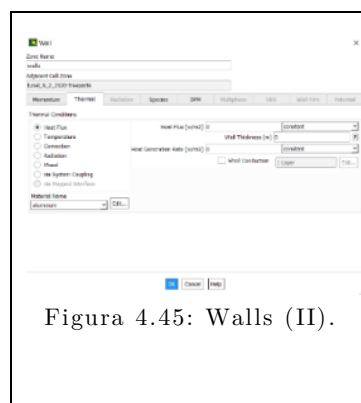


Figura 4.45: Walls (II).

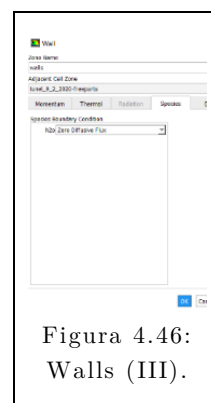


Figura 4.46:
Walls (III).

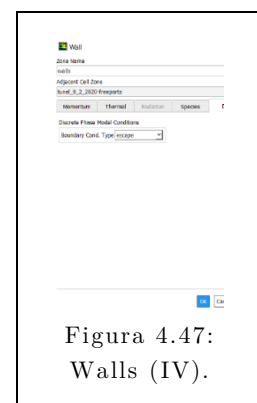


Figura 4.47:
Walls (IV).

4.3.4.2 RESULTADOS DE UNA MEDIDA.

Antes de presentar los resultados obtenidos, se debe justificar la idoneidad de la malla empleada. Para ello, es necesario hacer un estudio de independencia de malla. En primer lugar, se compararán las mallas burda, media y fina y posteriormente se presentarán los resultados para la mejor.

Los resultados obtenidos en th21, th22 y th23 para las tres mallas propuestas se encuentran en las Tablas 4.04 y 4.05. Para extraer estos datos de Fluent, se deben crear tres puntos diferentes, desde el menú *Create* y la opción *Point*. El túnel se creó desde Inventor de tal forma que el plano central del túnel es uno de los planos del triedro elemental. Para definir Th21, se introducirán las coordenadas (x:-0,021, y:0,123, z:1,665); para Th22, se debe introducir (x:-0,021, y:0,359, z:1,665) y para Th23 se escribirá (x:-0,021, y:0,590, z:1,665).

	Th21		Th22		Th23	
	Temp. (°C)	Hum. espec. ($\frac{kg_v}{kg_a}$)	Temp. (°C)	Hum. espec. ($\frac{kg_v}{kg_a}$)	Temp. (°C)	Hum. espec. ($\frac{kg_v}{kg_a}$)
Burda	20,76	0,01235	25,41	0,01044	25,43	0,01042
Media	21,27	0,01216	25,41	0,01044	25,43	0,01042
Fina	21,19	0,01218	25,41	0,01044	25,43	0,01042

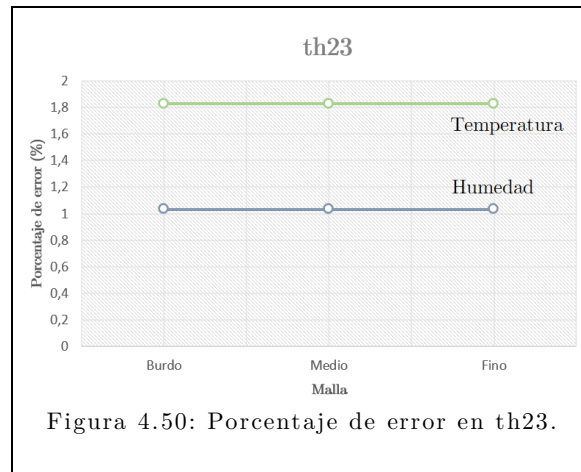
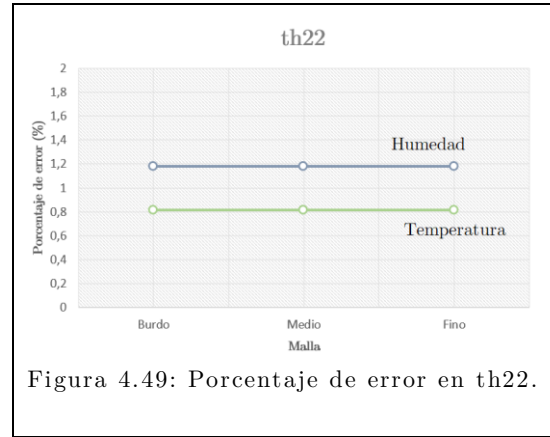
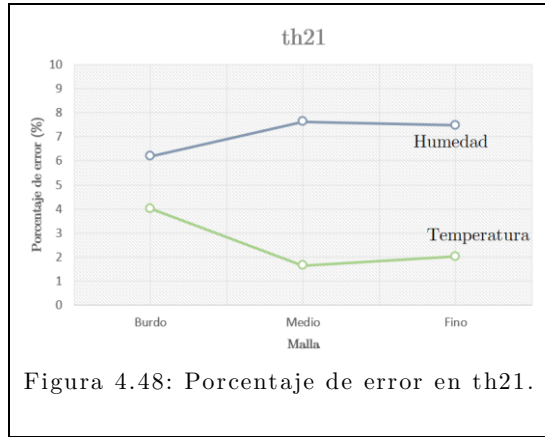
Tabla 4.04: Tabla de valores obtenidos en 15 Hz, medida 2.

	Th21		Th22		Th23	
	Error Temp.	Error Hum.	Error Temp.	Error Hum.	Error Temp.	Error Hum.
Burda	4,00%	6,19%	0,81%	1,18%	1,83%	1,03%
Media	1,65%	7,63%	0,81%	1,18%	1,83%	1,03%
Fina	2,01%	7,48%	0,81%	1,18%	1,83%	1,03%

Tabla 4.05: Tabla de errores obtenidos en 15 Hz, medida 2.

Los errores de la tabla anterior se encuentran de forma gráfica en las Figuras 4.48, 4.49 y 4.50, para cada uno de los puntos discretos dados.

Para justificar mejor la elección de la malla, se puede realizar el estudio del parámetro GCI, calculando los coeficientes GCI_{12} (que compara la malla fina con la media) y GCI_{23} (que compara la malla media con la burda).



De acuerdo con los desarrollos matemáticos realizados en el Capítulo 2 y los datos de las mallas expuestos a lo largo de este apartado, se calculan primero las alturas de celdas:

$$h_1 = \left[\frac{712 \cdot 492 \cdot 2500}{1612376} \right]^{1/3} = 8,16 \text{ mm} \quad h_2 = \left[\frac{712 \cdot 492 \cdot 2500}{727718} \right]^{1/3} = 10,64 \text{ mm}$$

$$h_3 = \left[\frac{712 \cdot 492 \cdot 2500}{529137} \right]^{1/3} = 11,83 \text{ mm}$$

Se tiene unas relaciones r_{21} y r_{32} :

$$r_{21} = \frac{10,64}{8,16} = 1,31 \quad r_{32} = \frac{11,83}{10,64} = 1,11$$

Se pueden tomar seis posibles variables críticas Φ , que corresponden a las temperaturas y humedades de los puntos th21, th22 y th23. Tras adoptar las variables críticas, se calcula con iteración la función p y $q(p)$. A continuación, se calculan los valores extrapolados $\Phi_{\text{ext}21}$ y $\Phi_{\text{ext}32}$. Se calculan los errores extrapolados y aproximados, y se termina computando el coeficiente GCI correspondiente.

De las seis variables críticas, solamente dos son válidas. Según la teoría, este método no funciona para aquellas diferencias de magnitudes entre mallas que se encuentren muy próximas a 0. Así, el software calcula exactamente el mismo valor de temperatura y humedad absoluta en th_{22} y th_{23} para las mallas burda, media y fina.

En la Tabla 4.06 se encuentran tabulados los datos para las dos posibles variables críticas.

		s	p	q(p)	$\Phi_{21 \text{ ext}}$	$\Phi_{32 \text{ ext}}$	$e_{a \ 21} \text{ (}\%)$	$e_{a \ 32} \text{ (}\%)$
Th21	Temp.	-1	16,265	2,435	21,192	21,265	0,368	2,398
	Hum.	-1	20,197	3,105	0,012	0,012	0,164	1,562
Th22	Temp.	Método GCI NO VÁLIDO						
	Hum.	Método GCI NO VÁLIDO						
Th23	Temp.	Método GCI NO VÁLIDO						
	Hum.	Método GCI NO VÁLIDO						

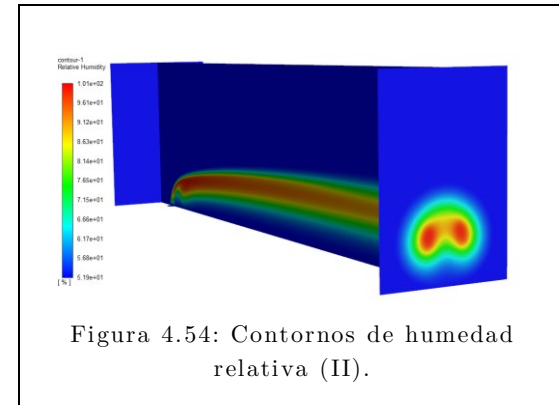
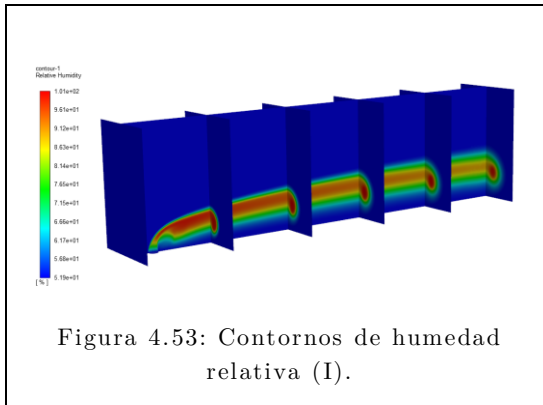
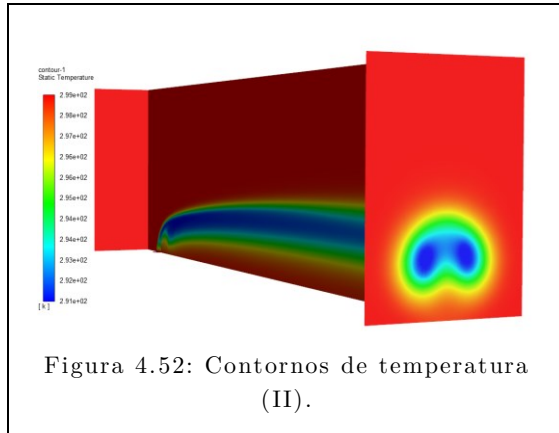
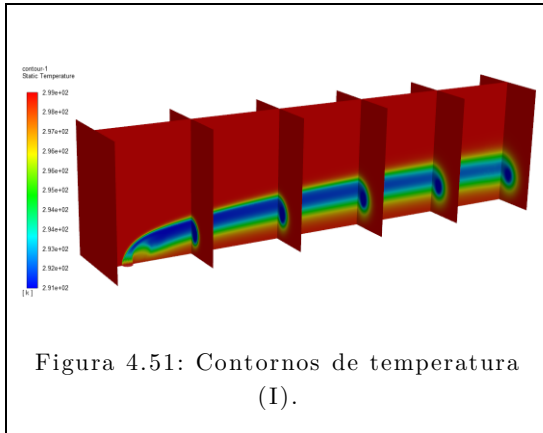
		$e_{\text{ext } 21} \text{ (}\%)$	$e_{\text{ext } 32} \text{ (}\%)$	$GCI_{32} \text{ (}\%)$	$GCI_{21} \text{ (}\%)$
Th21	Temp.	0,005	0,023	0,648	0,006
	Hum.	0,001	0,039	0,259	0,001
Th22	Temp.	Método GCI NO VÁLIDO			
	Hum.	Método GCI NO VÁLIDO			
Th23	Temp.	Método GCI NO VÁLIDO			
	Hum.	Método GCI NO VÁLIDO			

Tabla 4.06: Cálculos del coeficiente GCI.

En las dos variables para las que puede calcularse el método (temperatura y humedad en Th_{21}), el parámetro GCI es muy bajo. Esto significa que existe una dependencia prácticamente despreciable de los resultados con el tamaño de la malla.

La presentación de resultados se hace en base a la medida particular explicada anteriormente. Se presentan los contornos y más recursos gráficos, sobre la simulación realizada con la malla fina, tras presentar la justificación del parámetro GCI.

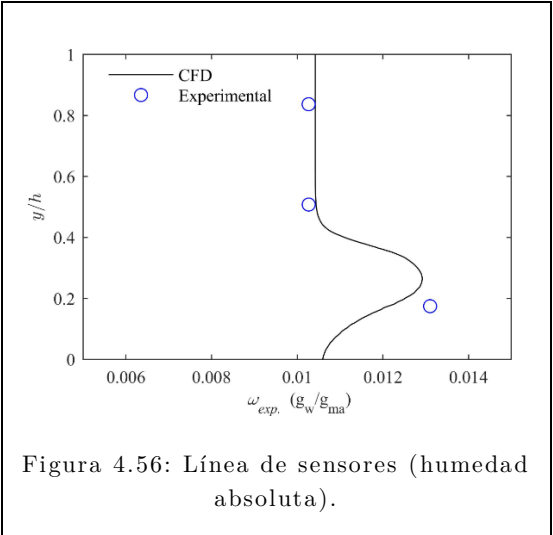
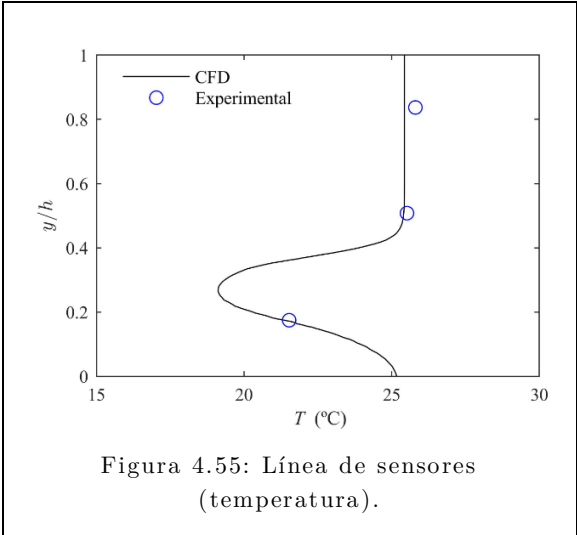
Se debe comentar el sentido físico de los resultados obtenidos. En primer lugar, se realiza un comentario cualitativo sobre las gráficas; en segundo lugar, se cuantifican los errores respecto a los tres puntos de medida del túnel de viento y se justifica la malla.



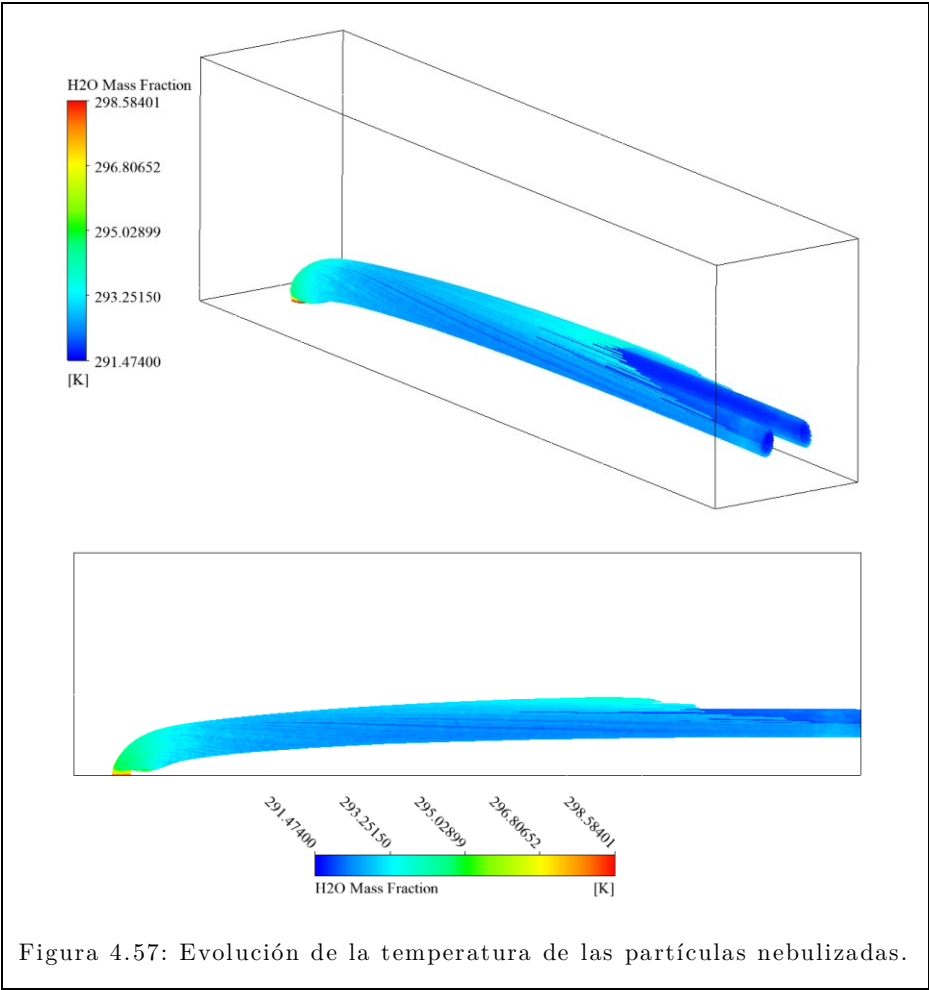
La física del problema es correcta. El problema es simétrico, y es lo que se espera de una unión de dos caudales dispares de aire. Por lo que respecta a los contornos de temperatura, en las Figuras 4.51 y 4.52, las cifras que muestran tienen sentido. La temperatura máxima es la ambiente (unos 298 K), mientras que la menor temperatura se corresponde con la temperatura de bulbo húmedo de las condiciones de inyección (que es de $T_{\text{bulbo húmedo}} = 19^{\circ}\text{C}$, o 292 K).

Por lo que respecta a los contornos de humedad relativa (Figuras 4.53 y 4.54), estos también tienen sentido físico: tienen un valor entre el 50% ambiente y el 100% de saturación. Precisamente, se está estudiando un fenómeno de refrigeración evaporativa, por lo que debe haber zonas en el flujo de salida que tengan una alta humedad.

La evolución de los contornos de humedad y temperatura también tiene sentido: desde que se inyecta en la “velocity_inlet2”, la nube progresivamente va creciendo. Alcanza su tamaño, temperatura y humedad estacionarias a una distancia de 2 m del principio del túnel, aproximadamente.



En adición, las Figuras 4.55 y 4.56 presentan las comparaciones de las distribuciones de temperatura y humedad en la línea de medida de los sensores, para este caso descrito en profundidad. Aunque las medidas se hayan realizado en tres puntos discretos, el modelo numérico predice correcta y detalladamente la evolución de la nube y, como resultado, su perfil de temperatura.



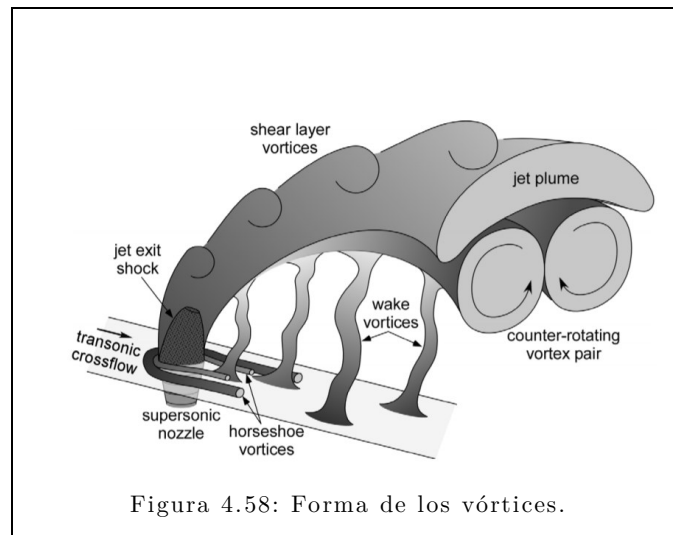


Figura 4.58: Forma de los vórtices.

La trayectoria de las partículas se muestra en la Figura 4.57. Las trayectorias de las inyecciones ha sido extensamente estudiada, entre otras por Campolo et al. [4.04]. En primer lugar, al inicio de la inyección, se forman unos vórtices en forma de anillo (Figura 4.58). Estos vórtices generan, en la zona en choque directo con la corriente de aire principal, una calle de vórtices cortantes. Esta calle acaba desarrollándose de forma regular, mientras que la parte inferior contribuye a la formación de dos vórtices girando en sentido opuesto. No existe consenso claro sobre si los vórtices de herradura son estructuras reales, y todos estos tipos de vórtices interactúan de forma compleja.

Como se puede apreciar, los vórtices de las trayectorias de partículas de la simulación se identifican con la estructura teórica presentada. Con el flujo desarrollado, se crean dos vórtices en torno a los cuales se vaporizan la mayor parte de las partículas. Precisamente, estas dos zonas coinciden con los puntos de menor temperatura. La evolución de la temperatura de las partículas inyectadas es correcta: desde la temperatura de inyección hasta la temperatura de bulbo húmedo.

Las Figuras 4.59 y 4.60 muestran la evolución de los contornos de temperatura y humedad relativa de 25 en 25 cm, desde $x=0$ m hasta $x=2,5$ m. En $x=0$, la temperatura y humedad con constantes, coincidiendo con las condiciones ambiente definidas.

En cuanto se introduce la inyección, en una pequeña zona la temperatura baja unos 5°C , aumentando la humedad relativa. Desde $x=0,25$ m hasta $x=1$ m, la nube se desarrolla y adquiere su forma definitiva. En $x=1$ m, se alcanza en los vórtices la temperatura de bulbo húmedo. Desde $x=1$ m hasta $x=2,5$ m, la nube se va disipando. De esta manera, la sección enfriada aumenta (alcanzando su máximo tamaño en $x=2,5$ m), a expensas de decrementar la zona a temperatura de bulbo húmedo.

Como la gravedad también está presente, a lo largo del túnel la nube se va desplazando ligeramente hacia abajo. Sin embargo, esto no afecta a los valores de humedad relativa o temperatura calculados por el programa.

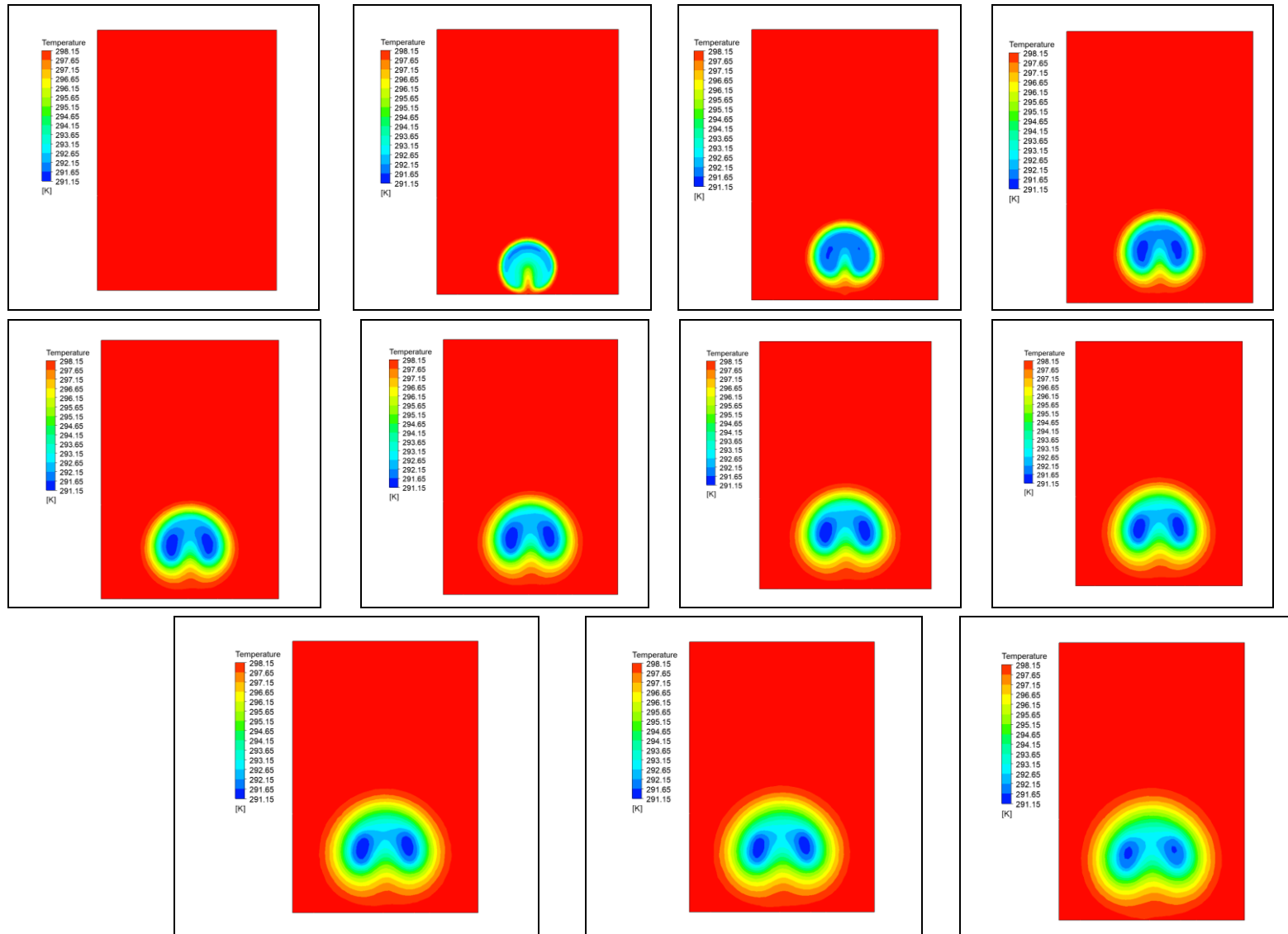


Figura 4.59: Evolución del contorno de temperaturas.

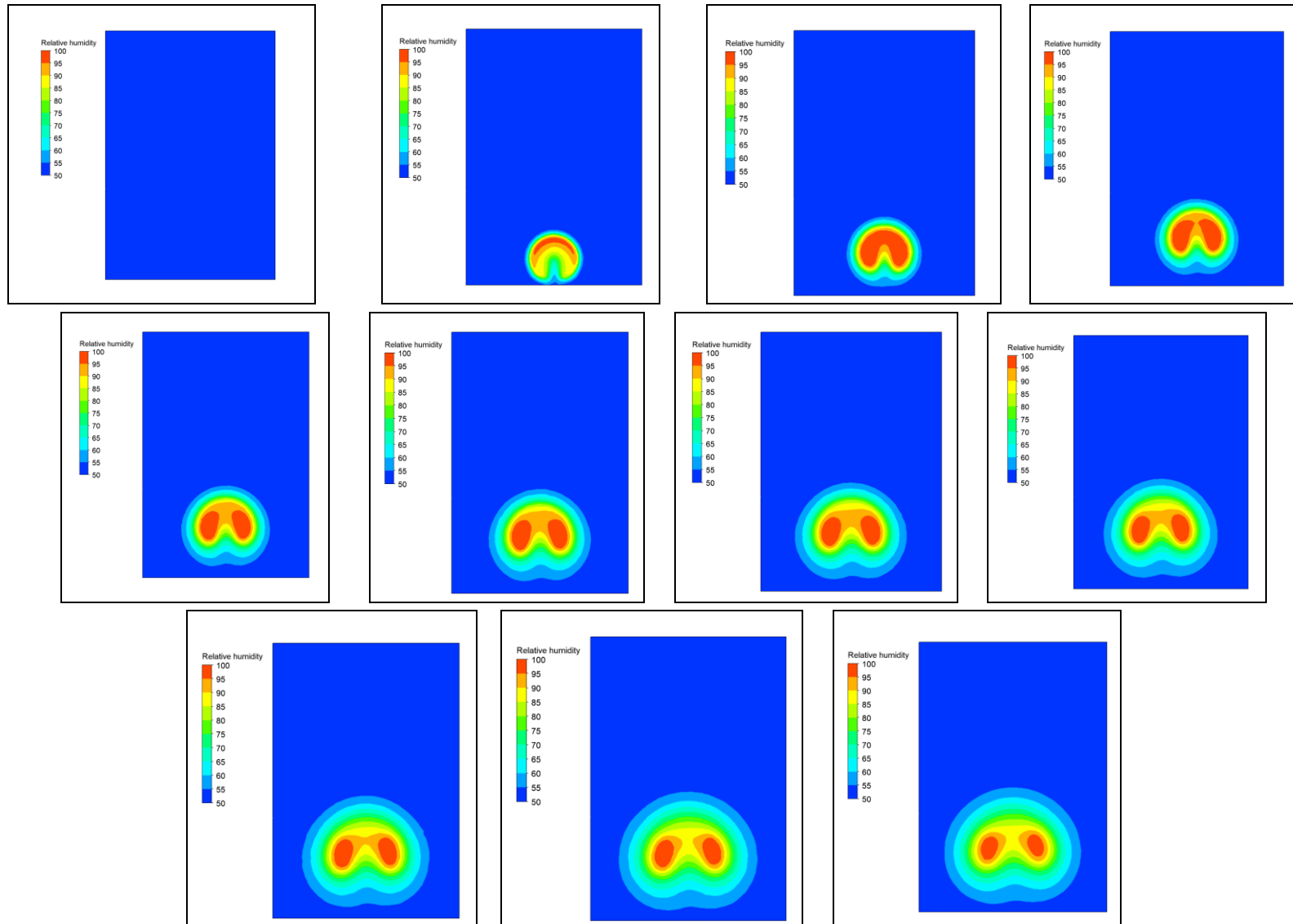
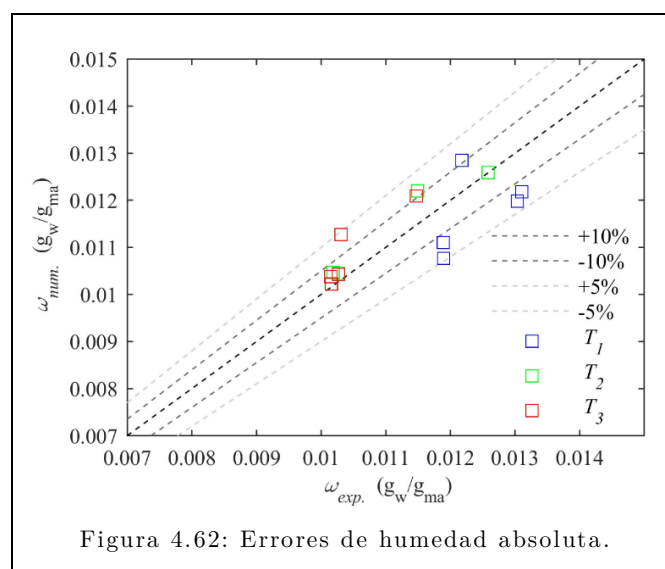
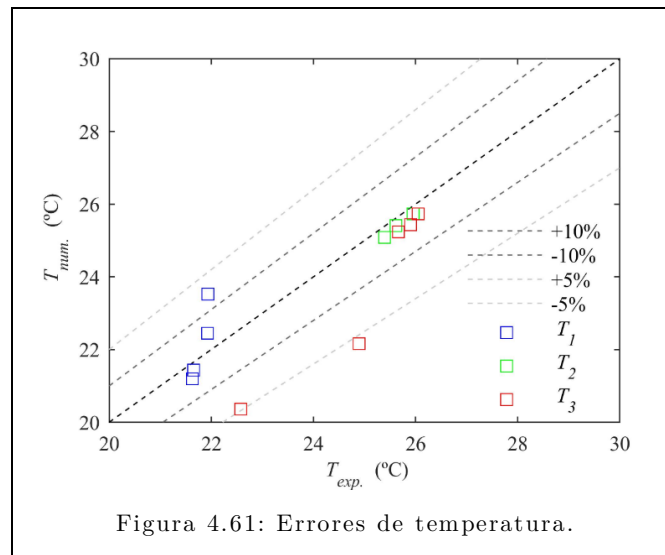


Figura 4.60: Evolución del contorno de humedad relativa.

4.3.4.3 VALIDACIÓN.

Para validar completamente el problema, se compararon más medidas realizadas en el túnel de viento, haciendo extensivo a estas el procedimiento indicado en el apartado anterior. Estas comparaciones se muestran en las Figuras 4.61 y 4.62. Los resultados muestran que, para las medidas adicionales comprobadas, los valores de temperatura seca y humedad específica caen dentro del espectro de un 10% de error. Las desviaciones aproximadas son de ± 1 °C y de $\pm 0,05$ kg_w/kg_a. Las diferencias medias entre los resultados numéricos y las pruebas adicionales experimentales son de 5% para la temperatura seca y la humedad específica (4,9% y 4,35%, respectivamente).



A la vista de los resultados obtenidos, el modelo se considera validado. Esta validación es la base justificada para llevar a cabo el análisis de variables y optimización.

4.4 ANÁLISIS DE INFLUENCIA.

En el apartado anterior, se ha validado el modelo numérico. Se ha demostrado que los contornos de temperatura y humedad calculados en el CFD, con las condiciones de contorno impuestas, se corresponden con las pruebas experimentales. Tras comprobar que nuestro modelo numérico está en consonancia con la realidad, se pueden variar los parámetros de trabajo del túnel para llevar a cabo una optimización. En este apartado, se comentará cómo se optimiza este problema, qué variables se estudian y cuál es la combinación idónea de ellas.

4.4.1 VARIABLES Y NIVELES ESTUDIADOS.

De todas las variables disponibles en la validación del túnel, se estudiará la modificación de tres de ellas: el flujo de aire en el túnel, la velocidad de inyección, y el flujo másico de inyección. Estas tres variables son controlables, y son las que a priori más pueden afectar en el rendimiento de un refrigerador evaporativo. Su elección también está justificada por la dificultad que entraña estudiarlas de forma independiente desde un punto de vista experimental. Precisamente, una ventaja muy importante de los modelos CFD es que permiten simular condiciones que en la realidad experimental pueden ser difíciles de reproducir.

En los casos prácticos de pre-enfriamiento de aire de entrada en condensadores de media – baja potencia, el rango de velocidad es de 0,5 a 2,5 m/s, siendo lo más habitual de 1 a 1,5 m/s. De esta manera, parece razonable definir 3 niveles diferentes de velocidad de inyección: 0,5 , 1,5 y 2,5 m/s.

Para el estudio de la nebulización, se deben establecer otros 3 niveles de velocidad de inyección. Estos 3 niveles fueron seleccionados de tal forma que la niebla generada por la inyección quedase aproximadamente centrada en la sección transversal del túnel. Adaptando el valor de velocidad de inyección para cada velocidad de túnel, la mayoría de los valores de velocidad de inyección estuvieron en el rango 2,5 – 6 m/s. Una distribución uniforme de la nebulización es deseable en un proceso de pre-enfriamiento, para poder alcanzar un enfriamiento homogéneo en la sección transversal del túnel. Con la distribución uniforme también se consigue una evaporación rápida de las gotas antes de llegar al condensador.

Finalmente, los flujos másicos de agua se seleccionaron de tal forma que, para cada combinación de velocidad de túnel y velocidad de inyección, se alcanzase la

saturación completa de la nebulización. Otra vez, se establecieron tres niveles diferentes para cada combinación de velocidad de túnel e inyección. El rango general de ellos ronda desde $5 \cdot 10^{-5}$ kg/s hasta $1,2 \cdot 10^{-3}$ kg/s.

Teniendo en cuenta todos los niveles definidos, se obtuvieron un total de 27 nuevas simulaciones. El resto de las variables se han considerado constantes y con valores similares a los de los experimentos. El tamaño de gota se cambió de $13,2 \mu\text{m}$ a $35 \mu\text{m}$, y las condiciones ambientales se fijaron en $T_{\text{amb}} = 25^\circ\text{C}$ y $\Phi_{\text{amb}} = 50\%$.

$v_t = 0,5 \text{ m/s}$								
$v_i = 2,5 \text{ m/s}$			$v_i = 3 \text{ m/s}$			$v_i = 3,5 \text{ m/s}$		
$\dot{m}_1$	$\dot{m}_2$	$\dot{m}_3$	$\dot{m}_4$	$\dot{m}_5$	$\dot{m}_6$	$\dot{m}_7$	$\dot{m}_8$	$\dot{m}_9$
0,00005	0,0001	0,0002	0,0002	0,0003	0,0004	0,0001	0,0003	0,0005

Tabla 4.07: Valores para $v_t = 0,5 \text{ m/s}$.

$v_t = 1,5 \text{ m/s}$								
$v_i = 2,5 \text{ m/s}$			$v_i = 3 \text{ m/s}$			$v_i = 3,5 \text{ m/s}$		
$\dot{m}_{10}$	$\dot{m}_{11}$	$\dot{m}_{12}$	$\dot{m}_{13}$	$\dot{m}_{14}$	$\dot{m}_{15}$	$\dot{m}_{16}$	$\dot{m}_{17}$	$\dot{m}_{18}$
0,0001	0,0003	0,0004	0,0001	0,0003	0,0005	0,0001	0,0003	0,0005

Tabla 4.08: Valores para $v_t = 1,5 \text{ m/s}$.

$v_t = 2,5 \text{ m/s}$								
$v_i = 4 \text{ m/s}$			$v_i = 5 \text{ m/s}$			$v_i = 6 \text{ m/s}$		
$\dot{m}_{19}$	$\dot{m}_{20}$	$\dot{m}_{21}$	$\dot{m}_{22}$	$\dot{m}_{23}$	$\dot{m}_{24}$	$\dot{m}_{25}$	$\dot{m}_{26}$	$\dot{m}_{27}$
0,0001	0,0004	0,0008	0,0001	0,0005	0,0009	0,0003	0,0006	0,0012

Tabla 4.09: Valores para $v_t = 2,5 \text{ m/s}$.

4.4.2 ANÁLISIS DE VARIABLES Y RESULTADOS.

Con las variables y niveles de estudio ya definidos, se debe detallar con qué criterio y en base a qué ecuaciones se va a optimizar. En este apartado, se realiza el análisis de variables, que se refiere a la evaluación de los parámetros típicos de un sistema de pre – enfriamiento evaporativo. Para ello, se evalúan fundamentalmente 3 parámetros.

El primero de ellos es la tasa de eficiencia de evaporación refrigerativa $\bar{\eta}^x$. Este parámetro compara la caída de temperatura real en el túnel de viento con la caída máxima teórica de temperatura que podría ocurrir. Así, la expresión sería:

$$\bar{\eta}^x = \frac{T_{\infty} - \bar{T}^x}{T_{\infty} - T_{wb \infty}}$$

Donde:

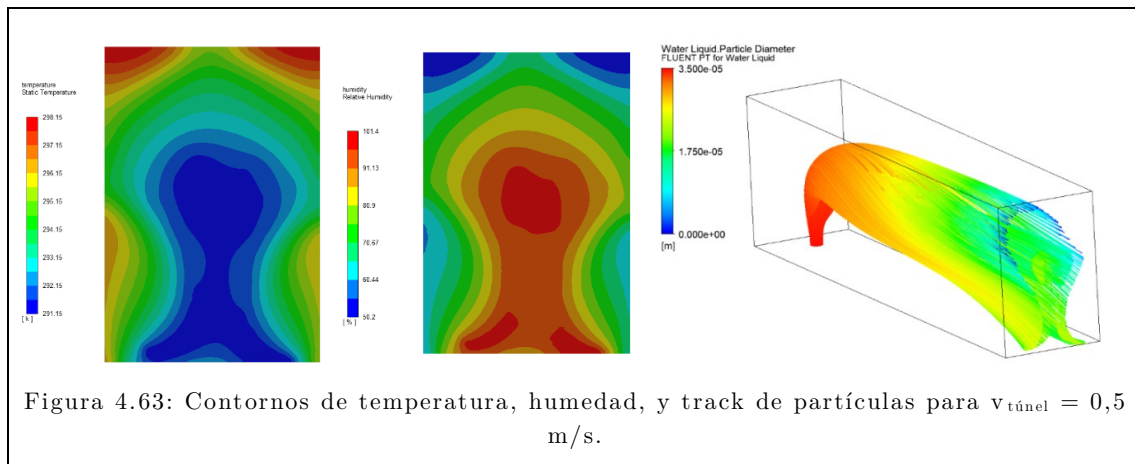
- T_{∞} es la temperatura ambiente.
- $\bar{T}^x$ es la temperatura media en la sección a distancia x del inicio del túnel.
- $T_{wb \infty}$ es la temperatura de bulbo húmedo.

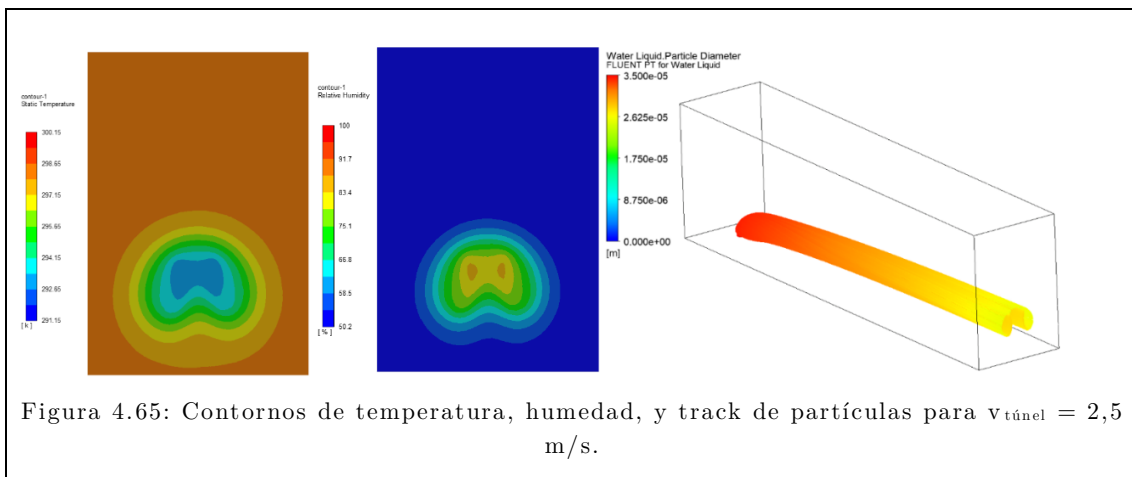
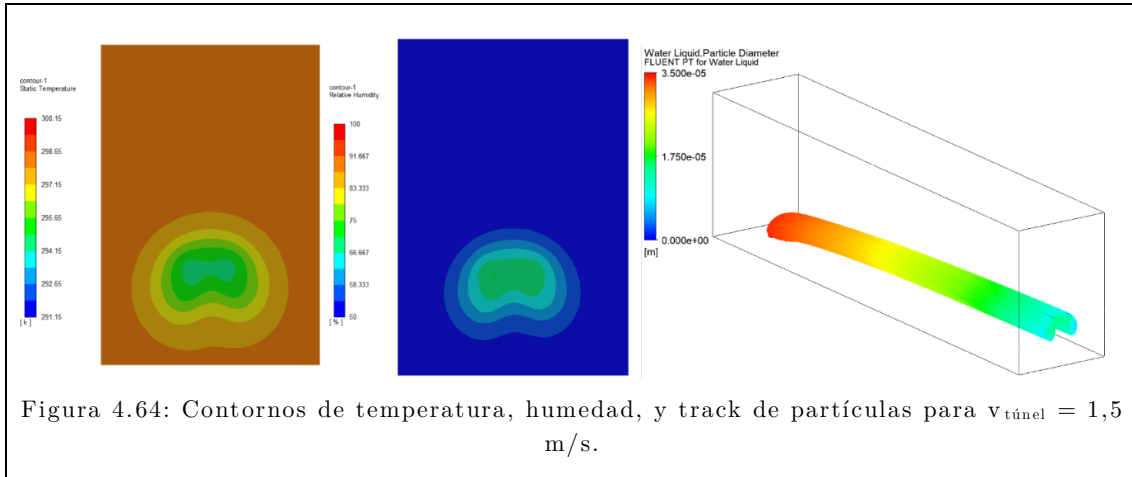
La tasa de eficiencia de evaporación refrigerativa ofrece una representación general del proceso de enfriamiento ocurrido en el dominio, pero no representa los efectos locales. Por ejemplo, existen zonas en el dominio que tienen menos temperatura que la temperatura media empleada en esta tasa.

Para realizar una comparación cuantitativa entre los casos de estudio y que tenga en cuenta los efectos locales, se define A_T^x como segundo parámetro estudiado. A_T^x representa la porción de área transversal en una región del túnel cuya temperatura es menor a una determinada temperatura. Por ejemplo, $A_{25^{\circ}\text{C}}^L = 1$ significa que el 100% del área transversal de la salida ($x = L$) está por debajo de 25°C .

El último parámetro estudiado es la longitud húmeda L_w . Este coeficiente representa la distancia respecto del inicio del túnel donde se evapora la última gota. Es decir, a partir de L_w todas las gotas se han evaporado. La longitud húmeda es un parámetro muy importante, porque la existencia de gotas en la corriente de aire puede generar corrosión o atascamiento en los tubos de los intercambiadores de calor. Se comentará la longitud húmeda en su forma adimensional (L_w/L), donde L es la longitud del túnel.

Estos parámetros definidos se emplean fundamentalmente referidos a la sección de salida ($x = L$). Por ello, la tasa de eficiencia de evaporación refrigerativa será $\bar{\eta}^L$, la temperatura media en la sección de salida será $\bar{T}^L$, y el factor de área transversal se definirá como A_T^L . En las Figuras 4.63, 4.64 y 4.65 se analiza el efecto de incrementar v_t .

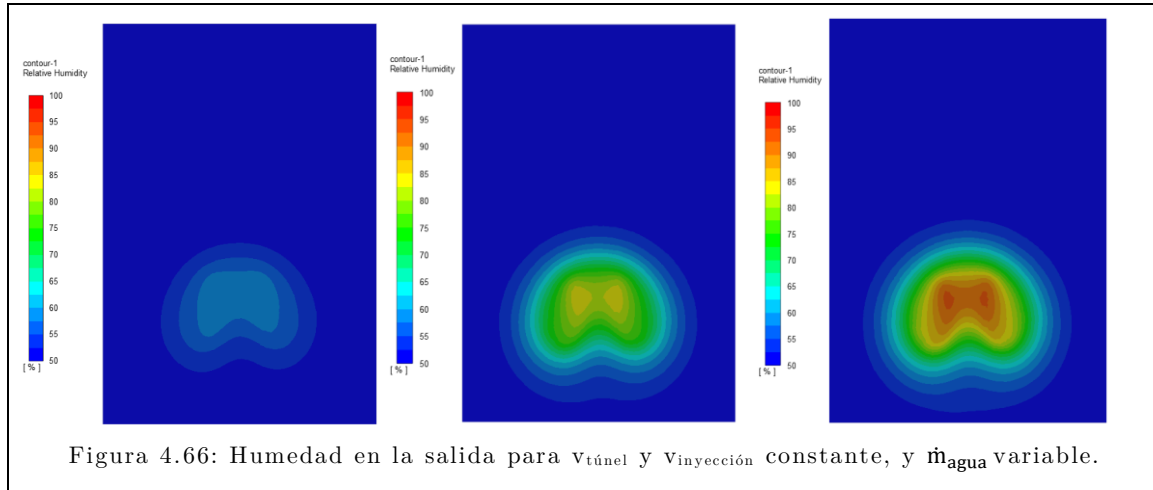




A la vista de las gráficas, la forma de la nube húmeda en la optimización es similar a los contornos obtenidos en la validación. Los contornos de humedad relativa obtenidos tienen sentido, ya que ninguno supera el 100%. En adición, ninguna temperatura está por debajo de la temperatura de bulbo húmedo, para las condiciones ambiente de 25 °C y 50% de humedad relativa.

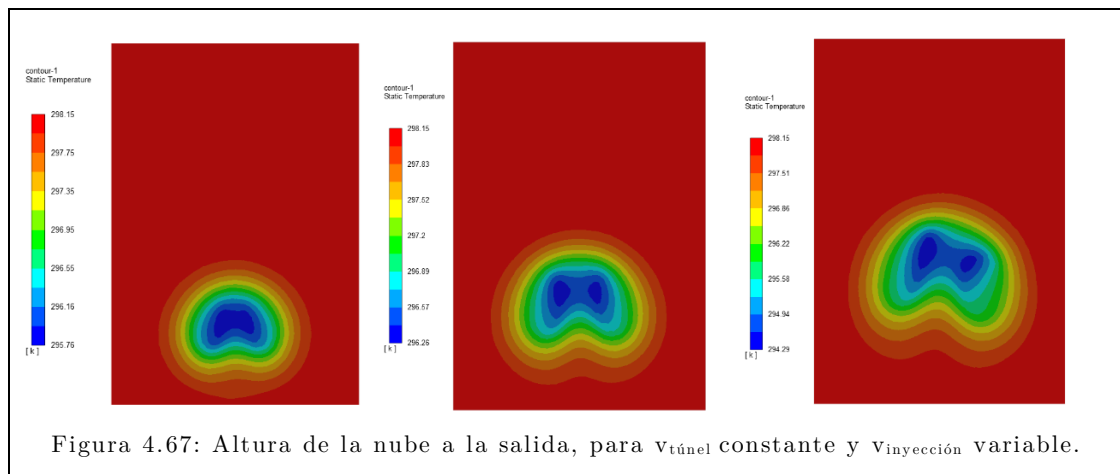
Los contornos también ofrecen mucha información sobre cómo afecta la velocidad del túnel, la de la inyección y el flujo másico de inyección a la forma de la nube húmeda. Se observa claramente como la velocidad más baja del túnel consigue una expansión de la nube, de tal forma que ocupa la mayoría de la sección. Por el contrario, la velocidad media y alta del túnel provocan que la nube esté más concentrada y mantenga su forma aproximadamente circular.

Por ejemplo, el caso $v_t = 0,5$ m/s, $v_i = 3$ m/s, $\dot{m}_w = 0,0004$ kg/s tiene un 74% de su área por debajo de 23 °C, y una $\bar{\eta}^L = 53\%$. Sin embargo, para los casos como $v_t = 1,5$ m/s, $v_i = 3$ m/s, $\dot{m}_w = 0,0005$ kg/s, el área por debajo de los 23°C es solo del 13%, con una $\bar{\eta}^L = 11\%$.

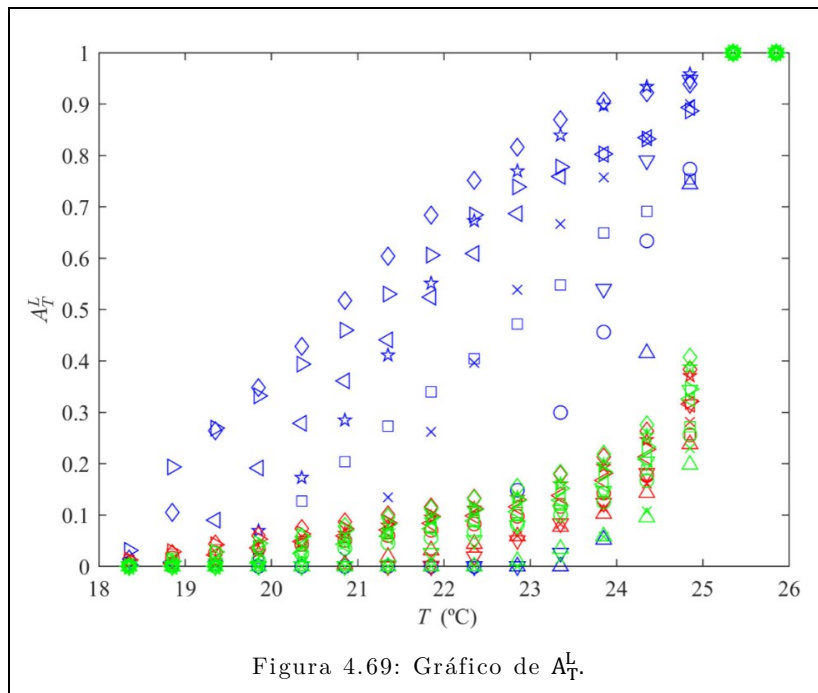
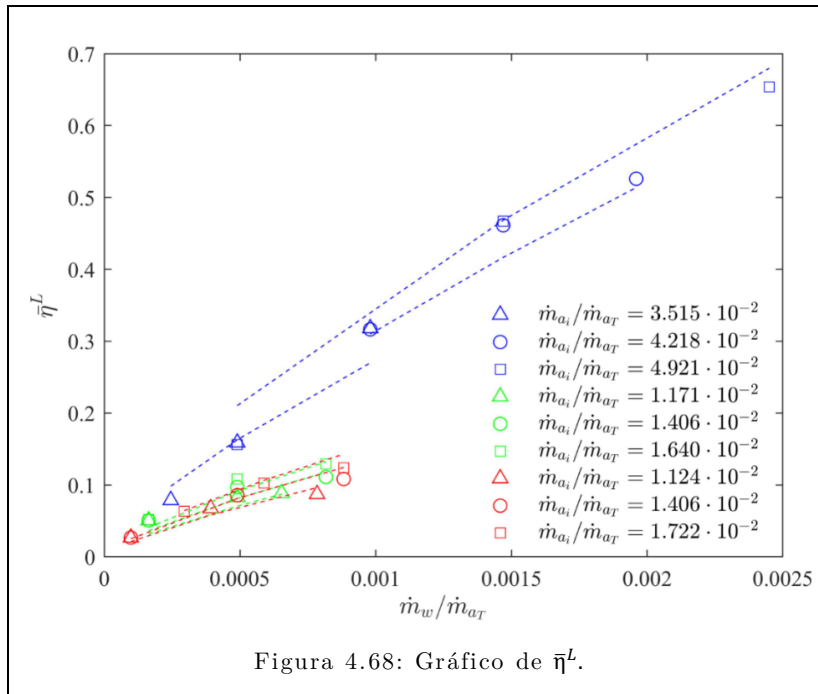


Por otro lado, el efecto de aumentar el gasto másico tiene un efecto previsible en la nube, presente en la Figura 4.66. Asumiendo una velocidad de túnel e inyección constantes, un incremento del flujo másico conlleva un aumento de la humedad relativa. Los gastos más bajos comportan en torno al 70% de humedad relativa, mientras que en los más altos se suele alcanzar la saturación. Este aumento de humedad relativa conlleva, a su vez, un descenso de temperatura. Así, en casos como $v_t = 1,5$ m/s, $v_i = 3$ m/s, aumentar el gasto másico desde $\dot{m}_w = 0,0001$ kg/s hasta $\dot{m}_w = 0,0004$ kg/s supone incrementar la eficiencia $\bar{\eta}^L$ de 5% al 8%. Para casos con menor velocidad de túnel, como $v_t = 0,5$ m/s, $v_i = 3$ m/s, aumentar desde $\dot{m}_w = 0,0001$ kg/s hasta $\dot{m}_w = 0,0003$ kg/s supone un incremento drástico en la eficiencia $\bar{\eta}^L$: de 31% al 53%.

En cuanto a la velocidad de inyección, esta variable influye de dos formas diferentes. En primer lugar, un aumento de velocidad de inyección provoca un aumento en la altura de la nube húmeda. En segundo lugar, un aumento en la velocidad de inyección significa que la nube es capaz de transportar más gasto másico de agua. Ambas están presentes en la Figura 4.67.



Tras este desarrollo se puede intuir que los puntos de mayor eficiencia, para cada velocidad del túnel dada, serán aquellos que tengan la mayor velocidad de inyección y el mayor gasto másico de agua. A partir de este punto, merece la pena comenzar a justificar de forma cuantitativa los patrones descritos, con la ayuda de los gráficos realizados. Estos gráficos están representados en las Figuras 4.68 y 4.69, donde el azul representa los casos con $v_t = 0,5$ m/s, el verde para los casos con $v_t = 1,5$ m/s y el rojo para los casos con $v_t = 2,5$ m/s.



Para facilitar la construcción de los gráficos y la obtención de conclusiones de la sección anterior, se ha decidido definir una serie de cocientes. Estas fracciones son $\dot{m}_{a_i}/\dot{m}_{a_T}$ y $\dot{m}_w/\dot{m}_{a_T}$, donde $\dot{m}_{a_i}$ es el flujo másico de aire inyectado, $\dot{m}_{a_T}$ es el flujo másico de aire por el túnel y $\dot{m}_w$ es el gasto másico de agua.

La Figura 4.68 muestra las tasas de eficiencia de evaporación refrigerativa $\bar{\eta}^L$ obtenidas en las diferentes simulaciones. $\bar{\eta}^L$ varía desde el 2,6% hasta el 65,4%. La menor eficiencia aparece con la mayor velocidad del túnel de viento, y los menores gastos de agua y aire inyectados ($v_{\text{túnel}} = 2,5 \text{ m/s}$, $v_{\text{inyección}} = 4 \text{ m/s}$ y $\dot{m}_w = 0,0001 \text{ kg/s}$). La mayor eficiencia se corresponde con la menor velocidad del túnel de viento, junto con los mayores flujos másicos de agua y aire inyectados ($v_{\text{túnel}} = 0,5 \text{ m/s}$, $v_{\text{inyección}} = 3,5 \text{ m/s}$ y $\dot{m}_w = 0,0005 \text{ kg/s}$).

La tendencia general observada en este gráfico es que la eficiencia aumenta con el incremento de los ratios $\dot{m}_{a_i}/\dot{m}_{a_T}$ y $\dot{m}_w/\dot{m}_{a_T}$. Como se ha descrito, un incremento del flujo másico de agua en la inyección favorece la evaporación. De los resultados obtenidos para las velocidades de túnel más elevadas (series verde y roja en la Figura 4.69), se deduce que la relación es asintótica. Esto significa que existe un valor máximo de agua inyectada que puede intercambiar calor y masa con el aire, hasta que alcanza la evaporación completa. Por otro lado, una mayor velocidad del aire inyectado provoca una nube húmeda distribuida de forma más uniforme, aumentando la tasa de eficiencia $\bar{\eta}^L$.

Se puede realizar un análisis de correlación de los datos numéricos obtenidos en este estudio. Su resultado es la siguiente expresión:

$$\bar{\eta}^L = a \left(\frac{\dot{m}_w}{\dot{m}_{a_T}} \right)^b \left(\frac{\dot{m}_{a_i}}{\dot{m}_{a_T}} \right)^c$$

Donde:

- $\dot{m}_{a_i}/\dot{m}_{a_T}$ y $\dot{m}_w/\dot{m}_{a_T}$ son los ratios definidos anteriormente.

- a, b y c son constantes de valor $a = 536,6$, $b = 0,7284$ y $c = 0,7612$.

Esta correlación obtenida es solamente válida para el estudio de análisis realizado, por lo que solamente servirá para los rangos $0,5 \leq v_{\text{Túnel}} \leq 2,5 \text{ m/s}$, $2,5 \leq v_{\text{iny.}} \leq 6 \text{ m/s}$, $5 \cdot 10^{-5} \leq \dot{m}_w \leq 1,2 \cdot 10^{-3}$. La expresión refleja las tendencias comentadas anteriormente, y los signos de los coeficientes son consistentes con las variaciones observadas de los parámetros. El elevado coeficiente de determinación $R^2 = 0,9835$ es un argumento más para demostrar que la correlación obtenida es correcta, que además fue obtenida empleando el método de la regresión y con una confianza del 95%.

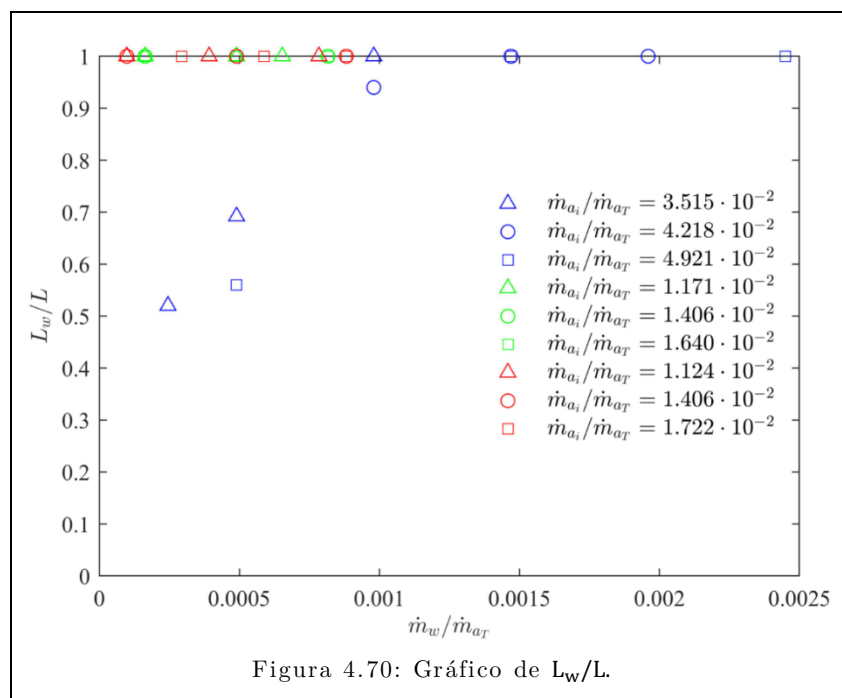
La Figura 4.69 representa la variación de A_T^L en función de la temperatura del aire, para tres casos representativos. Para los dos valores elevados de velocidad de túnel

(2,5 y 1,5 m/s) se pueden observar curvas de forma cóncava, en las que A_T^L se desploma para altas temperaturas (en torno a los 25°C). En estos casos, la porción del área transversal del túnel a una temperatura menor de 25 °C es del 40%, como mucho.

Por el contrario, con la menor velocidad del túnel (0,5 m/s), se obtiene una curva convexa que representa una transición más suave y menos pronunciada de A_T^L con respecto a la temperatura. En estas simulaciones, el 50% de los valores de A_T^L corresponden a descensos de temperatura de 1 – 4°C.

Algunos casos presentan áreas relativamente grandes (~20%) con temperaturas próximas a T_∞ (una caída de temperatura de 5 °C). Este comportamiento puede explicarse por la interacción de los flujos de aire de la inyección y del túnel, y sus contribuciones relativas. Si el flujo del túnel es dominante sobre la inyección, el gasto másico de agua inyectada es arrastrada por el flujo principal y las partículas atomizadas acaban concentradas en una pequeña área. Esta zona se enfría rápidamente por la evaporación de las gotas, pero el enfriamiento no consigue llegar a otras regiones de la sección transversal.

Este fenómeno está bien representado por los contornos de temperatura y humedad relativa anteriores. Como se ha comentado, un aumento de los ratios $\dot{m}_{a_i}/\dot{m}_{a_T}$ y $\dot{m}_w/\dot{m}_{a_T}$ conlleva más homogeneidad en la distribución de la nube húmeda, que resulta en temperaturas medias más bajas y tasas de eficiencia más elevadas. En contraste, valores bajos de $\dot{m}_{a_i}/\dot{m}_{a_T}$ está asociado con menores tamaños de nube, que dificulta el proceso de evaporación y aumenta el tiempo de residencia de las gotas.



El cociente adimensional de la longitud húmeda (L_w/L) es superior a 1 en la mayoría de los casos, como así muestra la Figura 4.70. Esto significa que la mayoría de las gotas escapan sin evaporar. Solo en unos pocos casos esta fracción es inferior a la unidad. Menores valores de $\dot{m}_w/\dot{m}_{aT}$ y mayores de $\dot{m}_{ai}/\dot{m}_{aT}$ favorecen la uniformidad de la distribución de la nube húmeda y, por consiguiente, la evaporación.

Las Figuras 4.63, 4.64 y 4.65 también muestran de forma visual y sencilla la trayectoria de las partículas en esos tres casos representativos. Para $v_t = 1,5$ m/s y $v_t = 2,5$ m/s la mayoría de las gotas escapan sin evaporar. Por el contrario, para $v_t = 0,5$ m/s, se muestra una evaporación parcial y una distribución más uniforme de la nube.

Las observaciones de la tasa de eficiencia $\bar{\eta}^L$ pueden emplearse para identificar los rangos de $\dot{m}_{ai}/\dot{m}_{aT}$ y $\dot{m}_w/\dot{m}_{aT}$ que generan una distribución de la nube húmeda y de la evaporación más homogénea. Estos casos donde el cociente L_w/L es menor a la unidad están en el rango $2,5 \cdot 10^{-4} \leq \dot{m}_w/\dot{m}_{aT} \leq 10^{-3}$ y $0,035 \leq \dot{m}_{ai}/\dot{m}_{aT} \leq 0,05$. Así, se debe evitar operar fuera de estos rangos, para poder alcanzar la evaporación completa de las gotas.

4.4.3 OPTIMIZACIÓN ENERGÉTICA.

La optimización energética consiste en hallar la solución de compromiso entre el funcionamiento óptimo según el análisis de variables y las condiciones externas del problema. No debemos olvidar que el aumento o descenso de las velocidades modificadas (inyección o túnel) conlleva un mayor o menor consumo energético, traducido en consumo eléctrico de los ventiladores.

Así, de nada servirá una solución con la que se consiga un enfriamiento máximo a un consumo energético muy elevado. Por ello, en base a lo obtenido en el análisis de variables, se deben tener en cuenta los factores externos de potencia consumida y pérdida de carga en el túnel. En este caso, se estudiará el COP.

El Coeficiente de Operación (COP) que compara la potencia refrigerativa con los consumos energéticos de los equipos empleados. El COP, para este caso, se rige por:

$$\text{COP} = \frac{\dot{Q}_{\text{cooling}}}{\dot{W}_{\text{fanT}} + \dot{W}_{\text{fanI}} + \dot{W}_{\text{ultrasonido}}} \quad \dot{Q}_{\text{cooling}} = \dot{m}_{\text{aT}} \cdot c_{\text{pma}} \cdot (T_{\infty} - \bar{T}^{\text{L}})$$

Donde:

- $\dot{m}_{\text{aT}}$ es el flujo de aire del túnel.
- c_{pma} es el calor específico del aire del túnel.
- T_{∞} es la temperatura ambiente.
- $\bar{T}^{\text{L}}$ es la temperatura media en la sección de salida del túnel.
- $\dot{W}_{\text{fanT}}$ es la potencia consumida en el ventilador del túnel.
- $\dot{W}_{\text{fanI}}$ es la potencia consumida en el ventilador de la inyección.
- $\dot{W}_{\text{ultrasonido}}$ es la potencia consumida por el equipo de ultrasonidos.

Se debe procesar en mayor profundidad la obtención de las potencias $\dot{W}_{\text{fanT}}$, $\dot{W}_{\text{fanI}}$ y $\dot{W}_{\text{ultrasonido}}$.

La potencia del ventilador del túnel $\dot{W}_{\text{fanT}}$ se obtiene a partir del producto del caudal principal de aire por la pérdida de presión en el túnel. Esta se calcula como:

$$\dot{W}_{\text{fanT}} = \frac{Q \cdot \Delta p}{\eta} = \frac{v_t \cdot b \cdot h \cdot \Delta p}{\eta}$$

Donde:

- v_t es la velocidad de aire en el túnel.
- b y h son el ancho y la altura del túnel.
- Δp es la pérdida de presión en el túnel.
- η es el rendimiento, estimado como 50%.

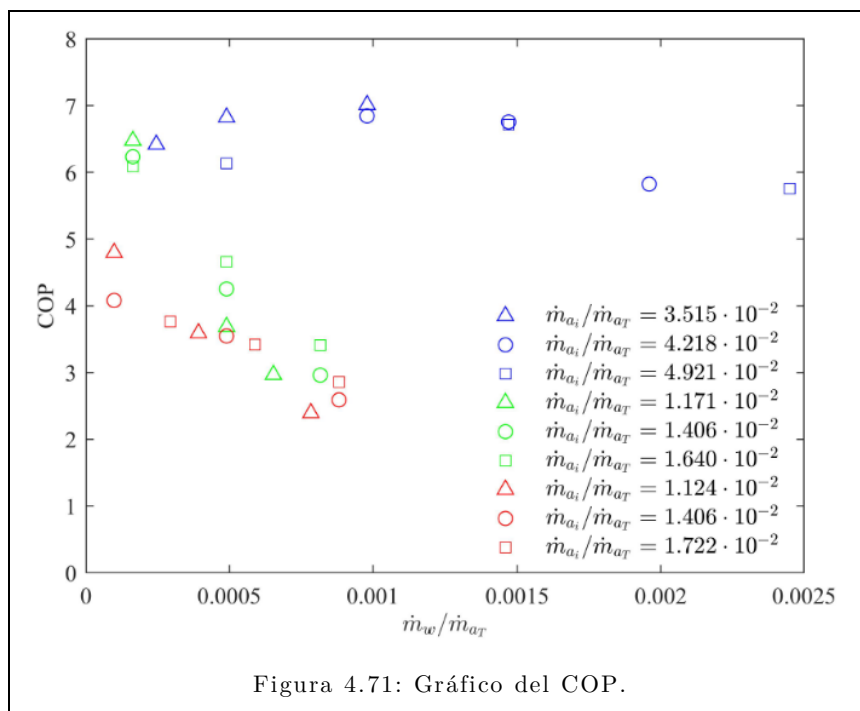
La potencia del ventilador de inyección $\dot{W}_{\text{fan}_i}$ no puede calcularse con Δp , sino que es obtenida mediante una relación cúbica con la velocidad. La potencia se vuelve a obtener como producto del caudal por la presión, que a su vez es proporcional a una constante C' por la velocidad al cuadrado. La constante C' puede estimarse de datos de catálogo, a partir de los consumos de potencia y velocidades máximas para el ventilador.

$$\dot{W}_{\text{fan}_i} = \frac{Q \cdot \Delta p}{\eta} = \frac{v \cdot C' \cdot v^2}{\eta} = C \cdot v^3 \quad \text{con } C' = \frac{\dot{W}_{\text{fan}_i \text{ máx}}}{v_{\text{máx}}^3}$$

Donde:

- v es la velocidad de inyección.
- η es el rendimiento, incluido dentro de C .
- $\dot{W}_{\text{fan}_i \text{ máx}}$ es la potencia máxima del ventilador, que es 3,6 W (catálogo).
- $v_{\text{máx}}$ es la velocidad máxima del ventilador, que es 3,13 m/s (catálogo).

La mayor potencia eléctrica es la absorbida por el generador ultrasónico $\dot{W}_{\text{ultrasonido}}$. El fabricante aporta que cada transductor de ultrasonidos consume unos 20 W, teniendo el módulo 10 piezas totales. En el catálogo, también está el flujo másico de agua nebulizada cuando los 10 discos cerámicos están encendidos. La potencia consumida en un momento concreto se estimó mediante el cálculo del número de transductores requeridos para generar el flujo másico de agua inyectado en ese momento. Empleando la definición del COP definida anteriormente junto a las potencias descritas, se obtiene la Figura 4.71.



En el cómputo del COP, se descubrió que la potencia del ventilador del túnel $\dot{W}_{\text{fanT}}$ era despreciable. El consumo de $\dot{W}_{\text{fanI}}$ era mayor que el del túnel, pero el consumo más importante y crítico era el de los propios ultrasonidos.

Así, el generador ultrasónico comprende la mayoría del consumo de potencia. Entre el 70 – 90% del consumo total se emplea en el generador, mientras que el restante es absorbido mayoritariamente por el ventilador secundario (de la zona de inyección). La potencia teórica empleada en mover el flujo principal del túnel es despreciable comparado con los otros valores.

Tratando la Figura 4.71 de forma descriptiva, se aprecia que los valores más elevados del COP suceden con la velocidad de túnel $v_t = 0,5$ m/s. Los peores COP ocurren con $v_t = 2,5$ m/s. Sin embargo, esto no tiene que ver con el consumo del ventilador del túnel, que es despreciable.

A menor velocidad de túnel, el aire admite menor flujo másico de agua. Al ir más lento, el aire se renueva menos y permanece más tiempo. Como se ha expuesto, el consumo principal de energía es del módulo de ultrasonidos, por lo que nebulizar una mayor cantidad de agua implica incrementar mucho el consumo. Para casos con $v_t = 0,5$ m/s, la saturación se alcanzaba con flujos bajos (como 0,0003), mientras que para otros con $v_t = 2,5$ m/s, se requerían valores más elevados (como 0,0009, que triplica el valor anterior). Por este motivo, el decremento de COP con el flujo másico es mucho más acusado en los casos con $v_t = 2,5$ m/s y $v_t = 1,5$ m/s

En particular, el COP desciende con el incremento de $\dot{m}_w/\dot{m}_{aT}$. Esto se debe al consumo del equipo de ultrasonidos. El valor máximo del COP es de 7,01, conseguido con la combinación $\dot{m}_w/\dot{m}_{aT} = 9,8 \cdot 10^{-4}$ y $\dot{m}_{aI}/\dot{m}_{aT} = 0,0351$. Operar dentro de los rangos $5 \cdot 10^{-4} \leq \dot{m}_w/\dot{m}_{aT} \leq 0,002$ y $0,035 \leq \dot{m}_{aI}/\dot{m}_{aT} \leq 0,05$ garantiza la obtención de un COP superior a 6. Estos mismos intervalos son también los más adecuados para optimizar la capacidad refrigerativa con la potencia consumida, junto con unas longitudes húmedas adecuadas.

4.5 CONCLUSIONES.

Este Capítulo ha supuesto el grueso y la novedad presente en este Trabajo Fin de Grado, ya que se ha realizado la simulación mediante técnicas CFD del fenómeno de enfriamiento evaporativo basado en ultrasonidos.

En primer lugar, se han validado una serie de medidas experimentales realizadas en túnel de viento. A pesar de la complejidad que supone validar las mediciones en puntos discretos, el CFD ha simulado con éxito el fenómeno físico tratado en este TFG.

En adición, se ha realizado un análisis de variables y una optimización energética, justificada y apoyada por la validación anterior. Se ha propuesto la variación de tres parámetros: velocidad de túnel, velocidad de inyección, y flujo másico de agua.

En particular, se puede concluir que:

- La tasa de eficiencia de refrigeración $\bar{\eta}^L$ aumenta cuando las fracciones de flujo másico agua – aire_{túnel} y aire_{inyección} – aire_{túnel} ($\dot{m}_w/\dot{m}_{aT}$ y $\dot{m}_{ai}/\dot{m}_{aT}$) aumentan. Se obtuvo un valor máximo de $\bar{\eta}^L = 0,654$, para $\dot{m}_w/\dot{m}_{aT} = 0,00244$ y $\dot{m}_{ai}/\dot{m}_{aT} = 0,0492$.
- Se puede establecer una correlación adimensional de la tasa de eficiencia de refrigeración $\bar{\eta}^L$, en función de los parámetros relevantes desarrollados. Esta correlación se ajusta muy bien a los resultados predichos.
- Las observaciones de longitud húmeda permiten identificar los rangos de operación que producen una distribución más homogénea de la nube. Una distribución más uniforme promueve la evaporación. Los rangos de operación óptimos son $2,5 \cdot 10^{-4} \leq \dot{m}_w/\dot{m}_{aT} \leq 0,002$ y $0,035 \leq \dot{m}_{ai}/\dot{m}_{aT} \leq 0,05$.
- La optimización basada en el COP ha demostrado que los rangos de operación que llevan al mejor rendimiento son $5 \cdot 10^{-4} \leq \dot{m}_w/\dot{m}_{aT} \leq 0,002$ y $0,035 \leq \dot{m}_{ai}/\dot{m}_{aT} \leq 0,05$. Bajo estas condiciones, hay una mejor distribución de la niebla en la sección de control y un proceso de refrigeración más efectivo y homogéneo. Esto no solamente mejora el comportamiento del condensador refrigerado, sino también el consumo global será el menor.

5. CONCLUSIONES.

5.1 CONCLUSIONES PRINCIPALES.

Según un informe reciente de la Agencia Internacional de la Energía (IEA), la expansión del uso de sistemas de aire acondicionado en edificios residenciales y comerciales representa uno de los factores principales del crecimiento de demanda eléctrica prevista para los próximos 30 años, a nivel mundial. La demanda global de energía debida a sistemas de aire acondicionado se espera triplicar, para el 2050. Para aportar soluciones a esta situación, no limitar el desarrollo económico ni la mejora en condiciones de vida, y cumplir con los acuerdos de París, es necesario adoptar medidas orientadas a mejorar la eficiencia de la refrigeración.

El uso de técnicas de pre – enfriamiento evaporativo aplicado a los condensadores de máquinas refrigeradoras representan una de las formas más efectivas y fácilmente aplicables para mejorar la eficiencia de las máquinas domésticas convencionales de aire acondicionado. En este TFG, se ha explorado el uso de un equipo de ultrasonidos como nebulizador, para realizar un proceso de pre – enfriamiento evaporativo.

Antes de analizar este fenómeno, se resolvieron una serie de problemas con soluciones analíticas ampliamente estudiadas. Se compararon estas soluciones a las numéricas, para justificar la metodología empleada en este Trabajo Fin de Grado.

A continuación, se realizaron unas pruebas experimentales en túnel de viento con el equipo de ultrasonidos que buscaron estudiar la variación de algunas condiciones de contorno y su impacto en las temperaturas y humedades obtenidas en sensores. En adición, se ha construido un modelo numérico para el problema. Los valores y contornos de humedad y temperatura obtenidos del modelo numérico tienen sentido físico, y sus resultados fueron validados para varios casos con las pruebas experimentales.

Más adelante, se realizó un análisis paramétrico que incluía las variables más importantes en el proceso de enfriamiento. En base a estas variables, se buscó la combinación óptima para obtener la mayor tasa de refrigeración.

Las herramientas CFD permiten modelizar con precisión los fenómenos de pre – enfriamiento evaporativo basado en ultrasonidos. Los resultados y contornos de las variables principales representan la realidad de forma adecuada.

Además, la tasa de eficiencia de refrigeración $\bar{\eta}^L$ aumenta cuando las fracciones de flujo másico agua – aire_{túnel} y aire_{inyección} – aire_{túnel} ($\dot{m}_w/\dot{m}_{aT}$ y $\dot{m}_{a_i}/\dot{m}_{aT}$) aumentan. Se obtuvo un valor máximo de $\bar{\eta}^L = 0,654$, para $\dot{m}_w/\dot{m}_{aT} = 0,00244$ y $\dot{m}_{a_i}/\dot{m}_{aT} = 0,0492$.

Se puede establecer una correlación adimensional de la tasa de eficiencia de refrigeración $\bar{\eta}^L$, en función de los parámetros relevantes desarrollados. Esta correlación se ajusta muy bien a los resultados predichos.

Las observaciones de longitud húmeda permiten identificar los rangos de operación que producen una distribución más homogénea de la nube. Una distribución más uniforme promueve la evaporación. Los rangos de operación óptimos son $2,5 \cdot 10^{-4} \leq \dot{m}_w/\dot{m}_{aT} \leq 0,002$ y $0,035 \leq \dot{m}_{ai}/\dot{m}_{aT} \leq 0,05$.

La optimización basada en el COP ha demostrado que los rangos de operación que llevan al mejor rendimiento son $5 \cdot 10^{-4} \leq \dot{m}_w/\dot{m}_{aT} \leq 0,002$ y $0,035 \leq \dot{m}_{ai}/\dot{m}_{aT} \leq 0,05$. Bajo estas condiciones, hay una mejor distribución de la niebla en la sección de control y un proceso de refrigeración más efectivo y homogéneo. Esto no solamente mejora el comportamiento del condensador refrigerado, sino también el consumo global será el menor.

5.2 FUTURAS LÍNEAS DE TRABAJO.

En este trabajo, se ha explorado la aplicación de ultrasonidos en el pre – enfriamiento evaporativo, que supone una vía completamente nueva en este campo. Así, existen numerosas líneas de trabajo posibles explorables en el futuro.

En primer lugar, se pueden realizar variaciones en las instalaciones experimentales utilizadas. Se podrían llevar a cabo las pruebas experimentales en un túnel de diferentes dimensiones. Una posible línea de trabajo sería estudiar el pre – enfriamiento evaporativo en un túnel de menor sección y más corto, que sería más adecuado para un sistema de aire acondicionado tipo Split.

En cuanto al CFD, hay que incidir en que la principal ventaja del modelo numérico es que permite simular condiciones que son difíciles de conseguir con los medios disponibles, o que conllevaría mucho tiempo o esfuerzo de hacer.

Por ejemplo, controlar el valor de las condiciones ambiente (temperatura y humedad) puede resultar complicado en las pruebas experimentales, ya que fundamentalmente dependen de la meteorología. Los rangos de velocidad de túnel e inyección, producidos por los dos ventiladores, también puede resultar limitante o insuficiente. La optimización realizada en este TFG puede abordarse de más formas, modificando otros parámetros.

Otro enfoque interesante sería cambiar las condiciones de inyección. En este trabajo se ha tratado una única inyección de superficie, pero desde Fluent se ofrecen más posibilidades. Se pueden emplear las inyecciones en forma cónica, o las puntuales, por ejemplo.

Asimismo, puede resultar muy interesante explorar la influencia del número de inyecciones y su localización. De forma experimental esto sería complejo, ya que conllevaría perforar muchas zonas en el túnel. Sin embargo, desde el CFD se puede configurar de forma sencilla.

6. BIBLIOGRAFÍA.

[1.01] IEA. The Future of Cooling: Opportunities for Energy-Efficient Air Conditioning; Annual report; IEA: Paris, France, 2018.

[1.02] European Comission. Energy Efficient Buildings. Disponible en https://ec.europa.eu/energy/topics/energy-efficiency/energy-efficient-buildings_en

[1.03] Aguilar et al. Operation and Energy Efficiency of a Hybrid Air Conditioner Simultaneously Connected to the Grid and to Photovoltaic Panels. Energy Procedia. Volume 48. 2014. Pages 768-777.

[1.04] Jie et al. Experimental study of photovoltaic solar assisted heat pump system. Solar Energy. Volume 82. 2008. Pages 43-52.

[1.05] Fong et al. Solar hybrid air-conditioning system for high temperature cooling in subtropical city. Renewable Energy. Volume 35. 2010. Pages 2439-2451.

[1.06] Baltimore Aircoil. Enfriamiento evaporativo. Disponible en <https://www.baltimoreaircoil.eu/es/centro-de-conocimiento/enfriamiento-evaporativo>

[1.07] Ruiz et al. Numerical Characterization of an Ultrasonic Mist Generator as an Evaporative Cooler. Energies. Volume 13. 2020.

[1.08] Marshall et al. Direct and indirect evaporative cooling strategies. Disponible en <https://www.condair.ie/knowledge-hub/direct-and-indirect-evaporative-cooling-strategies>

[1.09] AEFYT. Consejos de AEFYT para prevenir la Legionella en torres de refrigeración. Disponible en <https://higieneambiental.com/aire-agua-legionela/>

[1.10] Pearl. ¿El clima puede afectar a mi asma? Disponible en <https://kidshealth.org/es/kids/weather-asthma-esp.html>

- [1.11] Jain et al. Experimental performance of new evaporative cooling pad materials. *Sustainable Cities and Societies Journal*. Volume 1. 2011. Pages 252 – 256.
- [1.12] Ahmed et al. Performance evaluation of three different types of local evaporative cooling pads in greenhouses in Sudan. *Saudi Journal of Biological Sciences*. Volume 18. 2011. Pages 45-51.
- [1.13] Ibrahim et al. Experimental investigation of a vapor compression system with condenser air pre-cooling by condensate. *Appl. Therm. Eng.* Volume 110. 2017. Pages 1255–1263.
- [1.14] Wachtell. Atomized water injection to improve dry cooling tower performance. 1974.
- [1.15] Rubin. Demonstration of adiabatic cooling to improve the performance of air-cooled heat exchangers. 1975.
- [1.16] Branfield. Precooling of fin-tube heat exchanger inlet air using ultra fine water spray. 2003.
- [1.17] Chaker et al. Gas turbine power augmentation: parametric study relating to fog droplet size and its influence on evaporative efficiency. *J. Eng. Gas Turbines Power*. Volume 133. 2011. Pages 1 – 10.
- [1.18] Alkhedhair et al. Numerical simulation of water spray for pre-cooling of inlet air in natural draft dry cooling towers. *Applied Thermal Engineering*. Volume 61. 2013. Pages 416 – 424.
- [1.19] Yang et al. Pre-cooling of air by water spray evaporation to improve thermal performance of lithium battery pack. *Applied Thermal Engineering Journal*. Volume 163. 2019.
- [1.20] Yu et al. Theoretical and experimental analyses of mist precooling for an air-cooled chiller. *Appl. Therm. Eng.* Volume 130. 2018. Pages 112–119.
- [1.21] Zhang et al. Simultaneous heat and mass transfer to air from a compact heat exchanger with water spray precooling and surface deluge cooling. *Applied Thermal Engineering Journal*. Volume 63. 2014. Pages 528 – 540.

- [1.22] Yao. Research and applications of ultrasound in HVAC field: A review. *Renew. Sustain. Energy Rev.* Volume 58. 2016. Pages 52–68.
- [1.23] Yao et al. Power ultrasound and its applications: A state-of-the-art review. *Ultrason. Sonochemistry.* Volume 62. 2020.
- [1.24] Tissot et al. Air cooling by evaporating droplets in the upward flow of a condenser. *Int. J. Therm. Sci.* Volume 50. 2011. Pages 2122–2131.
- [1.25] Hou et al. Numerical characterization of multi-nozzle spray cooling. *Appl. Therm. Eng.* Volume 39. 2012. Pages 163–170.
- [1.26] Alkhedhair et al. Numerical simulation of water spray for pre-cooling of inlet air in natural draft dry cooling towers. *Appl. Therm. Eng.* Volume 61. 2013. Pages 416–424.
- [1.27] Xia et al. CFD analysis of pre-cooling water spray system in natural draft dry cooling towers. *Appl. Therm. Eng.* Volume 105. 2016. Pages 1051–1060,
- [1.28] Sadafi et al. Numerical and experimental study on a single cone saline water spray in a wind tunnel. *Int. J. Therm. Sci.* Volume 120. 2017. Pages 190–202.
- [1.29] Kim et al. Numerical simulation on the generation of ultrasound and formation of water fog in the ultrasonic gas atomizer. *Ultrasonics.* Volume 102. 2020.
- [1.30] Lucas et al. Experimental optimization of the thermal performance of a dry and adiabatic fluid cooler. *Applied Thermal Engineering Journal.* Volume 69. 2014. Pages 1 – 10.
- [1.31] Martínez et al. Experimental study on energy performance of a split air-conditioner by using variable thickness evaporative cooling pads coupled to the condenser. *Applied Thermal Engineering Journal.* Volume 105. 2016. Pages 1041 – 1050.

[1.32] Martínez et al. Experimental study of the energy and exergy performance of a plastic mesh evaporative pad used in air conditioning applications. Applied Thermal Engineering Journal. Volume 138. 2018. Pages 675 – 685.

[1.33] Díez. Trabajo Fin de Grado: Diseño y construcción de un sistema de climatización con pre – enfriamiento adiabático, alimentado simultáneamente con energía de la red y paneles fotovoltaicos. Universidad Miguel Hernández de Elche. Enero 2020.

[1.34] Sánchez. Trabajo Fin de Grado: Caracterización experimental de las prestaciones térmicas y fluidodinámicas de un prototipo de nebulización de agua mediante ultrasonidos, para aplicaciones de enfriamiento evaporativo. Universidad Miguel Hernández de Elche. Septiembre 2019.

[2.01] Ruiz. Apuntes de la asignatura Sistemas Fluidomecánicos. Grado en Ingeniería Mecánica, UMH, 2019.

[2.02] Long et al. Classification of Flows, Laminar and Turbulent Flows. Disponible en <http://www-mdp.eng.cam.ac.uk/>

[2.03] Sibera. Trabajo Fin de Grado: Estudio de la calle de von Kármán en un cilindro mediante PIV. Universidad Politécnica de Cataluña. 2013.

[2.04] López. Introducción al problema de la turbulencia. Disponible en <https://www.youtube.com/watch?v=Wwo3Ifs0DLs>

[2.05] Bible et al. Resolved Analytics: Comparing CFD software (CAD Embedded, Open-Source, Semi-Comprehensive, Comprehensive). Disponible en <https://www.resolvedanalytics.com/theflux/comparing-cfd-software>

[2.06] OpenFOAM. About OpenFOAM. Disponible en <https://www.openfoam.com/>

[2.07] Muhič et al. Numerical Analysis o fan Ahmed body with different software packages. Journal of Energy Technology. Volume 10. 2017. Pages 11 – 21.

[2.08] ENEARGID Data Space. ANSYS FLUENT 12.0 Theory Guide. Disponible en https://www.afs.enea.it/project/neptunius/docs/fluent/html/th/main_pre.htm

[2.09] NPARC Alliance CFD, NASA. Examining Spatial (Grid) Convergence. Disponible en <https://www.grc.nasa.gov/WWW/wind/valid/tutorial/spatconv.html>

[2.10] Celik et al. Procedure for Estimation and Reporting of Uncertainty Due to Discretization in CFD Applications.

[3.01] Engineering Toolbox. Moody Diagram. Disponible en https://www.engineeringtoolbox.com/moody-diagram-d_618.html

[3.02] Haestad Methods. Computer Applications in Hydraulic Engineering. Disponible en <https://es.slideshare.net/cosmeacr/coeficientes-de-rugosidad-haestad>

[3.03] Cengel. Heat Transfer: A Practical Approach.

[3.04] Earls Brennen, Christopher. Law of the wall. Disponible en <http://brennen.caltech.edu/fluidbook/basicfluidynamics/turbulence/lawofthewall.pdf>

[3.05] Zhi Qing. Study on correction coefficients of laminar and turbulent entrance region effect in round pipe. Applied Mathematics and Mechanics. Volume 3. 1982.

[4.01] Peric et al. The advantage of polyhedral meshes. Disponible en <https://www.semanticscholar.org/paper/The-advantage-of-polyhedral-meshes-Peri%C4%87-Ferguson/51ae90047ab44f53849196878bfec4232b291d1c>

[4.02] Ruiz et al. Numerical Characterization of an Ultrasonic Mist Generator as an Evaporative Cooler. Energies. Volume 13. 2020.

[4.03] Alkhedhair et al. Numerical simulation of water spray for pre-cooling of inlet air in natural draft dry cooling towers. Appl. Therm. Eng. Volume 61. 2013. Pages 416–424.

[4.04] Campolo et al. Mechanisms for microparticle dispersion in a jet in crossflow. American Institute of Chemical Engineers. Volume 51. 2005. Pages 28-43.

ANEXO I. RESUMEN DE ECUACIONES.

En este anexo, se presentarán brevemente las ecuaciones teóricas de este trabajo. Estarán divididas en dos grupos principales: las que están en forma integral, y las que se presentan en forma diferencial.

A1.1 ECUACIONES EN FORMA INTEGRAL.

- Ecuación de la conservación de la masa.

$$\frac{d}{dt} \left(\int_{V_c} \rho dV \right) + \int_{S_c} \rho (\mathbf{v} - \mathbf{v}_c) \cdot \mathbf{n} dA$$

Donde:

- V_c y S_c son los volúmenes de control y superficies de control seleccionadas, respectivamente.
- $(\mathbf{v} - \mathbf{v}_c)$ es el término correspondiente a la velocidad relativa entre el fluido y el volumen de control.
- $\mathbf{n}$ es el vector normal unitario externo a la superficie considerada.

- Ecuación de la conservación de la cantidad de movimiento.

$$\frac{d(m\mathbf{v})}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\int_{V_c} \mathbf{v} \rho dV \right) + \int_{S_c} \mathbf{v} \rho (\mathbf{v} - \mathbf{v}_c) \cdot \mathbf{n} dA$$

Además, el término $\frac{d(m \cdot \mathbf{v})}{dt}$ puede asociarse con la segunda Ley de Newton, obteniendo una ecuación más. Sin embargo, se deben tener en cuenta tres modificaciones a la segunda Ley de Newton clásica.

Por un lado, las fuerzas que actúan sobre el elemento fluido y que deberán tenerse en cuenta son superficiales (como la presión o los esfuerzos cortantes) y volumétricas (como la gravedad). Por otro lado, se incluirán los términos de aceleración no inerciales (aceleraciones centrípetas o efecto Coriolis, por ejemplo), ya que el sistema de referencia puede ser inercial o no. Finalmente, se descompondrá la ecuación vectorial en los ejes del sistema de referencia escogido. Esta segunda Ley de Newton adaptada al caso particular quedará:

$$\frac{d(mv)}{dt} = \int_{S_c} (n\bar{\tau})dA + \int_{V_c} (\rho f_m)dV$$

Donde:

- $n \cdot \bar{\tau}$ es el término que representa la contribución de las fuerzas superficiales.
- $\rho \cdot f_m$ representa la contribución de las fuerzas volumétricas.

Combinando las dos ecuaciones anteriores, se obtiene finalmente:

$$\frac{d}{dt} \left(\int_{V_c} v \rho dV \right) + \int_{S_c} v \rho (v - v_c) n dA = \int_{S_c} (n\bar{\tau})dA + \int_{V_c} (\rho f_m)dV$$

- Ecuación de la conservación de la energía.

Existen tres ecuaciones de conservación de la energía: la de la energía total, la de la energía interna, y la de la energía mecánica. Para nuestro caso, solamente interesará la ecuación de la energía mecánica.

$$\frac{d(\frac{1}{2}mv)}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\int_{V_c} \left(\frac{1}{2} v^2 \right) \rho dV \right) + \int_{S_c} \left(\frac{1}{2} v^2 \right) \rho (v - v_c) n dA$$

Esta ecuación expresa que la variación de energía mecánica dentro del volumen de control y la variación de energía a través de sus superficies puede asociarse con la física que rige la variable. Sin embargo, el conjunto $\frac{d(\frac{1}{2}m \cdot v)}{dt}$ también se igualará a los trabajos realizados por las fuerzas de superficie y de volumen, más una energía disipada por viscosidad:

$$\frac{d(\frac{1}{2}mv)}{dt} = \int_{V_c} (\rho f_m) v dV + \int_{S_c} (n\bar{\tau}) v dA - \int_{V_c} \phi_v dV$$

Combinando las dos ecuaciones anteriores, se obtiene la ecuación:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left(\int_{V_c} \left(\frac{1}{2} v^2 \right) \rho dV \right) + \int_{S_c} \left(\frac{1}{2} v^2 \right) \rho (v - v_c) n dA \\ = \int_{V_c} (\rho f_m) v dV + \int_{S_c} (n\bar{\tau}) v dA - \int_{V_c} \phi_v dV \end{aligned}$$

A1.2 ECUACIONES EN FORMA DIFERENCIAL.

- Ecuación de continuidad.

La forma general de la ecuación de continuidad, en notación vectorial, es:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v}) = 0$$

También se puede escribir según notación indicial (izquierda), y según notación cartesiana, a la derecha (donde el vector velocidad $\mathbf{v} = u\vec{i} + v\vec{j} + w\vec{k}$).

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_i)}{\partial x_i} = 0 \qquad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w) = 0$$

En coordenadas cilíndricas, el vector velocidad puede expresarse como $\mathbf{v} = v_r \mathbf{e}_r + v_\theta \mathbf{e}_\theta + v_z \mathbf{e}_z$, y la ecuación se puede definir como:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho r v_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta}(\rho v_\theta) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z) = 0$$

Para flujo incompresible, y de propiedades constantes, se cumple que $\nabla \mathbf{v} = 0$. Esto simplifica las ecuaciones a:

$$\frac{\partial v_i}{\partial x_i} = 0 \qquad \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \qquad \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r v_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0$$

Donde la primera expresión está en notación indicial, la segunda en coordenadas cartesianas y la tercera en cilíndricas.

- Ecuación de cantidad de movimiento.

La ecuación de conservación de la cantidad de movimiento, en forma de notación vectorial, puede escribirse como:

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla \cdot \mathbf{v} \right) = -\nabla p + \nabla \cdot \bar{\boldsymbol{\tau}} + \rho \mathbf{f}_m \qquad \bar{\boldsymbol{\tau}} = -p \boldsymbol{\delta}_{ij} + \boldsymbol{\tau} \qquad \boldsymbol{\tau} = \begin{pmatrix} \tau_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \tau_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \tau_{zz} \end{pmatrix}$$

Como los flujos tratados serán Newtonianos, se cumple que $\boldsymbol{\tau} = \mu \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{y}}$. Según la notación indicial, esta ecuación se expresa como:

$$\rho \left(\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_j^2} + \rho f_{m_i}$$

En notación cartesiana, esto se define como:

$$\begin{aligned} \rho \left[\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right] &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right] + \rho f_{m_x} \\ \rho \left[\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right] &= -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right] + \rho f_{m_y} \\ \rho \left[\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right] &= -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu \left[\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right] + \rho f_{m_z} \end{aligned}$$

En coordenadas cilíndricas, esto se escribe:

$$\begin{aligned} \rho \left[\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{v_\theta^2}{r} \right] &= -\frac{\partial p}{\partial r} + \mu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v_r}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} \right. \\ &\quad \left. - \frac{2}{r^2} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} - \frac{v_r}{r^2} \right] + \rho f_{m_r} \\ \rho \left[\frac{\partial v_\theta}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + v_z \frac{\partial v_\theta}{\partial z} + \frac{v_r v_\theta}{r} \right] &= -\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \mu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v_\theta}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v_\theta}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 v_\theta}{\partial z^2} \right. \\ &\quad \left. + \frac{2}{r^2} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} - \frac{v_\theta}{r^2} \right] + \rho f_{m_\theta} \\ \rho \left[\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_z}{\partial \theta} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right] &= -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v_z}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right] + \rho f_{m_z} \end{aligned}$$

La ecuación de continuidad, junto a las de conservación de cantidad de movimiento, forman el grupo de ecuaciones de Navier – Stokes.

- Ecuación de la energía.

$$\rho \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right) = -\mathbf{p} \cdot \nabla \mathbf{v} + \nabla \cdot (\mathbf{k} \cdot \nabla \mathbf{T}) + \Phi_v + \dot{Q}$$

En notación indicial y en coordenadas cartesianas, teniendo en cuenta flujo incompresible y propiedades constantes, se obtiene:

$$\rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + v_i \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) = k \frac{\partial^2 T}{\partial x_i^2} + \Phi_v + \dot{Q}$$

$$\rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} \right) = k \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \Phi_v + \dot{Q}$$

ANEXO II. INSTALACIÓN DEL TÚNEL DE VIENTO.

En este anexo, se describe la instalación experimental empleada para los ensayos realizados por M. Sánchez Vivó, y que han servido como base de este TFG.

Como numerosos problemas de mecánica de fluidos carecen de solución analítica, el campo de las simulaciones experimentales cobra mucha importancia. Como su nombre indica, un túnel de viento es una herramienta que permite recrear unas condiciones de aire determinadas para estudiar su flujo (generalmente, alrededor de objetos sólidos). Se utilizan para simular desde las geometrías más sencillas (cilindros, placas planas o esferas, que sirven como casos de estudio genéricos) hasta las más complicadas (como vehículos, edificios, aviones o puentes).

Para obtener los ensayos base de este trabajo, se ha empleado el túnel de viento disponible en el laboratorio de Máquinas y Motores Térmicos de la Universidad Miguel Hernández de Elche, presente en el Edificio El Altet. Este túnel fue construido para la redacción del Trabajo Fin de Grado de Ismael Salar Ruiz, y dirigido por Javier Ruiz Ramírez.



Figura A.01: Fotografía general del túnel de viento.

El túnel de viento se puede dividir en cinco partes básicas: la tobera, la sección de estudio, el ventilador, el equipo de nebulización y el equipo de medida.

La tobera del túnel de viento incrementa la velocidad del fluido, tras una progresiva disminución de la sección transversal. Está construida de corcho, tiene una sección de entrada de aproximadamente 1,5 m de alto por 1 m de ancho. La longitud de esta sección es de 1 m. En adición, las estructuras de soporte y unión entre las diferentes partes del túnel están formadas por perfiles de aluminio laminados de la marca Sidex.

La sección de estudio del túnel es un paralelepípedo rectangular formado por láminas de PET (tereftalato de polietileno), de unos 6 mm de espesor. Este material es resistente y transparente, por lo que se puede observar el fenómeno que ocurre en su interior. Esta parte mide 2,5 m de largo, unos 71,2 cm de alto, y 49,2 cm de ancho. Además, contiene una serie de agujeros por donde se pueden introducir aparatos de medición.

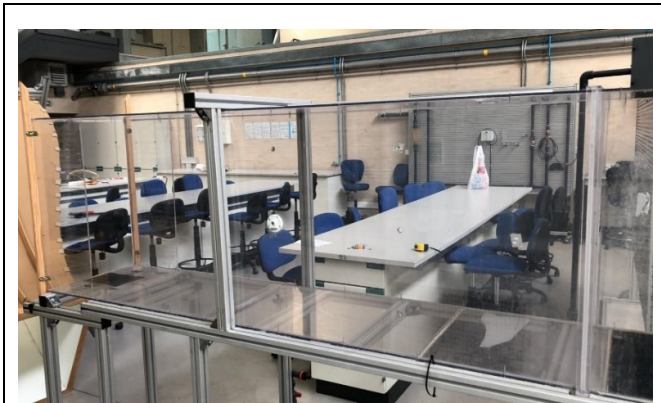


Figura A.02: Sección de estudio.



Figura A.03: Ventilador axial.

Al final del túnel de viento, se existe un ventilador axial que mueve el flujo de aire por el interior del túnel. Este ventilador está encapsulado en otra tobera, para prevenir retornos de flujo que afectarían a los fenómenos físicos estudiados en el túnel. Este ventilador tiene cinco aspas, y está movido por un motor trifásico Siemens 1LA70804AA10.

Para poder obtener diferentes velocidades en el túnel, se debe conectar al motor un variador de frecuencia. El variador empleado para este caso es el modelo Tosvert VF – nC1, de la marca Toshiba, de fase simple 100 V y de clase 0,1 – 0,75 kW.

El equipo de nebulización es una parte fundamental para simular los fenómenos físicos estudiados en este TFG. Este equipo contiene tres partes fundamentales: un depósito de agua, la propia placa de ultrasonidos, y un pequeño ventilador.

El depósito es el contenedor donde se sitúa la placa de ultrasonidos y el agua. Así, en este depósito ocurrirá el fenómeno de nebulización. Para poder controlar y medir el caudal de agua nebulizada, se emplea un depósito secundario con agua extraída de la red. Este depósito secundario suministra agua por gravedad al principal. En adición, el depósito cuenta con una boya de máximo nivel y con un tubo graduado que permite medir el nivel de lámina de agua.

La placa de ultrasonidos empleada para nebulizar el agua está formada por una base de acero inoxidable y 8 discos cerámicos que vibran a una frecuencia igual o superior a 20 kHz. Además, deberá estar completamente sumergida en el depósito. La vibración

conseguirá desagregar el agua presente en pequeñas gotas, que serán arrastradas al túnel de viento por una corriente de aire.

Para generar esta corriente de aire, es necesario tener un pequeño ventilador adosado a uno de los laterales del depósito. Este ventilador vuelve a ser de tipo axial, de 7 palas, y de marca Corsair. El control de velocidad del ventilador se realiza mediante modulación por ancho de pulsos (PWM). Esta modulación es controlada por un sistema electrónico de tipo Arduino, que permite establecer 5 velocidades diferentes para este caudal de aire.

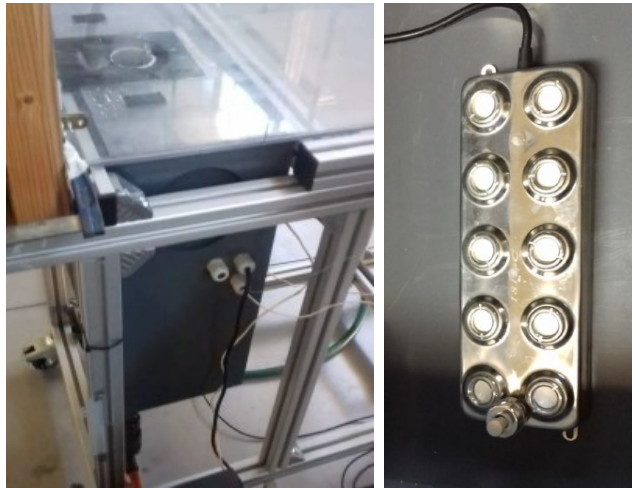


Figura A.04: Equipo de nebulización y placa de ultrasonidos.



Figura A.05: Ventilador y variador de frecuencia.

Será igualmente importante la selección del equipo de medida. En estos experimentos, se ha empleado un anemómetro de molinete, un anemómetro de hilo caliente y termohigómetros.

Los anemómetros miden la velocidad del aire que circula sobre ellos. Hay diversos tipos de estos dispositivos. Los anemómetros de molinete dispone de unas aspas que giran cuando incide en él un flujo de aire. La velocidad del mismo se calcula teniendo en cuenta la velocidad de giro de las aspas. Para este experimento, se ha utilizado el modelo Testo 1340 003. También será necesario emplear un convertidor de señal.

Por otro lado, el anemómetro de hilo caliente mide la velocidad del aire utilizando el efecto Joule. Este dispositivo dispone de una placa metálica, que es enfriada por el flujo incidente de aire. Al mismo tiempo, una corriente eléctrica calienta la placa para que se llegue a un equilibrio térmico con el flujo de aire. A mayor velocidad de flujo, la placa se enfriará más, por lo que se necesitará una corriente mayor para llegar al equilibrio. La medición de esta corriente permite determinar la velocidad del flujo. Se emplea el modelo EE65, de la marca E + E Elektronik.

Finalmente, los termohigómetros miden temperatura y humedad relativa. El modelo utilizado es la sonda EE210, de Sensovant. La salida del sensor puede ser configurada para que sea analógica o digital.



Figura A.06: Anemómetro de molinete

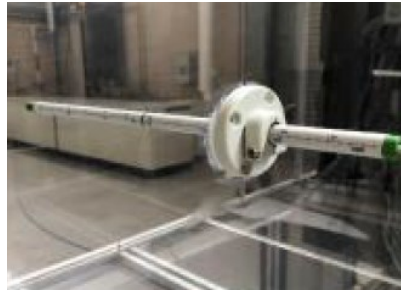


Figura A.07: Anemómetro de hilo caliente.



Figura A.08: Termohigómetro.

Con los equipos ya definidos, se deben explicar las condiciones físicas particulares del experimento, y qué se busca simular posteriormente en Fluent.