



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
PROGRAMA DE MAESTRÍA Y DOCTORADO EN INGENIERÍA
ENERGÍA-PROCESOS Y USO EFICIENTE DE LA ENERGÍA

DESARROLLO DE ALGORITMOS PARA LA SIMULACIÓN NUMÉRICA DEL
TRANSPORTE DE VAPOR EN DIFERENTES CODOS PARA LA OPTIMIZACIÓN
DE REDES DE TUBERÍAS GEOTÉRMICAS

TESIS
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
DOCTOR EN INGENIERÍA

PRESENTA:
JUAN CHRISTIAN LÓPEZ LÓPEZ

TUTORES PRINCIPALES

MARTÍN SALINAS VÁZQUEZ, INSTITUTO DE INGENIERÍA, UNAM
MAHENDRA PAL VERMA JAISWAL, INSTITUTO NACIONAL DE
ELECTRICIDAD Y ENERGÍAS LIMPIAS, CUERNAVACA

MIEMBROS DEL COMITÉ

JOSE LUIS FERNANDEZ ZAYAS, INSTITUTO DE INGENIERÍA, UNAM
CHRISTOPER LIONEL HEARD WADE, DCCD, UAM
EDGAR ROLANDO SANTOYO GUTIERREZ, IER, UNAM

□ SEPTIEMBRE 2019
CD.MX



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

JURADO ASIGNADO:

Presidente: Dr. Fernández Zayas José Luis
Secretario: Dr. Santoyo Gutiérrez Edgar Rolando
Vocal: Dr. Salinas Vázquez Martín
1^{er.} Suplente: Dr. Verma Jaiswal Mahendra Pal
2^{do.} Suplente: Dr. Heard Wade Christopher Lionel

Lugar o lugares donde se realizó la tesis: Instituto de Ingeniería (IINGEN) de la Universidad Nacional Autónoma de México (UNAM) e Instituto Nacional de Electricidad y Energías Limpias (INEEL).

TUTOR DE TESIS:

Martín Salinas Vázquez



FIRMA

(Segunda hoja)

Agradecimientos

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) por su soporte financiero a través de una beca para el desarrollo del doctorado en energía.

A la gerencia de Geotermia perteneciente al Instituto Nacional de Electricidad y Energías Limpias (INEEL) donde se trabajó en el proyecto Cemie-Geo P-14 (GeoSteam.Net: Un simulador de transporte de vapor para optimizar el diseño de las redes de vapor-ductos y la generación de energía eléctrica en un campo geotérmico).



ÍNDICE GENERAL

1. Introducción	1
2. Simulaciones LES	11
2.1. Ecuaciones de gobierno LES	12
2.2. Casos de estudio	14
2.2.1. Expansión de tubería y codo de 90°	14
2.3. Gradientes de presión en las paredes	18
2.4. Código cíclico	22
2.4.1. Ghost Point Treatment	25
2.4.2. Level Set	26
2.4.3. Ghost Fluid	26
2.5. Validación del código cíclico	28
2.6. Simulación de un codo de 90°	31
3. Simulaciones RANS	33
3.1. Ecuaciones de gobierno RANS	33
3.2. Modelo de turbulencia	34
3.3. Modelo computacional	36
3.4. Condiciones de frontera	38
4. Validación	39
4.1. Simulaciones con flujo de aire	39
4.1.1. Datos experimentales	39
4.1.2. Datos numéricos	42
4.1.3. Flujo incompresible y compresible	45

5. Resultados	47
5.1. Simulaciones con flujo de vapor	47
5.1.1. Estudio de independencia de malla	47
5.1.2. Contorno de velocidad y presión	50
5.1.3. Contornos de temperatura y densidad	54
5.2. Coeficiente de resistencia	55
5.3. Planta geotérmica	57
6. Conclusiones	61
A. Artículo publicado	63

ÍNDICE DE FIGURAS

1.1. Tipos de plantas para la generación de electricidad por medio de recursos hidrotermales	2
1.2. Diagrama de la red de tuberías de Cerro Prieto II y III	4
2.1. Metodología de los códigos CFD	11
2.2. Expansión abrupta de la tubería	14
2.3. Corte longitudinal de la expansión abrupta de la tubería	15
2.4. Diagrama esquemático del codo de 90°	15
2.5. Resultados de velocidad en la expansión abrupta de la tubería	16
2.6. Comparación cualitativa de los resultados obtenidos con el código LES y la simulación de Tabora	17
2.7. Gradientes de presión generados en el zona de la pared	18
2.8. Resultados de la presión en una expansión abrupta (tubería circular)	19
2.9. Resultados de la velocidad en una expansión abrupta (tubería circular)	20
2.10. Resultados de la presión sobre la superficie de la tubería	21
2.11. Sección transversal del codo con la distribución de la velocidad y el coeficiente de presión	21
2.12. Corte longitudinal con la Distribución de la presión y velocidad en la tubería recta	22
2.13. Perfiles de velocidad de la capa límite turbulenta	23
2.14. Esquema representativo del funcionamiento de ambos códigos	24
2.15. Visualización de los gradientes de presión generados en nodos adyacentes a la pared	25
2.16. Método del punto fantasma	25
2.17. Representación del método de fluido fantasma (ghost fluid)	27
2.18. Distribución de la malla en una tubería circular	28
2.19. Sección transversal con los resultados de la tubería recta	29
2.20. Resultados de la velocidad (componente u) en la dirección X	29

2.21. Contornos de la vorticidad DNS y LES	30
2.22. Validación cuantitativa del código cíclico	31
2.23. Resultados de la velocidad en un instante de la simulación del codo con flujo completamente desarrollado	32
3.1. Diagrama esquemático del codo de 90°	36
3.2. Distribución de la malla computacional	37
4.1. Comparación del coeficiente de presión obtenido (<i>RNG</i>) con los datos experimentales Sudo et al.	40
4.2. Comparación de los perfiles de velocidad obtenidos (<i>RNG</i>) con los datos experimentales Sudo et al.	41
4.3. Contornos de velocidad obtenidos (<i>RNG</i>) similares a los datos experimentales Sudo et al.	41
4.4. Comparación de los Perfiles de velocidad (<i>RNG</i>) con los resultados numéricos de Dutta et al. para C=1	43
4.5. Comparación de los Perfiles de velocidad (<i>RNG</i>) con los resultados numéricos de Dutta et al. para C=2	43
4.6. Contornos de velocidad en una sección transversal del codo de 90° con C=2 y Re=60000	44
4.7. Comparación de los perfiles de velocidad a la salida del codo de 90° con C=2 y Re=60000	44
4.8. Coeficiente de presión a lo largo del codo con C=1 y Re=5.81x10 ⁶ para flujo de aire y vapor	45
4.9. Perfiles de velocidad del codo para flujo incompresible y compresible con C=1 y Re=5.81x10 ⁶	46
5.1. Punto de monitoreo dentro de la zona de recirculación	48
5.2. Presión en el punto de monitoreo para el codo con Re=5.81x10 ⁶ , P_{ref} =0.8 MPa y C=1	49
5.3. Velocidad en el punto de monitoreo para el codo con Re=5.81x10 ⁶ , P_{ref} =0.8 MPa y C=1	49
5.4. Densidad en el punto de monitoreo para el codo con Re=5.81x10 ⁶ , P_{ref} =0.8 MPa y C=1	49
5.5. Temperatura en el punto de monitoreo para el codo con Re=5.81x10 ⁶ , P_{ref} =0.8 MPa y C=1	50
5.6. Resultados de la simulación con P_{ref} = 0.8 MPa, D=0.3 m y C=1 (Re=5.81x10 ⁶)	51
5.7. Perfiles de velocidad normalizados a diferentes ángulos a lo largo del codo	52

5.8. Distribución de la presión de los diferentes números de Reynolds en los codos de 90° con C=1	52
5.9. Distribución de presión ($p/P_{ref}=0.8$ MPa) a lo largo de las tuberías con diferentes presiones de referencia y relaciones de curvatura)	53
5.10. Resultados de la simulación con D=0.3 m, $P_{ref}= 0.8$ MPa y C=1 ($Re=5.81 \times 10^6$) . .	54
5.11. Comparación del coeficiente de resistencia en codos de 90°	55
5.12. Separación de los diferentes términos de la caída de presión de los codos 90° (<i>RNG</i>)	56
5.13. Coeficientes de resistencia de la ecuación de Rennels y Hudson, datos numéricos (<i>RNG</i>) y la nueva ecuación modificada	57
5.14. Comparación de la caída de presión del código GeoSteam.Net con las diferentes ecuaciones para los codos de 90° y los datos medidos en la planta geotérmica Los Azufres	59

ÍNDICE DE TABLAS

1.1. Coeficiente de resistencia para los codos 90° bajo las condiciones de la investigación de Sudo et al	7
1.2. Coeficiente de resistencia para los codos 90° bajo las condiciones del campo Cerro Prieto ($Re=3.52 \times 10^6$)	7
1.3. Coeficiente de resistencia para los codos 90° bajo las condiciones del campo Cerro Prieto ($Re=2.2 \times 10^7$)	8
1.4. Coeficiente de resistencia para los codos 90° bajo las condiciones del campo Los Azufres ($Re=1.55 \times 10^6$)	8
1.5. Coeficiente de resistencia para los codos 90° bajo las condiciones del campo Los Azufres ($Re=6.88 \times 10^6$)	8
2.1. Estudios previos de simulaciones DNS en canales y tuberías	23
3.1. Números de elementos estructurados establecidos después de los estudios de independencia de malla para cada modelo	37
5.1. Números de elementos empleados en el estudio de independencia de malla para el caso con $Re=5.81 \times 10^6$, $P_{ref}=0.8$ MPa y $C=1$	48
5.2. Factores de corrección de la ecuación modificada 5.1	57
5.3. Coeficiente de resistencia para los codos 90° a las condiciones operativas de la planta geotérmica Los Azufres	59

NOMENCLATURA

α	Ángulo del codo	f	Factor de fricción
δ	Delta de Kronecher	FS	Factor de calibración
ΔP	Caída de presión	G	Gasto másico
γ	Índice adiabático de un gas	g	Gravedad
Φ	Factor de la caída de presión en dos fases	K	Coefficiente de resistencia
ρ	Densidad del fluido	k	Conductividad térmica
τ	Tensor de esfuerzos viscosos	L	Longitud del tubo
K_1	Constante de la Eq. de Hooper	LES	Simulaciones numéricas de vórtices grandes
K_{inf}	Valor de la Eq. de Hooper	Ma	Número de Mach
P_{ref}	Presión de referencia	Ps	Presión de saturación
C	Relación de curvatura del codo	R	Radio de la tubería
CFD	Dinámica de fluidos computacional	RANS	Simulaciones numéricas las ecuaciones de Navier Stokes promediadas
C_p	Coefficiente de presión	Re	Número de Reynolds
D	Diámetro del tubo	Ts	Temperatura de saturación
DNS	Simulaciones numéricas directas	U	Magnitud de la velocidad

Resumen

En la presente tesis se estudió la caída de presión en los codos de 90° bajo condiciones operativas de la planta geotérmica Los Azufres empleando la Dinámica de Fluidos Computacional (CFD). Se calculó el coeficiente de resistencia para los codos 90° con flujo de vapor a diferentes números de Reynolds ($Re = 1.66 - 5.81 \times 10^6$) y radios de curvatura (1, 1.5 y 2). La representación de los diferentes codos se realizó con el software *ANSYS CFX*, el cual consideró el promediado de Reynolds de las ecuaciones compresibles de Navier-Stokes y el modelo de turbulencia Re-normalizado *RNG $k - \varepsilon$* . Primero, la metodología fue validada comparando con resultados numéricos de la velocidad y la presión del flujo de aire a condiciones ambiente (25°C, 0.1 MPa) y altos números de Reynolds. Después, los escenarios con diferentes diámetros y condiciones del fluido de trabajo (0.8-1.2 MPa) se simularon para obtener la velocidad, presión, densidad y temperatura a lo largo de la tubería. Los gradientes de temperatura y densidad combinados con los efectos compresibles alcanzados dentro de los codos de 90° modificaron la separación del flujo, la caída de presión y el coeficiente de resistencia. Basándose en los coeficientes de resistencia, se generaron factores para una nueva ecuación, la cual se ingresó al código GeoSteam.Net para calcular la caída de presión en una red de tuberías de la planta de energía geotérmica Los Azufres. La diferencia con los datos medidos por un transductor de presión fue de 7.59%, mientras que las ecuaciones desarrolladas para flujo de agua o aire mostraron diferencias entre 11.23% y 45.22%.

Objetivos

- Obtener una ecuación que pronostique la caída de presión en diferentes codos de 90° a condiciones operativas de una planta de energía geotérmica.
- Desarrollar una metodología para la simulación numérica del flujo de aire a altos números de Reynolds.
- Establecer una ecuación de estado que represente el flujo de vapor saturado a través de codos 90° con diferentes relaciones de curvatura.
- Validar los resultados del coeficiente de resistencia de la nueva ecuación mediante la comparación con datos medidos por un transductor de presión en la planta geotérmica Los Azufres.

CAPÍTULO 1

INTRODUCCIÓN

La energía geotérmica es considerada como una fuente de energía renovable debido a su bajo impacto ambiental, las bajas emisiones de efecto invernadero y la factibilidad de la tecnología [1–6]. Sin embargo, en cada yacimiento geotérmico, muchas veces la velocidad de extracción del calor suele ser más rápida que su sustitución dependiendo de la escala de tiempo geológica, la aplicación geotérmica y los métodos de reinyección del calor [1].

En la energía geotérmica se aprovecha el calor interno de la Tierra, que se transmite desde las capas internas a la corteza terrestre por convección o conducción. Este calor se almacena principalmente en rocas cercanas al centro de la Tierra [7, 8] o en estructuras complejas de depósitos hidrotermales [8], ambos a altas temperaturas.

Las principales aplicaciones de la energía geotérmica son la generación de electricidad y el uso directo del calor, que inicialmente se usaba para la calefacción de espacios o recintos de agua, pero en la actualidad también se emplea en la agricultura y calefacción municipal e industrial por medio de bombas de calor [9, 10].

Las plantas de energía geotérmica funcionan de manera similar que las plantas tradicionales donde se transforma la energía térmica en electricidad mediante una turbina y un generador eléctrico [11]. En los campos geotérmicos la fuente de calor es proporcionada por sistemas hidrotermales a altas temperaturas (150–350 °C) [12].

Hay tres tipos de plantas de energía geotérmica, que se dividen por la composición y las propiedades termodinámicas del fluido de trabajo [13].

1. Plantas de vapor seco

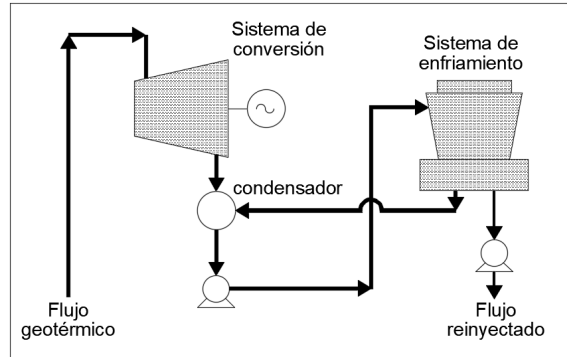
En este tipo de plantas, el fluido se extrae de yacimientos de vapor dominante por lo que es enviado directamente a la turbina (Fig. 1.1a).

2. Plantas de separación de vapor

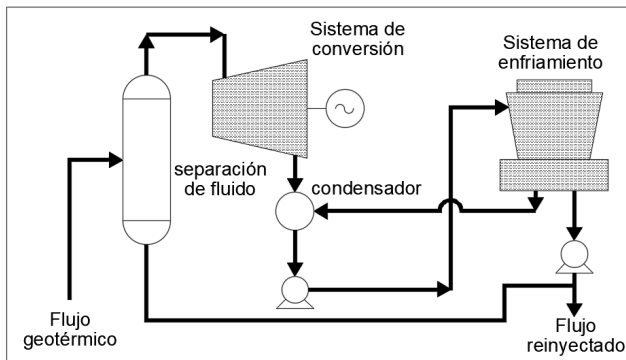
En este tipo de plantas, hay yacimientos de líquido dominante donde se extrae una mezcla de vapor-líquido, que se separan por medio de dispositivo ubicado en la superficie. De esta manera, el vapor se envía a la turbina y el líquido se reinyecta al subsuelo (Fig. 1.1b).

3. Plantas de ciclo binario

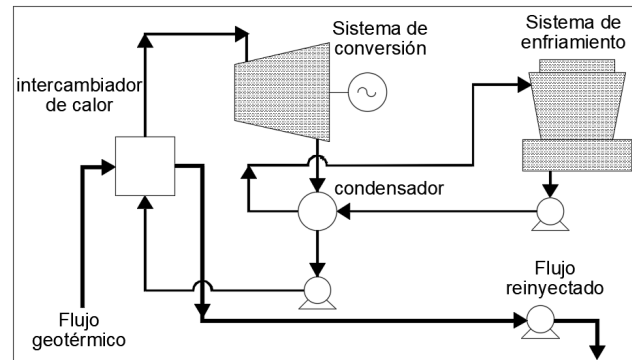
En este tipo de plantas, las características del fluido geotérmico son las siguientes: baja temperatura y/o alta salinidad. Por lo tanto, a través de un intercambiador, el calor del recurso geotérmico se transfiere a un fluido secundario con un punto de ebullición más bajo, para que se expanda y pase a través de la turbina (Fig.1.1c).



(a) Diagrama de una planta de vapor seco



(b) Diagrama de una planta de separación de vapor



(c) Diagrama de una planta de ciclo binario

Figura 1.1: Tipos de plantas para la generación de electricidad por medio de recursos hidrotermales

En México existen cuatro campos geotérmicos donde se produce energía eléctrica: Cerro Prieto en el estado de Baja California Norte, Las Tres Vírgenes en Baja California Sur, Los Azufres en Michoacán y Los Humeros en Puebla, que son administrados por la Comisión Federal de Electricidad (CFE). Por otra parte, la empresa privada Grupo Dragón cuenta con el campo geotérmico Domo San Pedro ubicado en el estado de Nayarit [14, 15]. Con estos cinco campos de producción de electricidad, la capacidad instalada en México es de 951 MW, por lo que ocupa el sexto lugar en el mundo [16].

En los campos geotérmicos mencionados anteriormente, existen algunas plantas de generación de electricidad conocidas como boca de pozo, que se conectan directamente a un pozo y son unidades pequeñas con una capacidad instalada de 5 MW [15, 17], pero en su mayoría, las plantas generadoras de electricidad requieren del transporte del fluido desde los diferentes pozos hacia la turbina.

El transporte de fluidos en redes de tuberías es un tema de gran importancia en la ingeniería debido a sus aplicaciones en diferentes industrias como petroleras, gasoductos, química, centrales eléctricas (energía nuclear y energía geotérmica) e hidroeléctricas [18–20]. La representación de una red de tuberías es un trabajo muy complejo debido a la cantidad de parámetros involucrados, como las dimensiones de cada componente, la velocidad, la presión, el factor fricción que involucra la viscosidad y la rugosidad (consideraciones para flujo incompresible).

En las plantas de energía geotérmica, el fluido de trabajo es considerado como vapor de agua (compresible) [21] y la presión, temperatura y flujo másico del pozo están controlados por la naturaleza. Además de todos los parámetros mencionados anteriormente, se debe tener en cuenta la composición y las propiedades termodinámicas del fluido, así como la transferencia de calor. Por lo tanto, este tipo de sistema es mucho más complejo que cualquier otro [22].

Las redes de tuberías están compuestas por tuberías rectas y componentes de pérdidas menores como codos, válvulas, cambios de diámetro (expansión y reducción de tubería), etc [22, 23]. Para la predicción de la caída de presión del flujo monofásico o bifásico en tuberías inclinadas, horizontales y verticales se han desarrollado modelos homogéneos [21] y mecanicistas [24–27], además de correlaciones empíricas [28–32] que se limitan al rango de condiciones bajo las cuales se desarrollaron. Dichos modelos son empleados en diferentes simuladores comerciales aún en la actualidad, mostrando resultados aceptables para características específicas del fluido [33].

La simulación numérica de los campos geotérmicos Cerro Prieto y Los Azufres ha sido realizada por diferentes investigadores [22, 34–38] por medio de programas desarrollados o simuladores comerciales (Pipephase y Simsnet [25]). Los resultados obtenidos en cada una de las investigacio-

nes fue la presión, velocidad, calidad del vapor, pérdidas de calor y dirección del flujo en cada segmento de la red de tuberías, dichos resultados fueron validados mediante la comparación con datos medidos en dichos campos.

La representación de campos los geotérmicos mediante la simulación numérica se ha convertido en una herramienta útil para encontrar zonas de mejora y optimización. Además, se pueden realizar varios análisis, por ejemplo, modificar las condiciones de operación o agregar y quitar componentes (pozos y/o tuberías) sin la necesidad de detener la operación de la planta.

Los resultados de la nuevas simulaciones entregarían información al personal de operación para que decidan correctamente el funcionamiento óptimo de los recursos geotérmicos mejorando la confiabilidad y extendiendo la vida de los yacimientos geotérmicos [38]. Para perfeccionar las simulaciones de las plantas de energía geotérmica, es necesario tener modelos y ecuaciones que representen correctamente cada uno de los componentes de la red de tuberías, ya que la presión es extremadamente sensible a la modificación de los componentes de pérdidas menores o a los cambios de diámetro [38, 39].

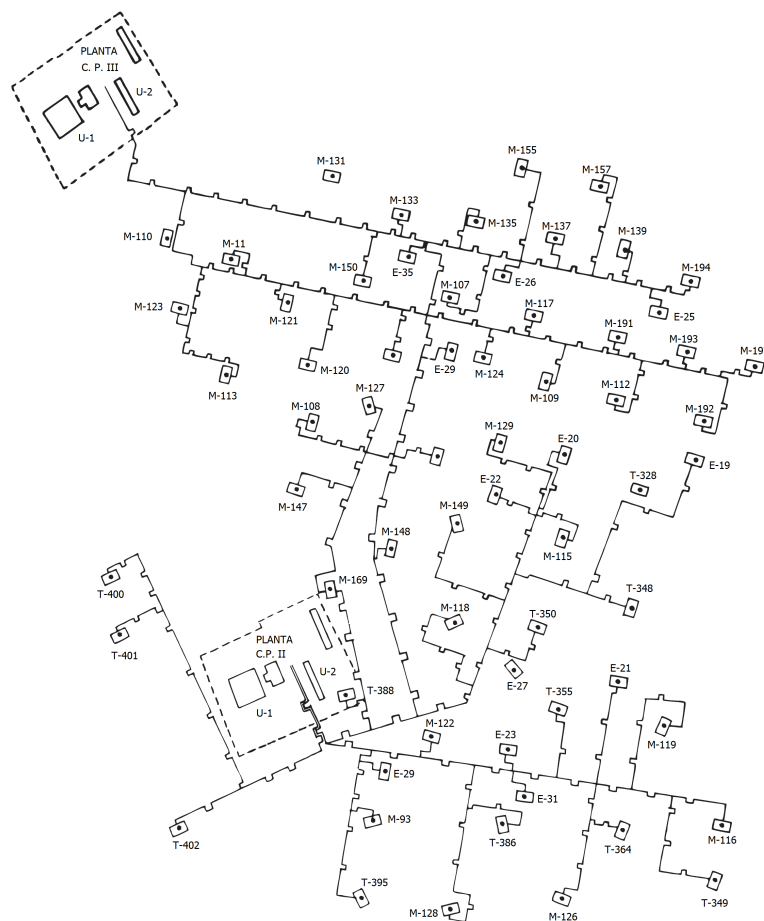


Figura 1.2: Diagrama de la red de tuberías de Cerro Prieto II y III [38]

En la investigación de Sánchez-Silva y Torres-Toledano [38] presentan la red de tuberías del campo geotérmico de Cerro Prieto II y III donde se observan las dos plantas de generación de electricidad, 65 pozos de extracción con aproximadamente 725 tuberías recta conectadas con 644 codos (Fig. 1.2). Por otra parte, en la sección sur del campo geotérmico Los Azufres se cuenta aproximadamente con 409 tuberías rectas, 359 codos, 17 válvulas, 8 expansiones y una reducción de tubería para las dos plantas generadores de electricidad (U-7 y U-13) [34, 35].

De esta manera, se observa que el codo es el componente de pérdidas menores más utilizado en las redes de tuberías y son representados mediante parámetros adimensionales como la longitud característica (L/D) [21], el coeficiente de resistencia (K) [35, 36] o el coeficiente de fricción (f) [40]. Dichos parámetros fueron obtenidos por medio de la experimentación en modelos con dimensiones y condiciones específicas.

La caída de presión en tuberías rectas está fuertemente asociada con los efectos de fricción; mientras que, en la caída de presión de los codos se ha observado una combinación entre fricción, flujos secundarios y separación del flujo [18]. Por este motivo, se han realizado numerosos estudios para representar la caída de presión en codos de 90° con el fin de obtener correlaciones en función de la relación de curvatura ($C=R/D$).

El cálculo de la caída de presión (ΔP) en codos con flujo monofásico se realiza mediante la siguiente ecuación [18]:

$$\Delta P = \frac{1}{2} K \rho U^2 \quad (1.1)$$

donde ρ es la densidad del fluido y U es la velocidad. Para flujo bifásico la ecuación empleada es [35, 36]:

$$\Delta P = \frac{KG^2\Phi}{2\rho g} \quad (1.2)$$

donde G es el flujo másico, Φ es el factor de la caída de presión en dos fases, ρ es la densidad del fluido y g es la gravedad [25]. Las ecuaciones más comunes para la obtención del coeficiente de resistencia que se encuentran en la literatura son:

1. Ecuaciones de Crane [41]

$$C = 1, K = 20f \quad ; \quad C = 1.5, K = 14f \quad ; \quad C = 2, K = 12f \quad (1.3)$$

donde f es el factor de fricción para flujo turbulento ($Re=10,000-500,000$). Los diámetros para los cuales se desarrollaron las ecuaciones anteriores fueron 0.015 - 0.6 m. Estas relaciones considera: la pérdida debido a la curvatura, la pérdida ocasionada tubería aguas abajo y la pérdida debido a la longitud del codo [41].

2. Ecuación de Idelchik [42]

$$K = K_{loc} + 0.0175\alpha f C \quad (1.4)$$

donde, K es el coeficiente de resistencia total, $K_{loc} = 0.21/\sqrt{C}$ para los codos de 90° , α es el ángulo medido a partir de la entrada del codo y f es el coeficiente de fricción. Esta ecuación se desarrolló con números de Reynolds entre $3 \times 10^3 - 2 \times 10^5$.

La ecuación 1.3 y 1.4 son empleadas en simuladores comerciales para el cálculo de la caída de presión en redes de tuberías con flujo de vapor geotérmico [22, 34, 35].

3. Método Two-K desarrollado por Hooper [43]

$$K = \frac{K_1}{Re} + K_\infty \left(1 + \frac{1}{D}\right) \quad (1.5)$$

donde $K_1 = 800$ para los codos 90° , $K_\infty = 0.25$ para $C=1$, $K_\infty = 0.2$ para $C=1.5$, $K_\infty = 0.4$ para $C=2$ y D es el diámetro interno en pulgadas (in). Esta ecuación fue desarrollada para números de Reynolds inferiores a 10^5 y diámetros de 0.2 a 80 pulgadas.

4. Ecuación de Rennels y Hudson para tuberías rugosas [44]

$$K = f\alpha C + (0.10 + 2.4f) \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) + \frac{6.6f \left(\sqrt{\sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)} + \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)\right)}{(C)^{\frac{4\alpha}{\pi}}} \quad (1.6)$$

donde α es el ángulo en radianes. La ecuación 1.6 considera las pérdidas por fricción en el primer término, flujo secundario en el segundo término y la separación del flujo en el último término [44].

Las ecuaciones 1.3 – 1.6 fueron desarrolladas con flujo de agua o aire a condiciones ambientales (25° C y 0.1 MPa), dimensiones específicas de los codos (D y C), números de Reynolds de hasta 10^5 y no toman en cuenta cambios en las propiedades termodinámicas del fluido.

La Tabla 1.1 presenta los coeficientes de resistencia calculados para un codo de 90° con relación de curvatura de 1 y 2. El número de $Re=60,000$ con flujo incompresible a condiciones ambientales (25° C y 0.1 MPa), datos obtenidos del trabajo experimental realizado por Sudo et al [45]. Los resultados muestran que en los codos con $C=2$, la Ec. 1.5 es la única que mostró una predicción muy diferente y en los codos con $C=1$, la Ec. 1.4 se alejó de los resultados, mientras que el resto de las predicciones son parecidas.

Tabla 1.1: Coeficiente de resistencia para los codos 90° bajo las condiciones de la investigación de Sudo et al. [45]. Las diferencias entre los valores se calcularon con respecto a la Ec. 1.3

Relación de curvatura	Crane Ec. 1.3	Idelchik Ec. 1.4	Hooper Ec. 1.5	R & H Ec. 1.6
C=2	0.204	0.2135	0.5133	0.2185
Dif. %	—	-4.66	-151.62	-7.11
C=1	0.34	0.2425	0.3258	0.349
Dif. %	—	28.68	4.18	-2.65

En la Tabla 1.1 se compararon las Ecs. 1.3 – 1.6 que fueron desarrolladas bajo condiciones similares mostrando que existe una tendencia entre los valores con las excepciones de la Ec. 1.5 para $C=2$ y la Ec. 1.4 para $C=1$. Estas ecuaciones se han utilizado para representar flujos en condiciones fuera del rango para el que desarrollaron y la caída de presión en los codos se puede sobreestimar hasta un 100 % al compararse con datos medidos en los campos geotérmicos.

Las características del vapor saturado extraído del subsuelo para la generación de electricidad en las plantas de energía geotérmica son completamente diferentes. En el campo geotérmico de Cerro Prieto el fluido de trabajo tiene presiones entre 785 kPa – 1.56 MPa con flujos máscicos de 15–70 t/h y diámetros de tubería entre 0.2–1.16 m. Para el campo geotérmico Los Azufres las presiones varían entre 0.94–1.34 MPa con flujo máscico de 17–51 kg/s y tuberías de 0.25–1.07 m. Con estas características y definiendo un flujo de 20 kg/s [22], el número de Reynolds para Cerro prieto varia entre $3.52 \times 10^6 - 2.2 \times 10^7$ y para Los Azufres $Re=1.55 \times 10^6 - 6.88 \times 10^6$.

Tabla 1.2: Coeficiente de resistencia para los codos 90° bajo las condiciones del campo Cerro Prieto ($Re=3.52 \times 10^6$). Las diferencias entre los valores se calcularon con respecto a la Ec. 1.3

Relación de curvatura	Crane Ec. 1.3	Idelchik Ec. 1.4	Hooper Ec. 1.5	R & H Ec. 1.6
C=2	0.12	0.1791	0.4085	0.1425
Dif. %	—	-49.25	-240.42	-18.75
C=1	0.2	0.2253	0.2554	0.2017
Dif. %	—	-12.65	-27.7	-0.85

Tabla 1.3: Coeficiente de resistencia para los codos 90° bajo las condiciones del campo Cerro Prieto ($Re=2.2 \times 10^7$). Las diferencias entre los valores se calcularon con respecto a la Ec. 1.3

Relación de curvatura	Crane Ec. 1.3	Idelchik Ec. 1.4	Hooper Ec. 1.5	R & H Ec. 1.6
C=2	0.168	0.1719	0.45	0.1258
Dif. %	—	-2.32	-167.86	25.12
C=1	0.28	0.2217	0.2812	0.1713
Dif. %	—	20.82	-0.43	38.82

Tabla 1.4: Coeficiente de resistencia para los codos 90° bajo las condiciones del campo Los Azufres ($Re=1.55 \times 10^6$). Las diferencias entre los valores se calcularon con respecto a la Ec. 1.3

Relación de curvatura	Crane Ec. 1.3	Idelchik Ec. 1.4	Hooper Ec. 1.5	R & H Ec. 1.6
C=2	0.12	0.1833	0.41	0.1525
Dif. %	—	-52.75	-241.67	-27.08
C=1	0.2	0.2274	0.2564	0.22
Dif. %	—	-13.7	-28.2	-10

Tabla 1.5: Coeficiente de resistencia para los codos 90° bajo las condiciones del campo Los Azufres ($Re=6.88 \times 10^6$). Las diferencias entre los valores se calcularon con respecto a la Ec. 1.3

Relación de curvatura	Crane Ec. 1.3	Idelchik Ec. 1.4	Hooper Ec. 1.5	R & H Ec. 1.6
C=2	0.168	0.1761	0.44	0.1356
Dif. %	—	-4.82	-161.9	19.29
C=1	0.28	0.2238	0.2755	0.1892
Dif. %	—	20.07	1.61	32.43

Los resultados de las Tablas 1.2–1.5 muestran que cada ecuación cuenta con tendencias diferentes al ser utilizadas fuera del rango para el cual fueron desarrolladas. Por esta razón, son necesarias nuevas correlaciones desarrolladas bajo las condiciones de operación de una plantas de energía geotérmica para los codos de 90° con radio corto (C=1) y radio largo (C=2) [34, 35, 46].

Los estudios de flujo turbulento en codos de 90° se ha llevado a cabo mediante dos maneras: trabajos experimentales [46–48] y simulaciones numéricas. En este último caso hay 3 tipos de aproximaciones: simulaciones directas (DNS de sus siglas en inglés), simulación de vórtices grandes (LES) y simulación RANS (ecuaciones de Navier Stokes promediadas por Reynolds).

Utilizando la técnica DNS, se estudió la estadística de la turbulencia en tuberías rectas, curvas y helicoidales, teniendo como condición inicial flujo completamente desarrollado desde un tubo recto [49]. Además, Noorani et al. [50] analizó el flujo turbulento en tuberías rectas y curvas a ciertas condiciones ($Re=1.1 \times 10^4$), mostrando las fluctuaciones RMS (Root Mean Square), contornos de velocidad y el comportamiento de los vórtices de Dean.

Las características del flujo de agua a través de codos de 90° en régimen laminar ($Re=7 \times 10^2$) y turbulento ($Re=6.7 \times 10^6$) con diferentes relaciones de curvatura (1, 2 y 3) fue investigado por Tanaka et al. [51], considerando el modelo Smagorinsky y una función de pared para disminuir los cálculos numéricos.

Con la misma técnica de simulación, Rutten et al. [52] determinaron que en los codos con flujo turbulento ($Re=5 \times 10^3 - 2.7 \times 10^4$) y $C=1$, la separación del vórtice formado en la pared interna de la tubería se debe al flujo inestable y la oscilación de los vórtices de Dean. Eguchi et al. [53] visualizaron la fluctuación de la presión y las cantidades hidráulicas esenciales en un codo con $Re=1.2 \times 10^6$. En ambos trabajos, los resultados de las simulaciones fueron validados por medio de la comparación con datos experimentales.

Tan et al. [54] combinaron LES con el esquema “Characteristic Based Split” y simularon flujo turbulento ($Re=1.2 \times 10^6$) en un codo de 90° con $C=1$ y 2. Los resultados mostraron cambios significativos en el coeficiente de presión (C_p), que fueron causados por la relación de curvatura; este comportamiento también fue validado con datos experimentales.

Sin embargo, las simulaciones RANS se han vuelto más relevantes debido a su capacidad para representar con precisión el comportamiento del flujo en codos de 90° con altos números de Reynolds [55–64], mientras que en las simulaciones LES y DNS se requiere de altos recursos computacionales, lo que aumenta el costo y tiempo de cálculo.

Dutta y Nandi [57] simularon aire en codos de 90° y caracterizaron los flujos secundarios a diferentes números de Reynolds ($1-10 \times 10^5$) y relaciones de curvatura (1-5). En otro trabajo [61], los investigadores mostraron la dependencia de la distribución de presión y el coeficiente de resistencia con los mismos valores de Re y C .

Kim et al. [55] investigaron la caracterización del flujo secundario generado en los codos de 90° con aire a condiciones ambiente y números de Reynolds entre $5 \times 10^4 - 2 \times 10^5$ utilizando 11 diferentes modelos de turbulencia. Los resultados del estudio fueron comparados con las mediciones realizadas con un anemómetro láser Doppler y el modelo $k - \varepsilon$ RNG demostró la mejor precisión y estabilidad en la representación del flujo dentro de los codos.

En esta tesis, la caída de presión se representó numéricamente en codos de 90° con diferentes relaciones de curvatura (1, 1.5 y 2) y flujo de vapor saturado a condiciones operativas de una planta de energía geotérmica ($Re=1.66 - 5.81 \times 10^6$). En la primer fase de esta investigación se desarrolló un código numérico con la técnica LES con el cual se representó el flujo de aire usando la ley del gas ideal como la ecuación de estado.

En la segunda fase, los codos con las características antes mencionada se simularon con el software comercial Ansys-CFX, con el cual representó el flujo de aire y el vapor saturado. Para este último, las propiedades termodinámicas del vapor se consideraron con la formulación IAPWS-IF97.

Finalmente, se propuso la modificación de una ecuación para el cálculo del coeficiente de resistencia de los codos de 90° . Esta ecuación se implementó en el código GeoSteam.Net [65] para la simulación del transporte de vapor de un segmento de la red de tuberías del campo geotérmico “Los Azufres”. Los resultados de la caída de presión se validaron mediante la comparación con mediciones realizadas por un transductor de presión.

CAPÍTULO 2

SIMULACIONES LES

El modelado del flujo a través de los componentes de pérdidas menores se ha realizado mediante la mecánica de fluidos computacional (CFD). La Figura 2.1 muestra la metodología utilizada en los códigos CFD que consta básicamente de tres módulos: pre-procesamiento, solución y post-procesamiento [66–68].

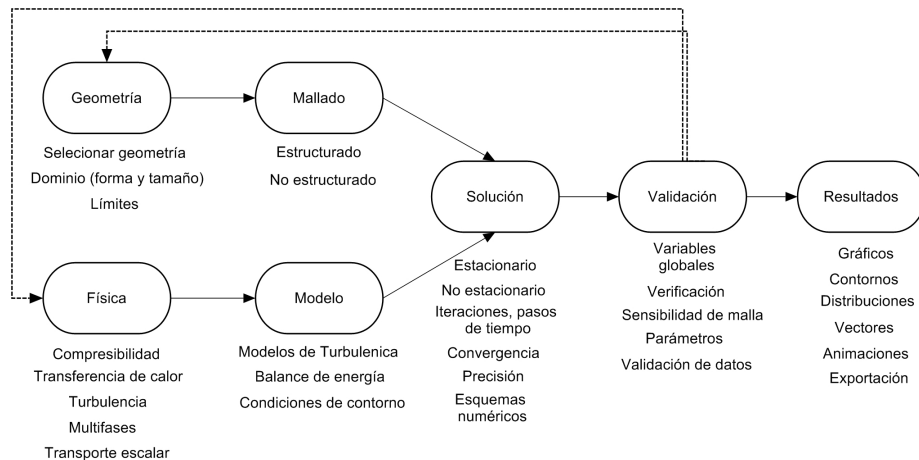


Figura 2.1: Metodología de los códigos CFD

En el módulo de pre-procesamiento, se define la geometría del modelo (forma y tamaño), luego se genera una malla apropiada para su discretización. En la sección de la física, se define el tipo de fluido o fluidos, las propiedades termodinámicas y los fenómenos involucrados en la simulación. Finalmente, se establecen las ecuaciones utilizadas para resolver el problema, las condiciones iniciales y de frontera.

En el módulo de solución, las ecuaciones de gobierno seleccionadas se resuelven de forma iterativa hasta que se logra la convergencia, lo que garantiza una buena precisión de los resultados. Las simulaciones se pueden resolver en un estado estacionario o transitorio (cambios en el tiempo).

En el post-procesamiento, se lleva a cabo la validación de los resultados obtenidos de la simulación. Los datos se analizan utilizando planos, contornos, vectores o líneas de trayectoria; si los resultados no son satisfactorios, se necesita de una retroalimentación para desarrollar ajustes adicionales en el módulo de pre-procesamiento hasta que se logren resultados apropiados.

En esta investigación, uno de los objetivos era crear un nuevo código numérico utilizando la técnica LES para la simulación de varios componentes de pérdidas menores. Este código fue desarrollado con el lenguaje de programación Fortran, que está especialmente adaptado al cálculo numérico y a la computación científica.

Se realizaron diferentes simulaciones del flujo de aire turbulento a través de expansiones (cambios abruptos de diámetro), codos de 90° y tuberías rectas. Los resultados de las simulaciones LES son extremadamente detallados porque los movimientos de las grandes escalas (remolinos grandes) del flujo turbulento se calculan directamente y únicamente los movimientos de las pequeñas escalas se modelan ya que se consideran isotrópicas [69].

Una de las desventajas de las simulaciones LES es que requieren de mallas muy finas e intervalos de tiempo muy pequeños para resolver las ecuaciones de flujo turbulento esencialmente cerca de las paredes. Para obtener correlaciones estadísticas significativas de la velocidad y la presión, el tiempo de la simulación generalmente es muy largo en comparación con las simulaciones RANS.

Las simulaciones se realizaron en el cluster del Instituto de Ingeniería con un procesador Intel Xeon E5-2670 v3 2.3 con 12 cores y 128GB en Ram. De esta manera, los recursos computacionales necesarios para desarrollar esta parte de la investigación fue muy buena.

2.1. Ecuaciones de gobierno LES

Las ecuaciones de Navier-Stokes para flujo compresible en coordenadas cartesianas se describen a continuación:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F_i}{\partial x_i} = S \quad (2.1)$$

El primer término es la variación temporal, el segundo la divergencia de los flujos en notación indicial ($i = 1, 2, 3$) y el último corresponde a los términos fuentes. El vector U consta de cinco

elementos, donde están la densidad ρ y las tres componentes de la velocidad $u = (u_1, u_2, u_3) = (u, v, w)$ que se expresan en la siguiente ecuación:

$$U = (\rho, \rho u_1, \rho u_2, \rho u_3, \rho e)^T \quad (2.2)$$

El término ρe es la energía interna relacionada con la temperatura y la energía cinética que posee el fluido (asociada al campo de velocidades)

$$\rho e = \frac{\rho T}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \gamma Ma^2 (u^2 + v^2 + w^2) \quad (2.3)$$

donde γ es el índice adiabático para el aire y Ma es el número de Mach. Los flujos se expresan de forma adimensional a continuación:

$$F_i = \begin{pmatrix} \rho u_i \\ \rho u_1 u_i + \frac{p}{\gamma Ma^2} \delta_{i1} - \frac{2\mu}{Re} S_{i1} \\ \rho u_2 u_i + \frac{p}{\gamma Ma^2} \delta_{i2} - \frac{2\mu}{Re} S_{i2} \\ \rho u_3 u_i + \frac{p}{\gamma Ma^2} \delta_{i3} - \frac{2\mu}{Re} S_{i3} \\ (\rho e + p) u_i - \frac{2\mu\gamma Ma^2}{Re} u_j S_{ij} - \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{k}{RePr} \frac{\partial T}{\partial x_i} \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

Las componentes del vector F_i representan las ecuaciones de continuidad, cantidad de movimiento en x , cantidad de movimiento y , cantidad de movimiento en z y finalmente la ecuación de la energía. En las ecuaciones de cantidad de movimiento, los primeros términos a la izquierda son los términos convectivos, el siguiente término es el gradiente de la presión y finalmente, el término difusivo.

En la ecuación de energía, el primer término de la izquierda tiene en cuenta la conductividad y la energía de la entalpía, el siguiente término es el trabajo viscoso y la transferencia de calor en el último término. Donde k es la conductividad térmica, S_{ij} es el tensor de deformación expresado en notación indicial en la siguiente ecuación:

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} (\nabla \cdot u) \delta_{ij} \right) \quad (2.5)$$

La viscosidad molecular viene dada por la fórmula empírica de Sutherland en función de la temperatura

$$\mu(T) = \mu(T)_{ref} \left(\frac{T}{T_{ref}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{1 + \frac{S_f}{T_{ref}}}{1 + \frac{S_f}{T}} \right) \quad (2.6)$$

La ecuación de gas ideal se empleó como la ecuación de estado que se expresa de manera adimensional a continuación

$$p = \rho T \quad (2.7)$$

2.2. Casos de estudio

El desarrollo del nuevo código tomó mucho tiempo debido a la programación de todas las subrutinas necesarias para la resolución iterativa de las ecuaciones, del esquema numérico, del método de fronteras inmersas [70], las condiciones de frontera, la generación de diferentes mallas y las condiciones iniciales de la simulación.

Una vez concluida la programación del código, se realizaron simulaciones de distintos componentes. Se describirán a continuación, así como el proceso que se llevó a cabo para alcanzar el funcionamiento correcto del simulador desarrollado.

2.2.1. Expansión de tubería y codo de 90°

Se realizaron varias pruebas en el nuevo simulador y los primeros resultados aceptables se obtuvieron en la representación del flujo de aire a través de una expansión abrupta y un codo de 90°.

En la simulación de la expansión abrupta, el dominio computacional utilizado fue de $6 \times 3 \times 3$ m, en cuyo interior se construyó una tubería de 1 m de diámetro y 2 m de longitud, dicha tubería se expande a un diámetro 2 m y 4 m de longitud. La separación entre la pared y el fluido se elaboró con el método de fronteras inmersa [70] (Fig. 2.2).

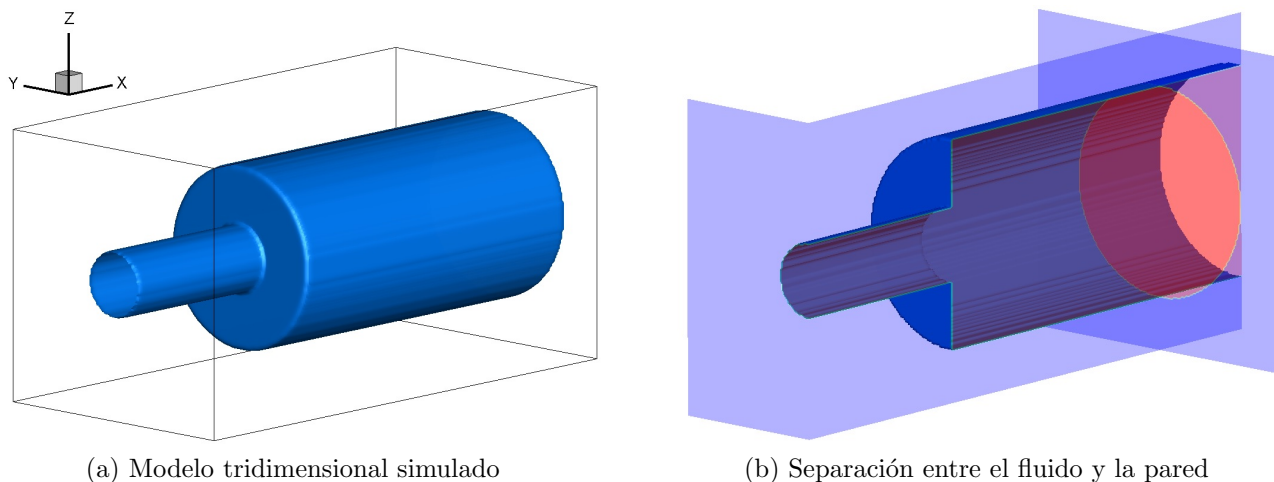


Figura 2.2: Expansión abrupta de la tubería

La Figura 2.3 muestra las dimensiones y distribución de la malla regular empleada para la generación de la expansión en la tubería. La obtención de buenos resultados está fuertemente relacionada con el número de nodos y la forma de la malla utilizada.

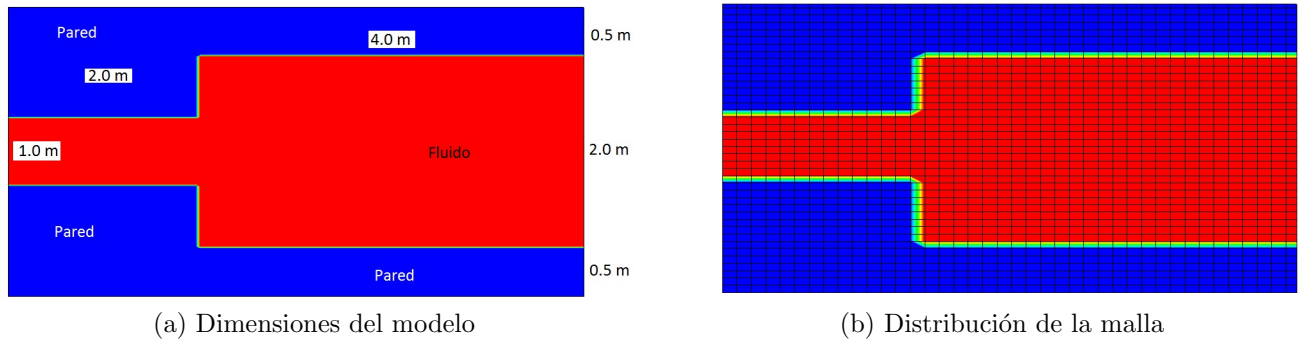


Figura 2.3: Corte longitudinal de la expansión abrupta de la tubería

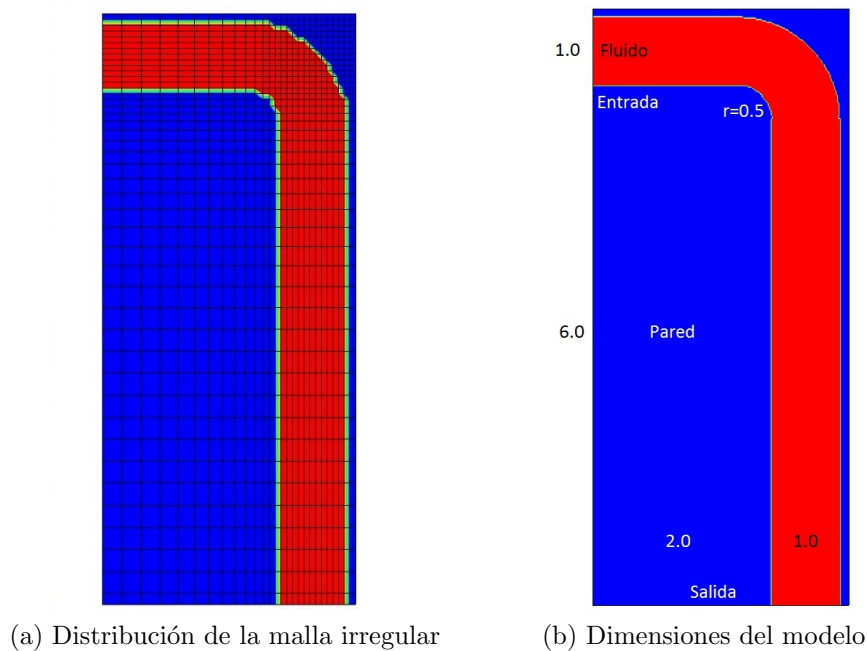


Figura 2.4: Diagrama esquemático del codo de 90°

Como condiciones iniciales y de frontera, se estableció un perfil de velocidad en la entrada del tubo con menor diámetro y en la salida no hubo restricción, por lo que se calculó la velocidad y la presión. La velocidad en las paredes fue cero y en el resto del dominio se estableció una velocidad, la cual cambió con el ingreso del fluido.

Por otro lado, se simuló un codo de 90° utilizando diferentes distribuciones de la malla. La construcción de este modelo fue más complicada porque la representación de superficies curvas utilizando mallas cartesianas crea volúmenes escalonados, como se muestra en la esquina superior derecha de la Fig. 2.4a. De manera similar, se empleó el método de fronteras inmersa [70] para representar el fluido y pared (Fig. 2.4b).

Las dimensiones del codo simulado fueron 3 x 1 x 7 m con 1,164,000 nodos en una malla no uniforme. Se estableció un perfil de velocidad turbulento y una presión adimensional con valor de 1 en la tubería de entrada. La longitud de la tubería de salida fue más larga debido a las recirculaciones generadas, las cuales ocasionaron problemas en la condición de frontera (salida).

Resultados

En los resultados de los modelos anteriores el objetivo fue representar la hidrodinámica del fluido a través de los diferentes componentes.

La Figura 2.5a presenta la distribución de la velocidad en un plano central del dominio; la velocidad dentro del tubo pequeño permanece constante hasta el cambio de diámetro donde se dispersa el fluido, lo que resultó en una disminución de la velocidad en el centro de la tubería, además se generaron recirculaciones cerca de las paredes. La Figura 2.5b muestra la dispersión del fluido mediante una isosuperficie de alta velocidad. Después de algunos diámetros, el fluido se expande completamente en la tubería de mayor diámetro. Los resultados antes mencionados fueron similares en comparación cualitativa con otros estudios realizados en expansiones abruptas de tuberías [71–74].

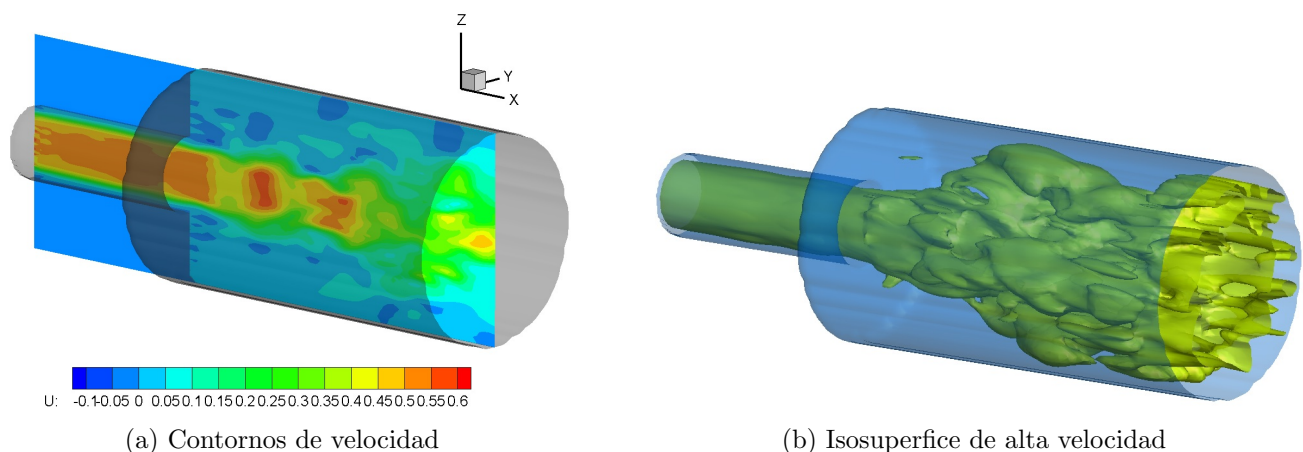


Figura 2.5: Resultados de velocidad en la expansión abrupta de la tubería

Los resultados de la simulación del codo, se compararon cualitativamente con los datos de un simulador comercial (Ansys Fluent). La Figura 2.6 muestra los resultados de velocidad instantánea, velocidad promedio y presión del simulador LES, que tuvieron una gran similitud con los datos de Taborda [67].

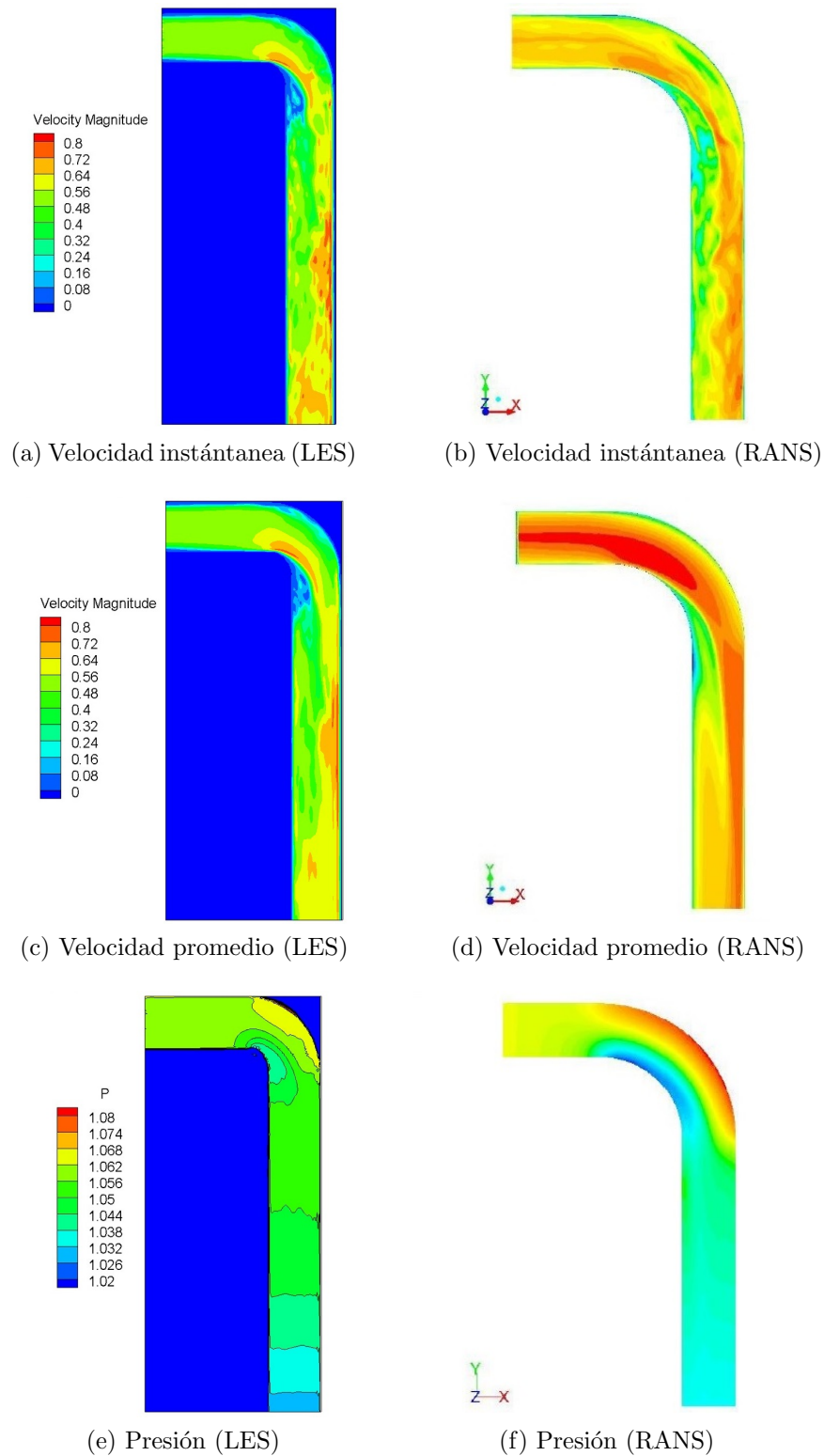


Figura 2.6: Comparación cualitativa de los resultados obtenidos con el código LES y la simulación de Taborda [67]

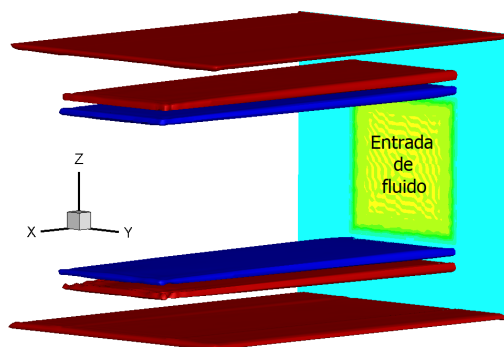
Para la comparación cuantitativa y la validación de los resultados, se realizó un refinamiento de la malla en las regiones con mayores gradientes para garantizar la calidad de los resultados.

2.3. Gradientes de presión en las paredes

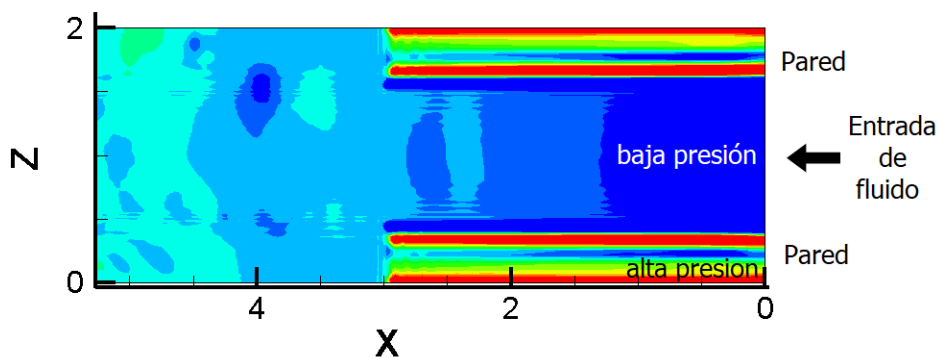
Los modelos simulados se construyeron a partir de una malla cartesiana, por lo que el método de fronteras inmersas se mejoró para la representación de las superficies curvas. Además, se realizó un refinamiento de la malla cerca de las paredes para calcular el coeficiente de fricción; esta variable se usó para definir que la simulación había alcanzado un estado estacionario (estable).

Sin embargo, hubo dos problemas en la simulación de la expansión abrupta de la tubería; el primero fue la generación de gradientes de presión en nodos que rodean el límite entre el fluido y la pared. El segundo problema fue que la longitud de la tubería de salida no era lo suficientemente larga para que el fluido se normalizara. Por lo tanto, a la salida del dominio, los vórtices grandes no permitieron que la simulación concluyera.

La Figura 2.7a presenta las isosuperficies de alta y baja presión generadas en planos perpendiculares al eje Z en el zona de la pared, lo que originó que la presión interna (fluido) en la entrada fuera menor que en la salida. Este comportamiento inadecuado ocasionó que la simulación no alcanzara la convergencia.(Fig. 2.7b).



(a) Isosuperficies de alta y baja presión

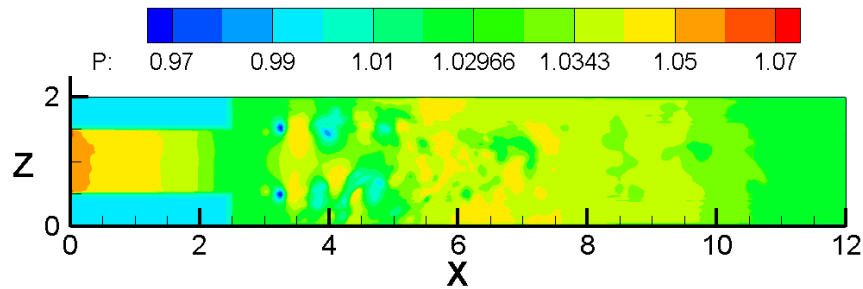


(b) Distribución de presión en un corte longitudinal

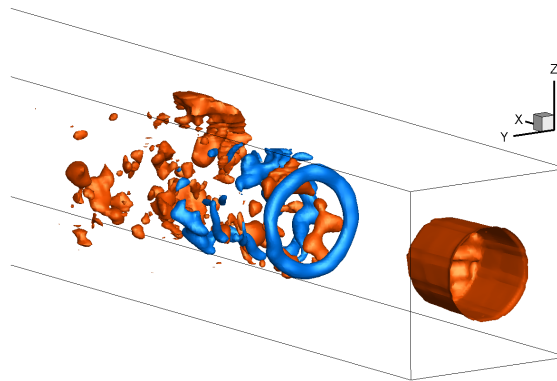
Figura 2.7: Gradientes de presión generados en el zona de la pared

En la simulación de la expansión abrupta con tubería circular, se restringió la fluctuación de la presión para evitar los cambios tan drásticos que ocasionaron el cálculo incorrecto de la presión del fluido. Por otra parte, al observar que el perfil de velocidad en la tubería de menor diámetro permanece casi constante, se decidió reducir la longitud de dicha tubería para agregar longitud a la tubería de salida.

La Figura 2.8a muestra la distribución de la presión a lo largo de la tubería simulada. Se observó mejoraría en los resultados porque los valores de presión antes de la expansión eran similares a los de la salida del dominio. Esto fue comprobado experimentalmente en la investigación Nusselt [75]. La Figura 2.8b muestra un anillo de baja presión generado por el desprendimiento del fluido, que está rodeado por isosuperficies de alta presión de aproximadamente el mismo valor que en la entrada.



(a) Distribución de la presión en un corte longitudinal



(b) Isosuperficies de alta y baja presión

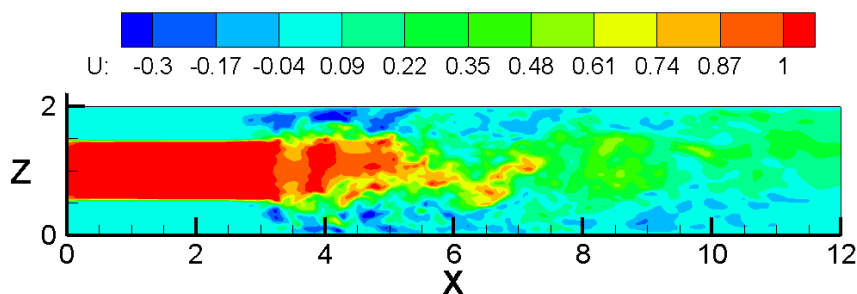
Figura 2.8: Resultados de la presión en una expansión abrupta (tubería circular)

La Figura 2.9a muestra la componente u de la velocidad en la dirección X , el perfil de entrada es relativamente el mismo hasta la expansión, después se mantiene un núcleo de alta velocidad en el centro de la tubería, lo que se observa en la Fig. 2.9b con una isosuperficie de alta velocidad. El fluido se desprende creando zonas de recirculación en las paredes que desaparecen gradualmente hasta que se produce un nuevo acoplamiento del fluido con el resto de la tubería.

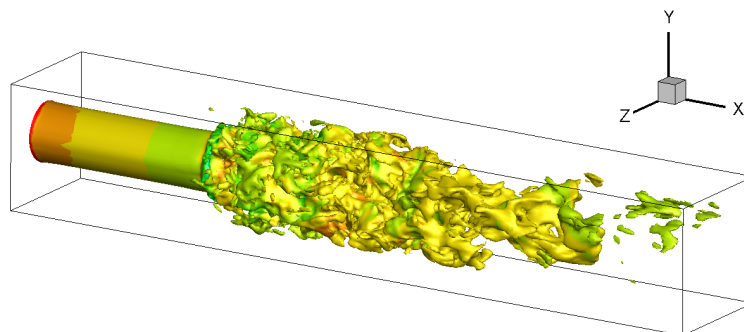
Por otra parte, la simulación del flujo de aire a través de un codo de 90° se desarrolló con las mismas características que el trabajo de Wang et al. [59] para comparar los resultados. El modelo se construyó usando el método de fronteras inmersas [70] y con una malla irregular con 2.4 millones de nodos.

La Figura 2.10a presenta la superficie de la tubería con los contornos de presión excluyendo las paredes del dominio computacional. Las Figuras 2.10b y 2.10c muestran las regiones de alta presión (parte externa del codo) y las regiones de baja presión (parte interna del codo).

Usando otro software de visualización, se extrajo el plano central de la tubería y se observó el comportamiento de la velocidad y el coeficiente de presión (Fig. 2.11). En diferentes ángulos del codo, se extrajeron secciones transversales y con base en los resultados se determinó que la resolución de la malla no era suficiente porque los vórtices secundarios no estaban completamente definidos.



(a) Distribución de la velocidad en un corte longitudinal



(b) Isosuperficie de alta velocidad

Figura 2.9: Resultados de la velocidad en una expansión abrupta (tubería circular)

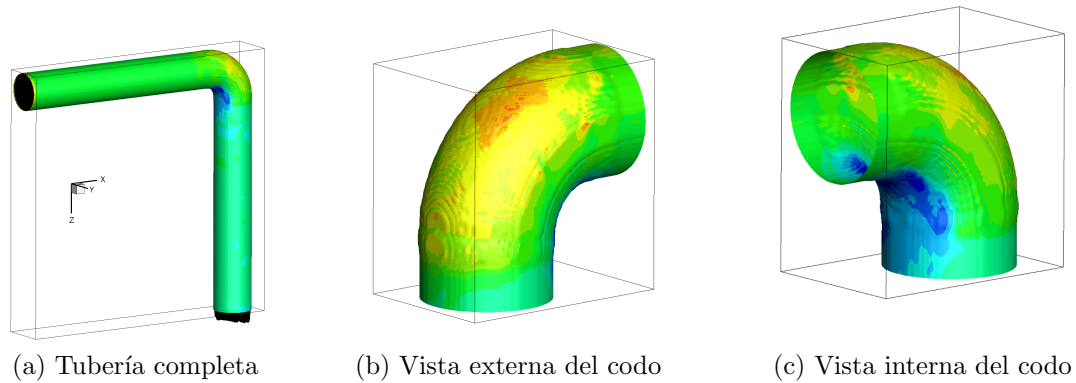


Figura 2.10: Resultados de la presión sobre la superficie de la tubería

El tiempo de cálculo de esta simulación fue de 20 días, en este periodo de tiempo se monitorearon variables que ayudaron a observar que los gradientes de presión generados en las paredes no afectaran los resultados del fluido.

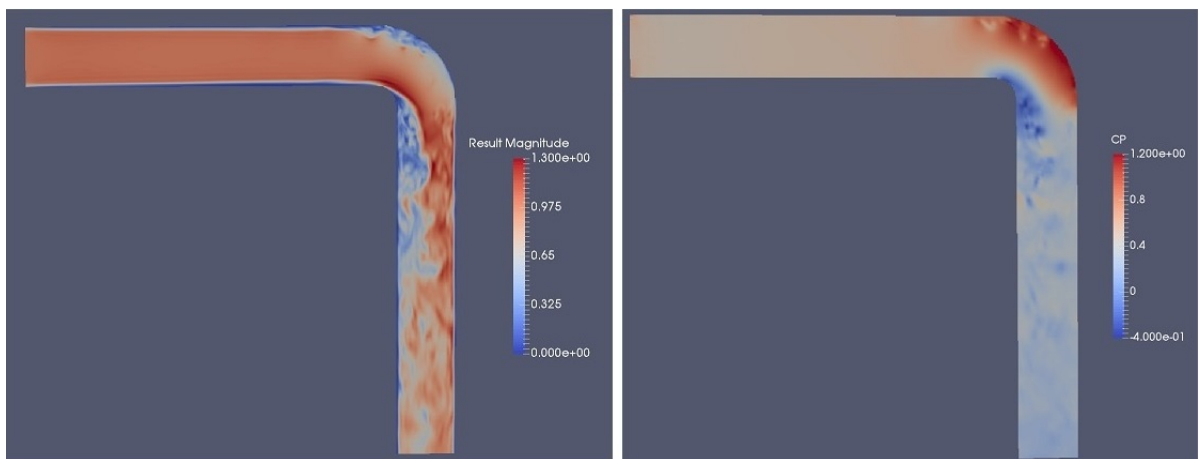


Figura 2.11: Sección transversal del codo con la distribución de la velocidad y el coeficiente de presión

En todas las simulaciones anteriores, se calculó el coeficiente de fricción y se observó que este parámetro se modificaba al variar la longitud de la tubería de entrada. Por esta razón, se realizó la simulación de una tubería recta para determinar la longitud óptima para que el fluido se desarrollara completamente antes de ingresar a cada componente (cambio de diámetro o codo).

Las medidas adimensionales de la tubería recta fueron $0.5 \times 0.5 \times 10$, donde se usó una malla irregular con mayor refinamiento en las paredes. El número de nodos fue de 2,856,600 y se establecieron como condiciones iniciales un perfil turbulento y una temperatura de referencia a la entrada.

Para cada simulación realizada, se definieron condiciones extremadamente específicas para la resolución correcta de las ecuaciones. En el caso de la tubería recta, la presión a la salida del dominio se estancó, de modo que se necesitó de una reorientación de la velocidad para evitar recirculaciones.

La Figura 2.12 presenta el comportamiento de la presión y la velocidad en la componente u ya que en las otras dos direcciones (Y y Z) los cambios son pequeños en comparación con la dirección longitudinal. El perfil turbulento establecido a la entrada comienza a transicionar a partir de $X=4$ y se desarrolla completamente hasta $X=8$, después la velocidad se suavizó para no tener problemas en la salida.

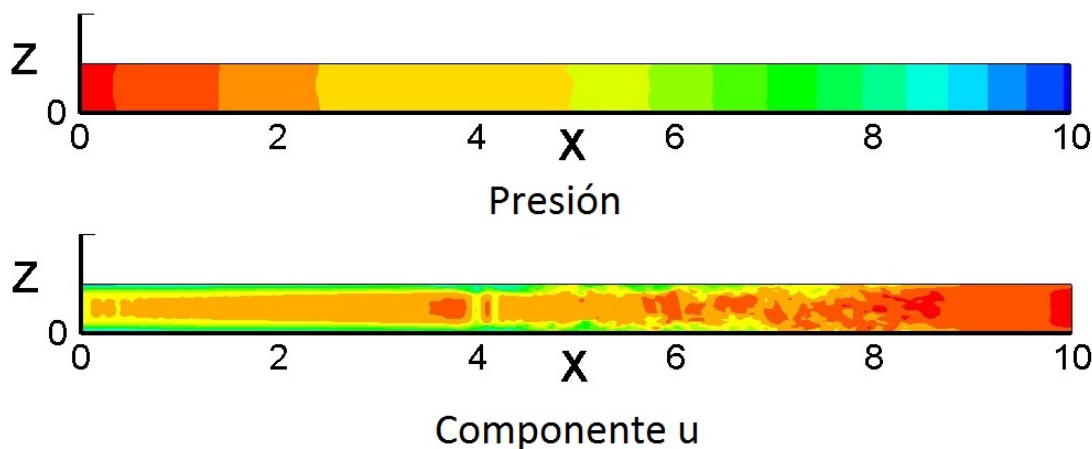


Figura 2.12: Corte longitudinal con la Distribución de la presión y velocidad en la tubería recta

2.4. Código cíclico

Los resultados de las simulaciones de los componentes de pérdidas menores se compararon de cualitativamente, observando que el comportamiento general (macro) era similar a los datos de la literatura o de publicaciones indexadas. Para la validación de las simulaciones, fue necesaria una comparación cuantitativa y el coeficiente de fricción calculado cerca de la pared mostró cambios debido al perfil turbulento, la longitud de entrada y el tamaño de la malla.

Para evitar esta problemática, otro código numérico desarrolló se desarrolló (*cíclico*) únicamente para generar un flujo completamente desarrollado y se usó como condición de frontera para el código previamente desarrollado (*código principal*), en el que se simulaban los componentes de pérdidas menores.

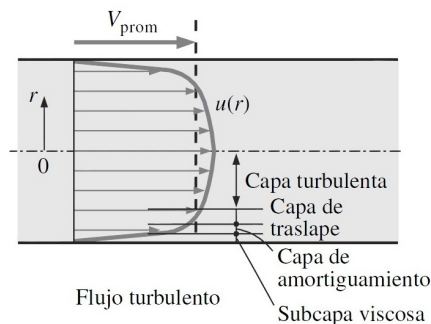
El estudio de la turbulencia en canales abiertos o tuberías cuadradas y/o circulares ha sido ampliamente investigado mediante simulaciones DNS o LES [76–79]. La Tabla 2.1 presenta una

breve compilación de los trabajos más referenciados y las características de cada estudio se describen en Chin et al. [80].

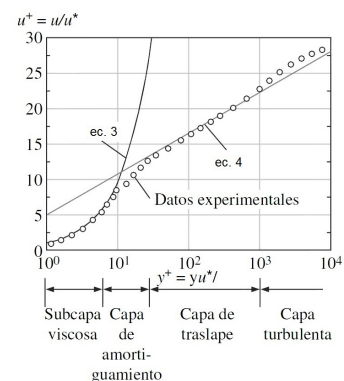
Tabla 2.1: Estudios previos de simulaciones DNS en canales y tuberías [80]

Flujo en canales DNS	Flujo en tuberías DNS
Kim (1987)	Eggels (1994)
Jiménez & Pinelli (1999)	Satake (2000)
Abe (2001)	Wagner (2001)
Abe (2004)	Wu & Moin (2008)
Antonia (1992)	Chin (2010)
Moser (1999)	
Alamo & Jiménez (2003)	
Iwamoto (2002)	
Toh & Itano (2005)	
Alamo (2004)	
Iwamoto (2005)	
Hoyas & Jiménez (2006)	

La validación de este tipo de simulaciones se realizó mediante comparación con datos experimentales o con el perfil de velocidad. Dicho perfil se divide en 4 regiones (Fig. 2.13a); la subcapa viscosa está más cerca de la pared donde los efectos viscosos dominan (viscous sublayer). Luego, está la capa de amortiguamiento donde comienzan los efectos turbulentos, pero sin dominar a los viscosos (buffer layer). Después, la capa de traslape cuenta con mayores efectos turbulentos pero aún no dominantes (overlap layer), y finalmente, la capa turbulenta donde dominan los efectos turbulentos sobre los de la difusión molecular (turbulent layer).



(a) Regiones del perfil turbulento



(b) Ley de pared y Ley logarítmica

Figura 2.13: Perfiles de velocidad de la capa límite turbulenta [81]

La capa límite turbulenta al ser pequeña usualmente se describe en términos de distancia y velocidad adimensional descritas con las siguientes ecuaciones:

$$y^+ = \frac{yu_*}{\nu} \quad y \quad u^+ = \frac{u}{u_*} \quad (2.8)$$

donde u_* es una velocidad ficticia llamada velocidad de fricción y se obtiene a partir del esfuerzo cortante en la pared.

$$\tau_w = \mu \frac{U}{y} \quad y \quad u_* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (2.9)$$

En la capa subviscosa ($y^+ < 5$) el perfil es lineal por lo que la ley pared normalizado queda de la siguiente manera:

$$u^+ = y^+ \quad (2.10)$$

En la capa de traslape ($y^+ > 30$) se compara con la Ley logarítmica (Ec. 2.11) y en la región de amortiguamiento no existe un perfil o ecuación que lo describa adecuadamente, solo los datos experimentales y DNS (Fig. 2.13b).

$$u^+ = 2.5 \ln(y^+) + 5.5 \quad (2.11)$$

El código cíclico empleó las ecuaciones 2.2 – 2.7 para la simulación del flujo turbulento dentro de una tubería circular. Dicha tubería tuvo condiciones de frontera cíclicas, lo que significa que las condiciones del fluido a la salida del dominio son las mismas a la entrada (Fig. 2.14). La longitud de la tubería fue de 5 diámetros en la dirección del flujo [78] y el diámetro lo estableció cada componente simulado (codo o expansión).

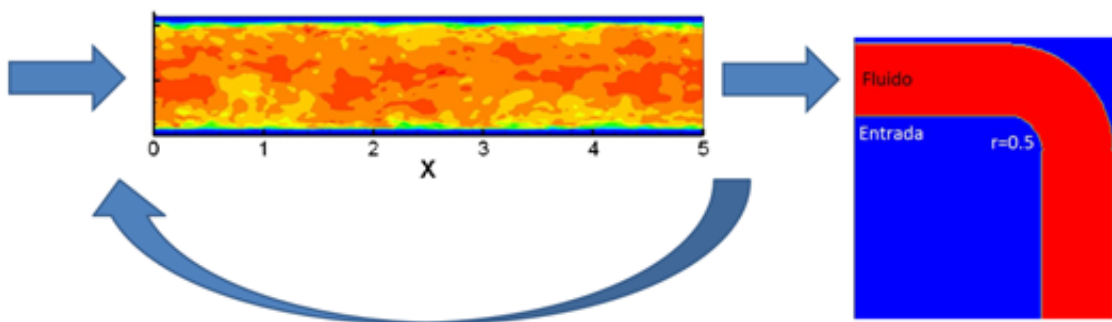


Figura 2.14: Esquema representativo del funcionamiento de ambos códigos

En los primeros resultados de la simulación del flujo turbulento en una tubería circular, el coeficiente de fricción y el perfil de velocidad fueron muy diferentes a los datos experimentales. Además, los gradientes de presión continuaron apareciendo en los nodos adyacente a las paredes de la tubería. La Figura 2.15 muestra las zonas de cambios drásticos de presión que afectaron la resolución adecuada de las variables cerca de la pared. Por lo que, se agregaron otros métodos para la solución de este problema.

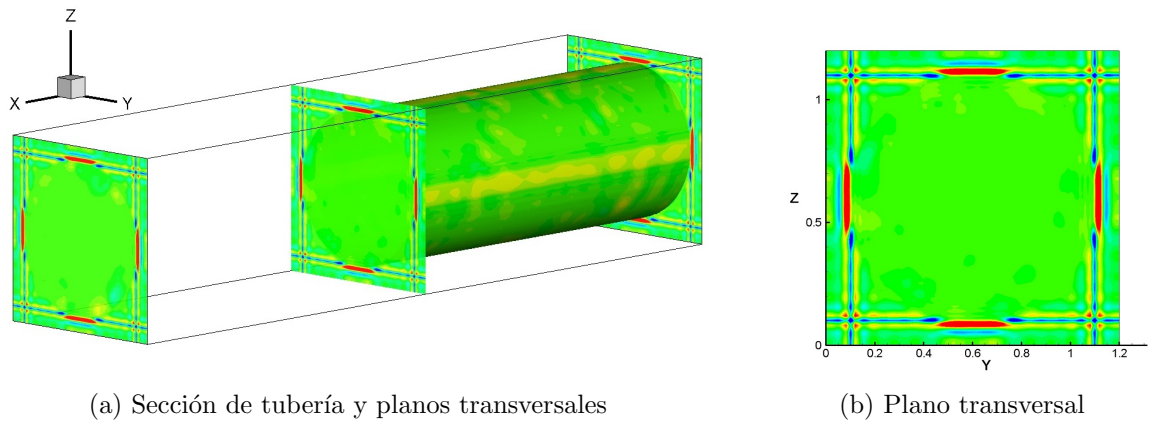


Figura 2.15: Visualización de los gradientes de presión generados en nodos adyacentes a la pared

2.4.1. Ghost Point Treatment

La generación de superficies curvas en mallas cartesianas requiere de mallas finas. Sin embargo, algunos nodos permanecen en el límite entre el fluido y la pared. Para el tratamiento de estos puntos específicos, se utilizó el método del punto fantasma (ghost point treatment) [82], que sustituyó al método de fronteras inmersas [70].

El método del punto fantasma consiste en dividir la superficie curva por regiones (norte, sur, este y oeste) y seleccionar un punto espejo para cada punto fantasma. La Figura 2.16a muestra cómo un punto fantasma tiene un punto espejo (fluido). Para mejorar el método, las regiones en las que se divide la superficie curva se incrementaron buscando la distancia mínima para el punto fantasma, considerando las direcciones diagonales. La Figura 2.16b muestra cómo se eligen los puntos fantasma y espejo para un cilindro circular.

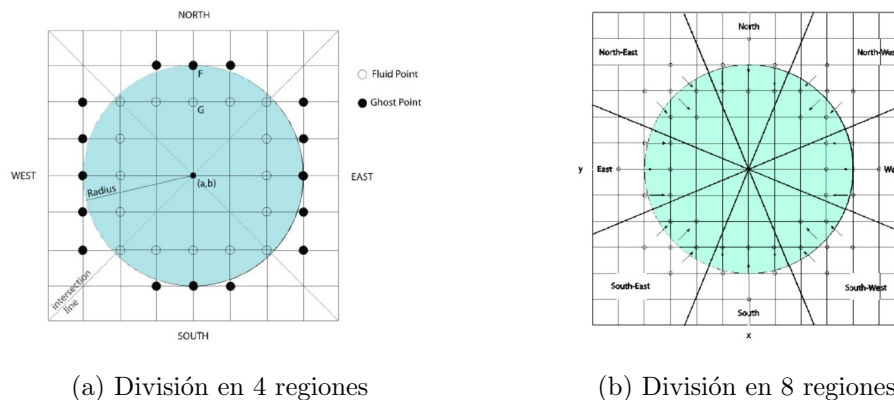


Figura 2.16: Método del punto fantasma [82]

2.4.2. Level Set

Con el propósito de solucionar el problema de los gradientes de presión cerca de las paredes se decidió implementar la función de ajuste de nivel (Level Set), desarrollado por Osher y Sethian [83], que ha sido aplicado a la solución de problemas bifásicos [84, 85]. El método se emplea para calcular y analizar el movimiento de una interfase $\Gamma(t)$ que está definida por el valor cero de la función $\phi(x, t)$ y su signo representa cada una de las fases, por ejemplo $\phi > 0$ líquido y $\phi < 0$ gas, de manera que:

$$\Gamma(t) = \{\mathbf{x} \mid \phi(\mathbf{x}, t) = 0\} \quad (2.12)$$

La función de ajuste de nivel en un tiempo t_0 se define como la distancia más cercana con signo, desde algún punto \mathbf{x} a la interfase $\Gamma(t_0)$, por lo que:

$$\phi(\mathbf{x}, t_0) = \pm d(\mathbf{x}) \quad (2.13)$$

La Ecuación 2.13 obtiene algunas propiedades geométricas de manera sencilla, entre una de ellas se encuentra la función distancia que satisface $|\nabla d| = 1$. Una vez obtenida la forma de la superficie mediante la función, su evolución es descrita mediante la Ec. 2.14

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \phi = 0 \quad (2.14)$$

En nuestro caso, la función no se utiliza para separar dos fluidos sino la pared y el fluido mediante la función distancia. Dicha separación durante la simulación fue constante por lo que no cambiaba con respecto al tiempo.

2.4.3. Ghost Fluid

El método fluido fantasma (Ghost Fluid) se utiliza como un acoplamiento entre dos fases, que se resuelven de forma independiente. El dominio de cálculo se divide en dos zonas (real y fantasma) separadas por la función de ajuste de nivel (Level Set) igual a cero. De esta manera, cuando el primer fluido se resuelve, se considera como zona real y el segundo se convierte en zona fantasma y viceversa. (Fig. 2.17).

En los nodos que dividen las dos regiones se les estableció una condición de frontera. Dicha condición puede ser del tipo Dirichlet donde una variable se define como constante o la condición del tipo Von Neumann donde se impone el gradiente de una variable en la dirección normal a la interfase. El valor obtenido en una determinada región se extrapola para el resto de los nodos circundantes, en nuestro caso, la región de la pared.

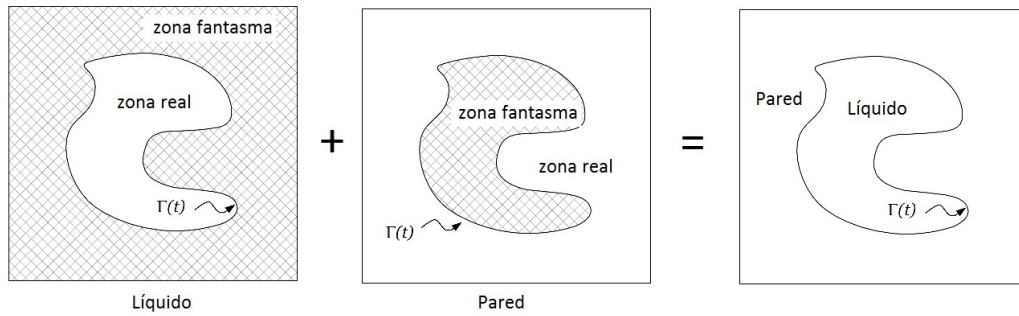


Figura 2.17: Representación del método de fluido fantasma (ghost fluid) donde cada región se resuelve por separado para conjuntar al final los resultados

La extrapolación es el transporte de una variable o propiedad en la dirección normal de la interfase a la región fantasma (pared) y se realiza de acuerdo con el método propuesto por Fedkiw et al. [86], que resuelve la Ec. 2.15.

$$\frac{\partial Pr}{\partial \tau_p} + \underbrace{[\mathbb{Q}(\phi) \cdot \mathbf{N}] \cdot \nabla Pr}_{\mathbb{H}\delta(\nabla Pr, x, t)} = 0 \quad (2.15)$$

donde Pr es la variable que se desea extrapolar y $\mathbb{Q}(\phi)$ define si:

$$\begin{aligned} \text{Se extrapola del lado positivo } \phi \geq 0 \quad \mathbb{Q}(\phi) &= \begin{cases} 0 & \text{si } \phi \leq 0 \\ +1 & \text{si } \phi > 0 \end{cases} \\ \text{Se extrapola del lado negativo } \phi < 0 \quad \mathbb{Q}(\phi) &= \begin{cases} 0 & \text{si } \phi \geq 0 \\ -1 & \text{si } \phi < 0 \end{cases} \end{aligned} \quad (2.16)$$

asimismo, \mathbf{N} es el vector normal a la interfase y se calculó fácilmente mediante la función de ajuste de nivel, de la siguiente forma:

$$\mathbf{N} = \frac{\nabla \phi}{|\nabla \phi|} \quad (2.17)$$

y debido a que ϕ es una función distancia, obtenemos:

$$\mathbf{N} = \nabla \phi \quad (2.18)$$

La Ecuación 2.18 fue discretizada mediante un esquema centrado de segundo orden, así como la ecuación 2.15 mediante un esquema upwind de primer orden de la siguiente manera:

$$\begin{aligned}
 \mathbb{H}\tilde{\delta}_{i,j,k} &= \max(\mathbb{Q}_{i,j,k} \mathbf{N}_{i,j,k}^{(x_1)}, 0) \frac{\psi_{i,j,k} - \psi_{i-1,j,k}}{\Delta x_1} \\
 &\quad + \min(\mathbb{Q}_{i,j,k} \mathbf{N}_{i,j,k}^{(x_1)}, 0) \frac{\psi_{i+1,j,k} - \psi_{i,j,k}}{\Delta x_1} \\
 &\quad + \max(\mathbb{Q}_{i,j,k} \mathbf{N}_{i,j,k}^{(x_2)}, 0) \frac{\psi_{i,j,k} - \psi_{i,j-1,k}}{\Delta x_2} \\
 &\quad + \min(\mathbb{Q}_{i,j,k} \mathbf{N}_{i,j,k}^{(x_2)}, 0) \frac{\psi_{i,j+1,k} - \psi_{i,j,k}}{\Delta x_2} \\
 &\quad + \max(\mathbb{Q}_{i,j,k} \mathbf{N}_{i,j,k}^{(x_3)}, 0) \frac{\psi_{i,j,k} - \psi_{i,j,k-1}}{\Delta x_3} \\
 &\quad + \min(\mathbb{Q}_{i,j,k} \mathbf{N}_{i,j,k}^{(x_3)}, 0) \frac{\psi_{i,j,k+1} - \psi_{i,j,k}}{\Delta x_3}
 \end{aligned} \tag{2.19}$$

2.5. Validación del código cíclico

Se simuló el flujo de aire en una tubería recta con condiciones periódicas, para lo cual se usaron diferentes modelos en los que se cambió la distribución de la malla y el número de nodos (3.16 – 4.6 millones). Los resultados que se presentarán a continuación se derivan de la simulación utilizada para validar el código cíclico.

La Figura 2.18a muestra la distribución de la malla en un corte transversal de la tubería, dividida en tres zonas: en la primera, la malla decrece desde la pared hasta la tubería, en la segunda zona, la malla es constante y en la última zona, la malla crece gradualmente hacia el centro de la tubería (Fig. 2.18b).

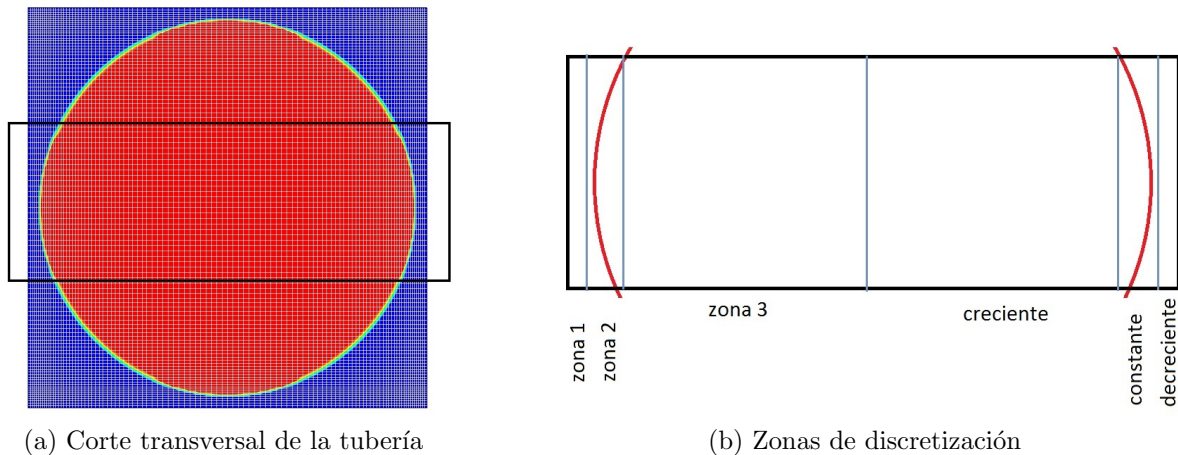


Figura 2.18: Distribución de la malla en una tubería circular

La Figura 2.19a muestra la distribución de la presión en un plano transversal donde los gradientes drásticos ya no perjudicaron el cálculo de las otras variables. Los valores de presión cerca de la pared se extrapolaron en la dirección normal de la tubería. La Figura 2.19b presenta los contornos de la velocidad en el mismo plano transversal, la región de máxima velocidad fue en el centro y disminuye hacia las paredes de la tubería.

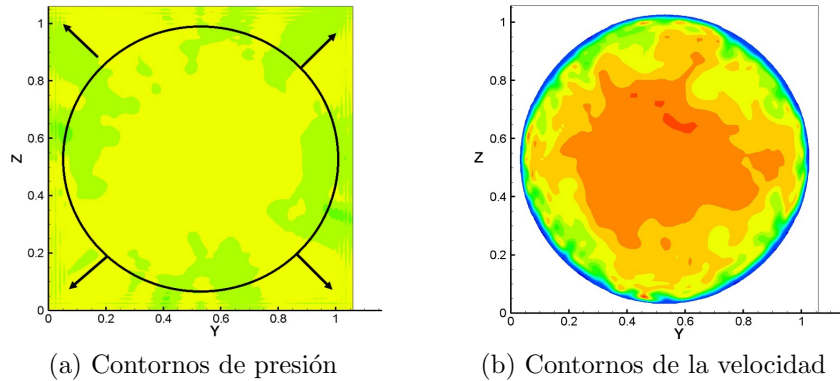


Figura 2.19: Sección transversal con los resultados de la tubería recta

La Figura 2.20 muestra un plano longitudinal con la distribución de la velocidad y una isosuperficie de alta velocidad (1.2 adimensional). Los resultados demuestran que el fluido está completamente desarrollado en cada paso de tiempo.

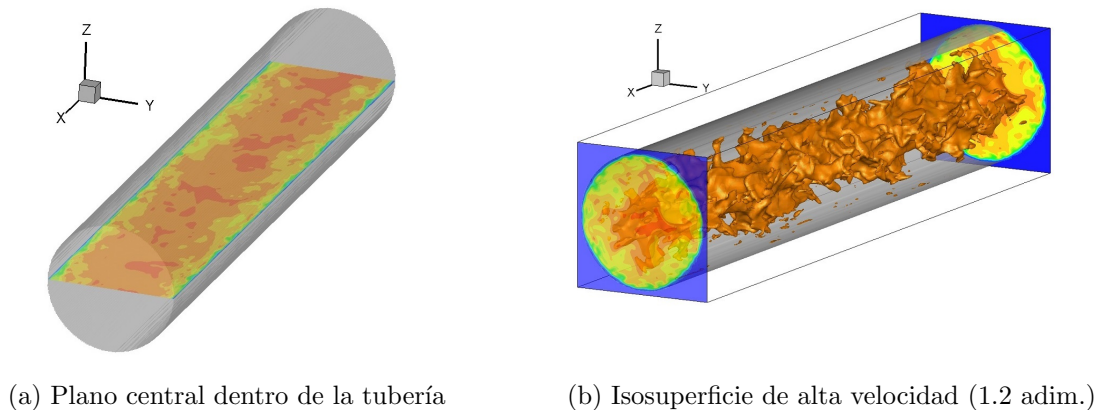


Figura 2.20: Resultados de la velocidad (componente u) en la dirección X

Se realizó otra comparación cualitativa de la vorticidad con diferentes números de Reynolds turbulentos (Re_t). Esta información se obtuvo de simulaciones en DNS donde la malla tenía 426 millones de nodos [87]. La Figura 2.21 muestra los contornos de vorticidad en planos transversales YZ ; para el $Re_t = 230$, se observó que los vórtices cercanos a la pared son más grandes que los observados para el $Re_t = 360$. Los resultados de las simulaciones LES capturaron suficiente información para describir el mismo comportamiento en el fluido.

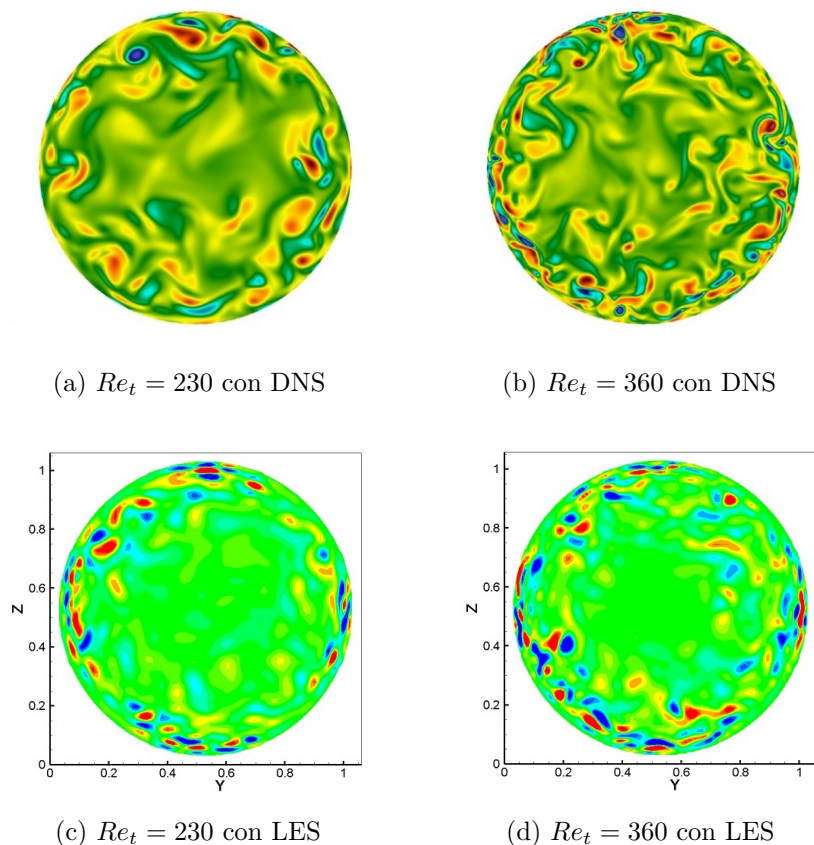


Figura 2.21: Contornos de la vorticidad DNS [87] y los obtenidos con las simulaciones LES

Para la validación cuantitativa, se realizó la comparación de varios parámetros, como el coeficiente de fricción, la velocidad de fricción y el perfil de velocidad. El coeficiente de fricción para flujo interno se obtiene analíticamente con $C_f = 0.079Re^{-0.25}$. De esta manera, para la simulación realizada, el valor fue de $C_f = 0.0079$ y la velocidad de fricción de $u_* = 0.062849$.

La Figura 2.22 presenta la comparación de diferentes parámetros en los que aparecen dos resultados de simulaciones LES; Modelo A fue la primera simulación de la tubería cíclica y Modelo final fue el utilizado para la validación del código. La Figura 2.22a presenta el comportamiento del coeficiente de fricción, que fue monitoreado desde el inicio hasta que la simulación alcanzó el estado estacionario. La Figura 2.22b muestra el perfil de la componente u adimensionalizado con la velocidad del centro de la tubería (u/u_c). La Figura 2.22c muestra el perfil de velocidad adimensionalizado con la velocidad de fricción (u/u_*) y se comparó con la ley de pared, la ley logarítmica y datos DNS.

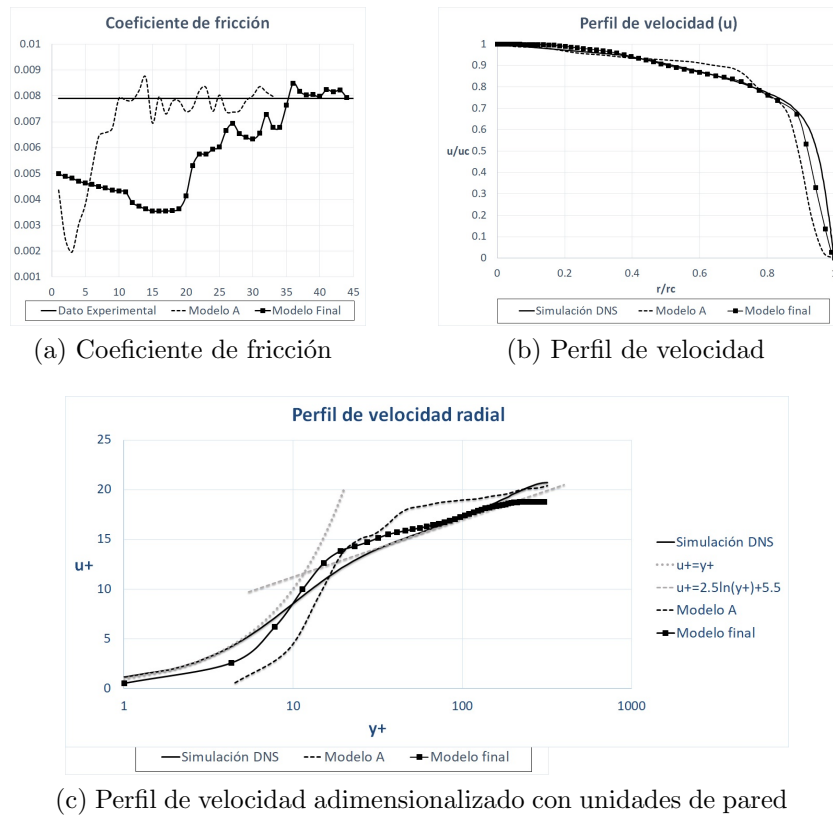


Figura 2.22: Validación cuantitativa del código cíclico

2.6. Simulación de un codo de 90°

La simulación de un codo de 90° se llevó a cabo utilizando los dos códigos desarrollados (principal y cíclico). Esta simulación se realizó generando un flujo completamente desarrollado en una tubería circular con 3.9 millones de nodos, conectado a la entrada de un codo de 90°, dicho codo se construyó con una malla de 5 millones de nodos.

La simulación completa tenía alrededor de 9 millones de nodos por lo que, el tiempo de cálculo se incrementó considerablemente. Para cada paso de tiempo, se resolvieron las ecuaciones del código cíclico y se guardaron los resultados del plano transversal a la salida del tubo; esta información se ingresó al código principal para resolver las ecuaciones del codo y así sucesivamente hasta el final de la simulación.

La simulación tardó 8 semanas en alcanzar el estado estacionario y se simuló otra semana para obtener las estadísticas de la simulación. La Figura 2.23 muestra los resultados de velocidad en un instante de tiempo; en el corte longitudinal se muestra la velocidad completamente desarrollada y en el corte transversal, se observa la velocidad a la salida del código cíclico (tubo), que es contemplado como el perfil de velocidad a la entrada del codo.

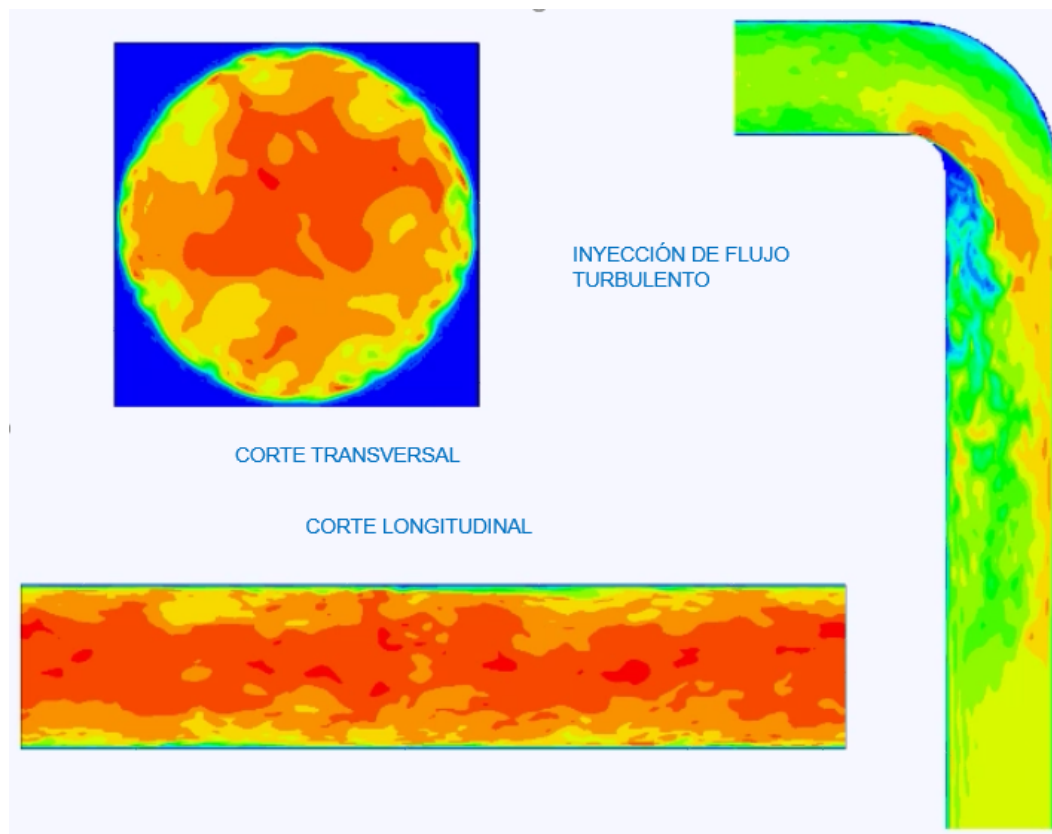


Figura 2.23: Resultados de la velocidad en un instante de la simulación del codo con flujo completamente desarrollado

La simulación se realizó en una super computadora perteneciente al Instituto de Ingeniería de la Universidad Nacional Autónoma de México (UNAM). El cluster cuenta con un procesador Intel Xeon E5-2670 v3 2.3 con 12 cores y 128GB en Ram, por lo que hubo suficientes recursos computacionales y aún así, el tiempo de simulación fue demasiado.

Con el tipo de código desarrollado, el comportamiento del fluido es muy similar al de la realidad y la cantidad de información obtenida es extremadamente detallada, pero para esta investigación se requería de la simulación de al menos otros 54 codos en los que se modificarían algunos parámetros y propiedades del fluido.

Por esta razón, se comenzó a trabajar con un programa comercial que resuelve simulaciones RANS, en las que el tiempo de cálculo es más corto y el flujo de vapor saturado se puede representar mediante una ecuación de estado. Las simulaciones del tipo RANS se utilizan ampliamente para resolver problemas industriales porque representan flujos turbulentos a través de geometrías complejas, la transferencia de calor y fenómenos asociados a reacciones químicas con una precisión muy buena.

CAPÍTULO 3

SIMULACIONES RANS

3.1. Ecuaciones de gobierno RANS

La técnica RANS se ha empleado en varios problemas industriales en los que el flujo turbulento en geometrías complejas ha sido muy bien representado [66]. El software comercial Ansys CFX utiliza el método de volumen finito y un esquema de segundo orden de alta resolución que asocia el movimiento del fluido con la presión (coupled solution algorithm). Las ecuaciones compresibles de continuidad y cantidad de movimiento son las siguientes:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j) = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij} - \rho \overline{u_i u_j}) \quad (3.2)$$

donde ρ es la densidad, u_i , u_j son el campo de velocidad (u , v , w); p es la presión, τ es el tensor de esfuerzos viscosos (incluyendo los esfuerzos normales y de corte).

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \quad (3.3)$$

μ es la viscosidad molecular, δ es la delta de Kronecker.

La ecuación de energía total se expresa de la siguiente manera:

$$\frac{\partial \rho h_{tot}}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j h_{tot}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} - \rho \overline{u_j h} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} [u_i (\tau_{ij} - \rho \overline{u_i u_j})] \quad (3.4)$$

donde h es la entalpía, T es la temperatura y λ es la conductividad térmica. Adicionalmente, los flujos turbulentos $\overline{\rho u_j h}$ y $\rho \overline{u_i u_j}$ (flujo de calor turbulento y tensor de esfuerzos de Reynolds, respectivamente) deben ser representados a partir de un modelo de turbulencia.

Por último, la formulación industrial de 1997 (IAPWS-IF97) se empleó como ecuación de estado para el vapor de agua.

La curva de saturación está descrita por medio de siguiente ecuación cuadrática implícita, la cual se resuelve con una presión de saturación (P_s) y una temperatura de saturación (T_s)

$$\beta^2 \vartheta^2 + n_1 \beta^2 \vartheta + n_2 \beta^2 + n_3 \beta \vartheta^2 + n_4 \beta \vartheta + n_5 \beta + n_6 \vartheta^2 + n_7 \vartheta + n_8 = 0 \quad (3.5)$$

donde

$$\beta = \left(\frac{P_s}{p^*} \right)^{0.25} \quad (3.6)$$

y

$$\vartheta = \frac{T_s}{T^*} + \frac{n_9}{(T_s/T^*) - n_{10}} \quad (3.7)$$

Considerando $p^*=1$ MPa y $T^*=1$ K, los coeficientes fueron descritos por Wanger et al. [88].

3.2. Modelo de turbulencia

El método $k - \varepsilon$ es un modelo semi-empírico que permite la descripción de las propiedades básicas de la turbulencia: energía cinética turbulenta (k) y la disipación turbulenta (ε) [68,89]. Las dos ecuaciones de transporte son las siguientes:

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \rho \varepsilon \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\varepsilon RNG}} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1 RNG} P_k - C_{\varepsilon 2 RNG} \rho \varepsilon) \quad (3.9)$$

En esta investigación las fuerzas de flotación no fueron consideradas debido a que las fuerzas viscosas son predominantes en este tipo de simulación. P_k es el tensor de producción turbulenta debido a las fuerzas viscosas y se modela

$$P_k = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \left(3\mu_t \frac{\partial u_k}{\partial x_k} + \rho k \right) \quad (3.10)$$

En diferentes investigaciones [20, 55, 56, 60, 62], se observó una mejor representación del flujo giratorio y de la separación del fluido en los codos de 90° con $k - \varepsilon RNG$. Este modelo se basa en una Re-Normalización de Grupo en las ecuaciones de promediadas de Navier Stokes [66]. El coeficiente $C_{\varepsilon 1 RNG}$ ya no es constante y se expresa a continuación:

$$C_{\varepsilon 1 RNG} = 1.42 - \frac{\eta \left(1 - \frac{\eta}{4.38} \right)}{1 + \beta_{RNG} \eta^3} \quad (3.11)$$

donde

$$\eta = \sqrt{\frac{P_k}{\rho C_{\mu RNG} \varepsilon}} \quad (3.12)$$

Los valores de los coeficientes de las ecs. 3.8–3.12 son $\sigma_{k RNG} = \sigma_{\varepsilon RNG} = 0.7179$, $C_{2\varepsilon RNG} = 1.68$, $\beta_{RNG} = 0.012$ y $C_{\mu RNG} = 0.085$, los cuales fueron definidos por Yakhot y Orszag [89]. Finalmente, el tensor de esfuerzos de Reynolds y el término de transferencia de calor turbulento están definidos en Ansys CFX [68] como:

$$-\overline{\rho u_i u_j} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \left(\rho k + \mu_t \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \quad (3.13)$$

$$-\overline{\rho u_i h} = \frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial h}{\partial x_i} \quad (3.14)$$

donde Pr_t es el número de Prandtl turbulento y μ_t es la viscosidad turbulenta. El modelo $k-\varepsilon$ RNG asume que la viscosidad turbulenta está vinculada con la energía cinética y disipación turbulenta, por medio de la siguiente relación:

$$\mu_t = \rho C_{\mu RNG} \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.15)$$

3.3. Modelo computacional

En las simulaciones numéricas realizadas en codos de 90° , la longitud de la tubería aguas arriba y aguas abajo varía entre 2 a 70 diámetros debido a la técnica de simulación utilizada y las características del fluido representado [51, 56, 58]. Por este motivo, se realizó un análisis de sensibilidad de las condiciones de frontera para definir las longitudes óptimas para nuestro modelo ($20 D$ en la tubería de entrada y $10 D$ en la tubería de salida).

La Figura 3.1 presenta un diagrama esquemático del modelo computacional utilizado en cada simulación. Se probaron diferentes longitudes para verificar que las condiciones de contorno no afectaran el flujo dentro del codo. Por lo tanto, los resultados seguirán siendo los mismos, incluso cuando las tuberías sean más largas. La longitud de la tubería aguas arriba se estableció en $20D$ (longitud suficiente para permitir un desarrollo completo del flujo) y la tubería aguas abajo fue de $10D$ (la condición de frontera en la salida no tiene influencia en los resultado del codo).

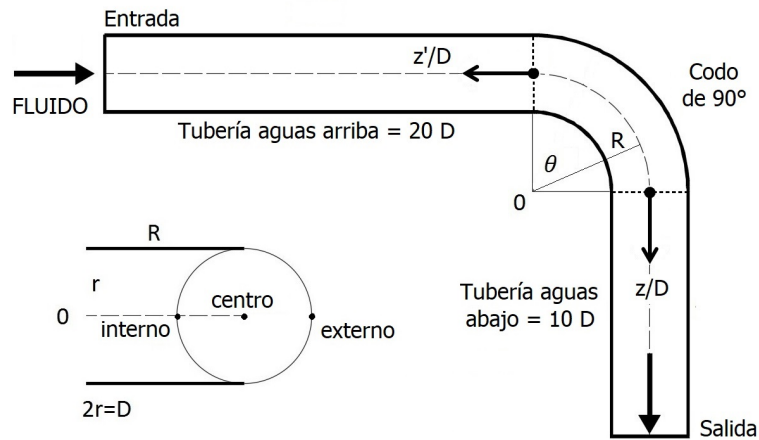


Figura 3.1: Diagrama esquemático del codo de 90° . Los cortes transversales en la tubería aguas arriba y aguas abajo están definidas mediante z'/D y z/D , respectivamente. En el codo se analizaron tres regiones (interno, centro y externo) en diferentes ángulos medidos a partir de la entrada del codo

La Figura 3.2 presenta el modelo computacional discretizado con una cuadrícula de elementos estructurados y hexaédricos, similar a Dutta et al. [58] pero con un número diferente de elementos debido a los cambios en las dimensiones y el número de Reynolds. La malla fue optimizada con un estudio de independencia de malla descrito en la Sección 5.1.1 donde se presentan resultados de un caso específico. La Figura 3.2a muestra que el refinamiento más importante se realizó en la región del codo. En la sección transversal, la malla fue más refinada en las paredes que en el centro de la tubería, este comportamiento se elaboró para satisfacer la condición de pared (Fig. 3.2b).

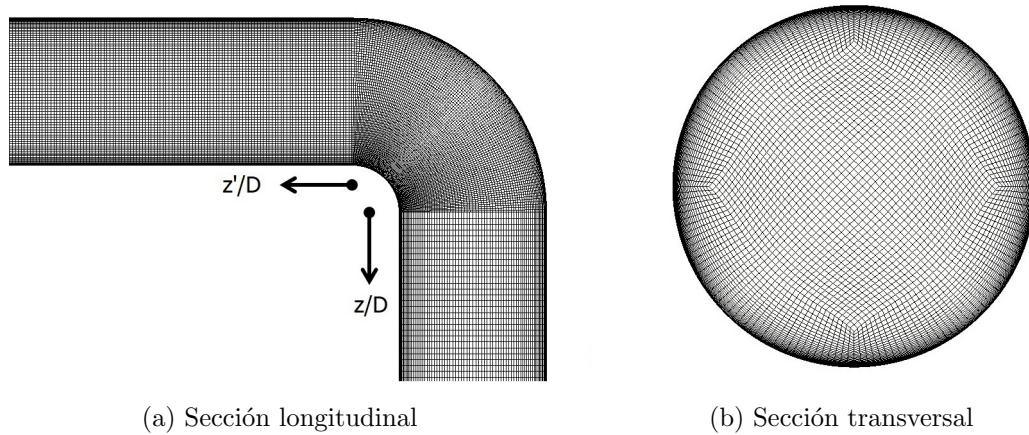


Figura 3.2: Distribución de la malla computacional

La Tabla 3.1 presenta los números de elementos estructurados establecidos después de los estudios de independencia de malla realizados para cada modelo donde se modificaron los diámetros y las relaciones de curvatura.

Tabla 3.1: Números de elementos estructurados establecidos después de los estudios de independencia de malla para cada modelo

Diámetro	C	Elementos	Diámetro	C	Elementos
1 m	1	6,132,000	0.5 m	1	3,415,301
	1.5	6,350,400		1.5	3,537,131
	2	6,568,800		2	3,654,900
0.8 m	1	3,894,528	0.4 m	1	3,780,480
	1.5	4,025,472		1.5	3,345,408
	2	4,160,640		2	3,476,352
0.6 m	1	3,565,056	0.3 m	1	1,996,896
	1.5	3,696,000		1.5	2,065,344
	2	3,835,392		2	2,133,792

3.4. Condiciones de frontera

Las condiciones de frontera son una parte esencial en la representación del flujo dentro de los codos simulados. Por eso, se desarrolló un estudio de sensibilidad de dichas condiciones. A la entrada de la tubería aguas arriba, se estableció una velocidad (w_{in}) y una temperatura (T_{in}) constante, características que definieron el número de Reynolds y la presión de referencia (P_{ref}). Además, se evaluó la intensidad turbulenta para flujos internos ($I = 0.16(Re)^{-1/8}$) a partir de k_{in} y ε_{in} [68].

$$k_{in} = \frac{3}{2}I^2U^2 \quad (3.16)$$

$$\varepsilon_{in} = \frac{k^{3/2}}{0.3D_h} \quad (3.17)$$

La condición de frontera en las paredes de la tubería fue considerada adiabática (no existe transferencia de calor entre el fluido y el ambiente), además de la condición de no deslizamiento. En los campos geotérmicos las tuberías que distribuyen el vapor se encuentran aisladas con recubrimientos para evitar pérdidas y cumplir con la condición adiabática, no obstante existe un poco de condensación de vapor que es extraído mediante una válvula automática conocida como trampa de vapor.

A la salida de la tubería aguas abajo, se estableció una condición de presión estática promedio (average static pressure) igual a cero, esta condición se usa en flujo subsónico y la presión no se mantiene constante en la región de salida, porque permite una variación siempre y cuando el valor se encuentre cercano a la presión estática especificada [68]. Normal a la superficie de salida, el gradiente de la velocidad se fijó en cero, de esta forma se direcciona el flujo y no se permite una mayor presión a la salida.

CAPÍTULO 4

VALIDACIÓN

4.1. Simulaciones con flujo de aire

La validación de la metodología de la representación del flujo a través de codos de 90° se realizó comparando diferentes estudios con flujo de aire; trabajo experimental [45] y trabajos numéricos [57, 58]. Además, se presentan los resultados obtenidos en la simulación de flujo incompresible y compresible a través de un codo de 90° con el mismo número de Reynolds (5.81×10^6) y relación de curvatura de 1.

4.1.1. Datos experimentales

El flujo de aire turbulento se representó numéricamente a través de un codo de 90° con $C=2$. Las características y dimensiones del codo fueron las mismas que en la investigación de Sudo et al. [45]. La velocidad establecida a la entrada de la tubería aguas arriba (w_{in}) fue de 8.7 m/s y el diámetro de 0.104 m.

La distribución de la presión dentro del codo es una de las principales variables de interés y se obtiene mediante el coeficiente de presión

$$C_p = \frac{2(p - p_0)}{\rho U^2} \quad (4.1)$$

La Figura 4.1 presenta la distribución del coeficiente de presión obtenida en el presente trabajo (*RNG*) y los resultados experimentales [45]. Los resultados se compararon en las 3 regiones de interés (interno, centro y externo) y se observó una gran similitud entre los resultados comparados.

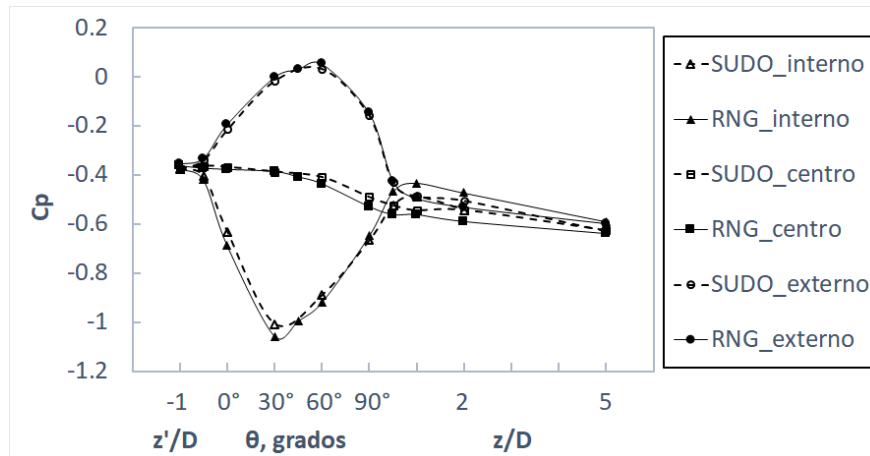


Figura 4.1: Distribución del coeficiente de presión de $z'/D = -1$ a $z/D = 5$. Comparación de los resultados obtenidos en esta investigación (*RNG*) y los datos experimentales (SUDO) [45]

Los perfiles de velocidad adimensionales (w/w_{in}) se compararon en diferentes secciones transversales ($z'/D = -1$ a $z/D = 5$). La Figura 4.2 muestra la gran similitud de los perfiles con los datos experimentales de Sudo et al. [45]. Sin embargo, algunas discrepancias aparecieron en la pared interna después del codo, lo que puede atribuirse al gradiente de presión adverso, el cual genera la separación del fluido. Es difícil percibir completamente los fenómenos dentro de la zona de recirculación debido al modelo de turbulencia y la función de la pared que se utilizaron en esta investigación.

La Figura 4.3 muestra los contornos de velocidad obtenidos en secciones transversales en diferentes ángulos del codo. Los vórtices de Dean se generaron debido a las fuerzas centrífugas acopladas con la mayor velocidad del fluido en la curva interna del codo. Este comportamiento es consistente con el trabajo de Kalpakli et al. [20]. Los vórtices de Dean se generaron a partir de 30 grados y permanecen presentes hasta la salida de la tubería aguas abajo (10D), éstos y los contornos de velocidad coincidieron con los datos experimentales [45].

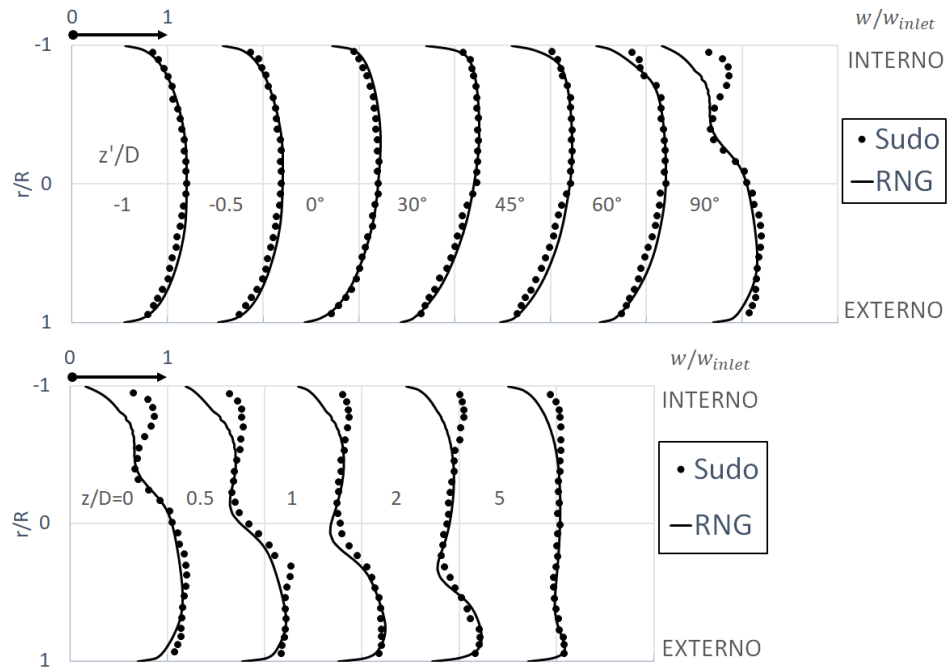


Figura 4.2: Perfiles de velocidad normalizados (w/w_{in}) de $z'/D = -1$ a $z/D = 5$. Comparación de los resultados obtenidos en esta investigación (*RNG*) y los datos experimentales (*SUDO*) [45]

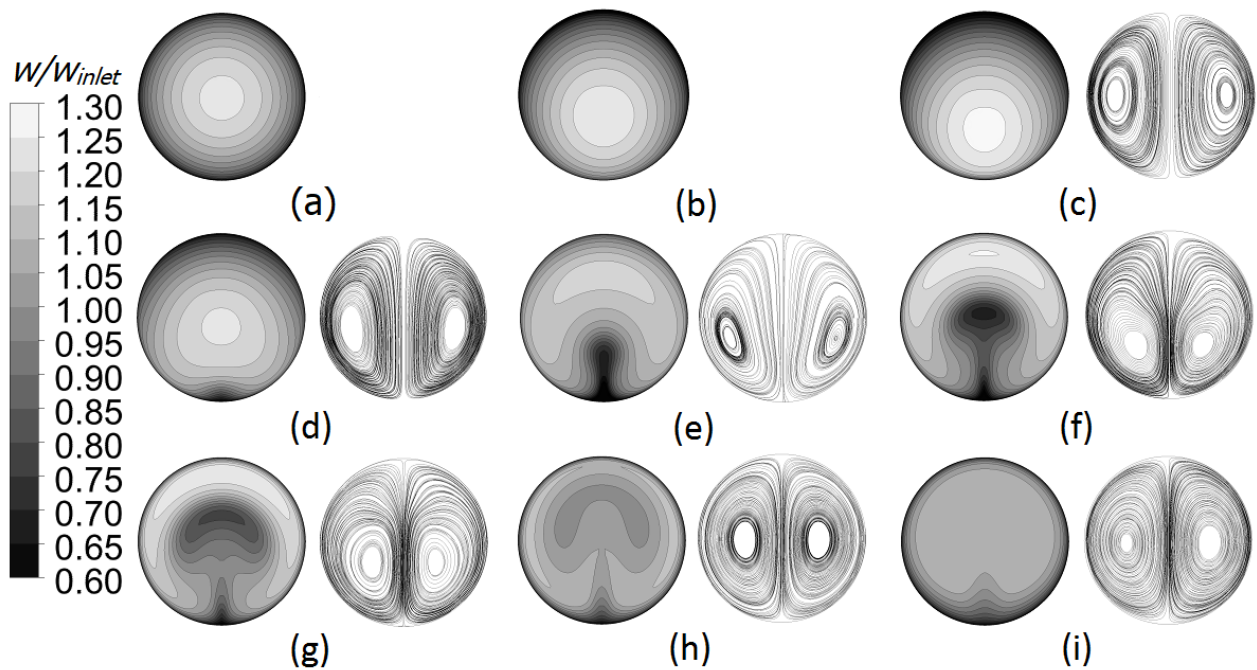


Figura 4.3: Perfiles de velocidad normalizados (w/w_{in}) de $z'/D = -1$ a $z/D = 5$ similares a los datos experimentales (*SUDO*) [45]

4.1.2. Datos numéricos

El segundo caso representado numéricamente se basó en los estudios realizados por Dutta et al. [57,58] en los cuales se simuló flujo de aire turbulento ($1-10 \times 10^5$) en codos de 90° con diferentes relaciones de curvatura (1-5). El diámetro del codo fue de 0.104 m y las propiedades termodinámicas del aire se consideraron a temperatura ambiente (25°).

La comparación de los codos de 90° con relaciones de curvatura 1 y 2 se realizó únicamente para el máximo y mínimo número de Reynolds ($Re = 1 \times 10^5$ y 10×10^5), ya que estas características son similares a las utilizadas en los campos geotérmicos [22,34,35].

Los perfiles de velocidad se analizaron en diferentes ángulos del codo, los cuales fueron normalizados con la velocidad de entrada correspondiente al número de Reynolds (w/w_{in}). La Figura 4.4 muestra la comparación de los perfiles de velocidad de los codos con $C=1$, estos perfiles son similares a los de Dutta et al [57], pero la separación del fluido genera una zona de recirculación en la pared interna donde el flujo es extremadamente inestable y complejo [54,58].

La Figura 4.5 muestra los perfiles de velocidad de los codos de 90° con $C=2$, normalizados con los mismos números de Reynolds. Para esta relación de curvatura, existe una separación de flujo pero no se genera una zona de recirculación a la salida del codo. Por esta razón, los perfiles de velocidad tuvieron una mejor aproximación en todos los ángulos con relación a los datos numéricos [57].

La Figura 4.6 presenta el contorno de la velocidad en el plano transversal del modelo donde se muestra el punto de la separación del fluido y la región de bajas velocidades cerca de la pared interna. Los resultados muestran que a la salida del codo, la velocidad disminuyen drásticamente al compararse con la velocidad en el centro de la tubería, pero no se genera recirculación del fluido.

La Figura 4.7a muestra los perfiles de velocidad de diferentes trabajos numéricos (LES y RANS). Dichos perfiles se obtuvieron a la salida del codo y muestran el mismo comportamiento y tendencia. Sin embargo, en comparación con los datos experimentales de Sudo et al. [57], se observó una diferencia aproximada del 30 % con los datos numéricos en la región $-0.5 < r/R < -0.3$ (pared interna). La Figura 4.7b muestra la ampliación de la región antes mencionada y se observó que todos los resultados numéricos predicen velocidades menores, posiblemente por el gradiente de velocidad o el fluido está muy perturbado por lo que es difícil capturar estos fenómenos numéricamente y/o experimentalmente.

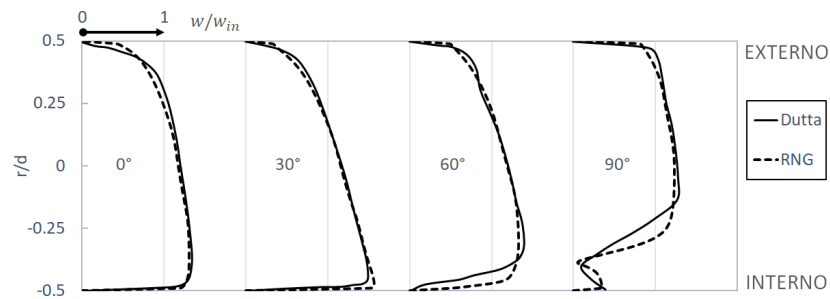
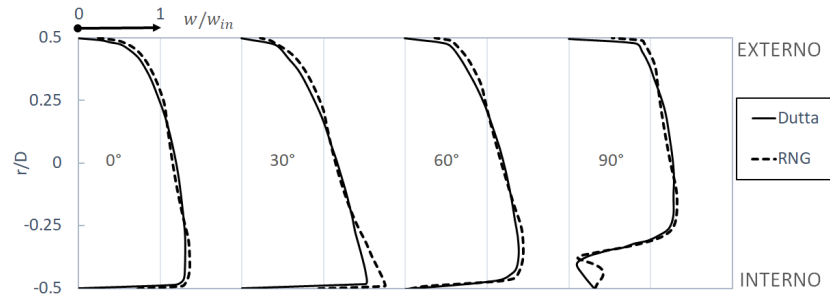
(a) $Re=1 \times 10^5$ (b) $Re=10 \times 10^5$

Figura 4.4: Perfiles de velocidad (w/w_{in}) a diferentes ángulos dentro del codo. Comparación de la presente simulación (RNG) con los resultados numéricos de Dutta et al. [57] para $C=1$

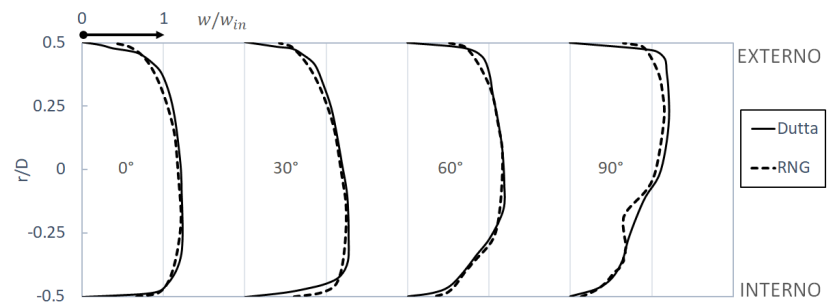
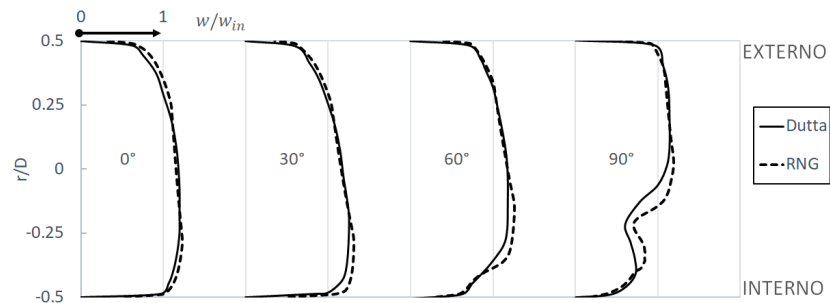
(a) $Re=1 \times 10^5$ (b) $Re=10 \times 10^5$

Figura 4.5: Perfiles de velocidad (w/w_{in}) a diferentes ángulos dentro del codo. Comparación de la presente simulación (RNG) con los resultados numéricos de Dutta et al. [57] para $C=2$

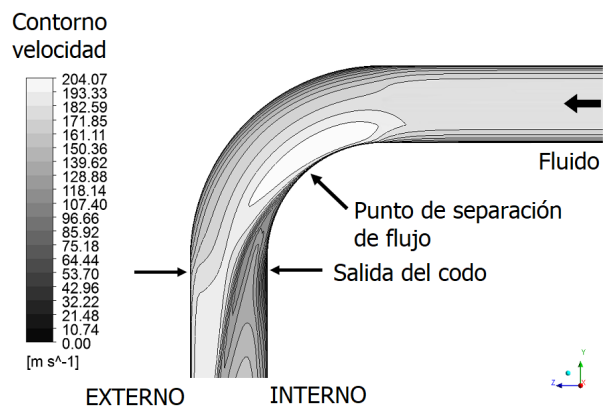
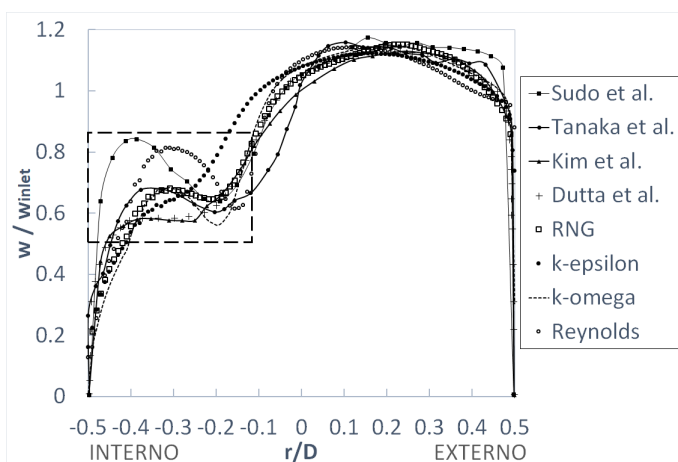
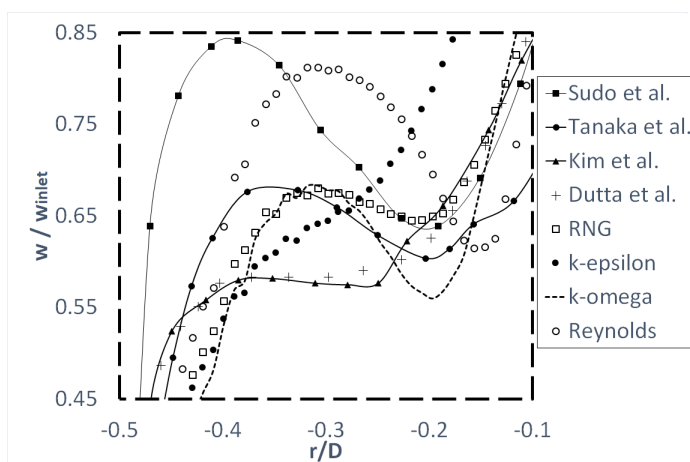


Figura 4.6: Contornos de velocidad en una sección transversal del codo de 90° con $C=2$ y $Re=60000$



(a) Diferentes perfiles de velocidad (LES y RANS)



(b) Ampliación de los perfiles de velocidad cerca de la pared interna

Figura 4.7: Comparación de los perfiles de velocidad a la salida del codo de 90° con $C=2$ y $Re=60000$

4.1.3. Flujo incompresible y compresible

En la última parte de la validación, se compararon los resultados de dos simulaciones numéricas con flujo turbulento ($Re=5.81 \times 10^5$) a través de un codo de 90° de diferentes fluidos: aire (incompresible) y vapor (compresible).

Las propiedades del flujo de aire se consideraron a condiciones ambiente (25° y $P_{in}=0.1$ MPa), mientras que para el flujo de vapor se usaron las condiciones operativas de una planta de energía geotérmica ($P_{in}=0.8$ a 1.2 MPa).

La Figura 4.8 muestra la comparación de la distribución de la presión a lo largo del codo de los dos fluidos, donde se observó un ligero aumento en la amplitud del 4.7% para el caso compresible. También se observó un mayor gradiente de presión en la pared interna, estos resultados causaron un comportamiento diferente en la tubería aguas abajo. La posición de los punto máximo y mínimo en los dos fluidos se observaron a 30° y 60° , lo cual concuerda con el trabajo desarrollado por Tan et al. [54].

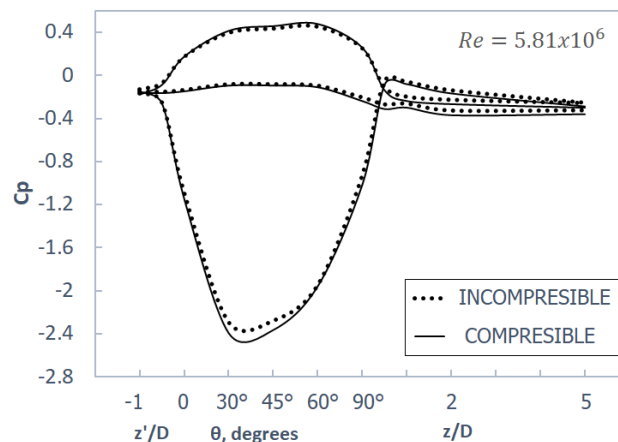


Figura 4.8: Coeficiente de presión a lo largo del codo con $C=1$ y $Re=5.81 \times 10^6$ para flujo de aire y vapor

La Figura 4.9 presenta los perfiles de velocidad normalizados en diferentes ángulos a lo largo del codo. El desprendimiento de la capa límite aparece desde 60° . Los puntos de separación de flujo son diferentes en para cada fluido y la zona de recirculación que se genera en el flujo compresible más grande.

Derivado de los resultados anteriores, se concluyó que los efectos compresibles se atribuyen principalmente a las altas presiones simuladas, por lo cual es necesario usar un método apropiado para la representación de las propiedades termodinámicas (una ecuación de estado correcta o las tablas de propiedades termodinámicas).

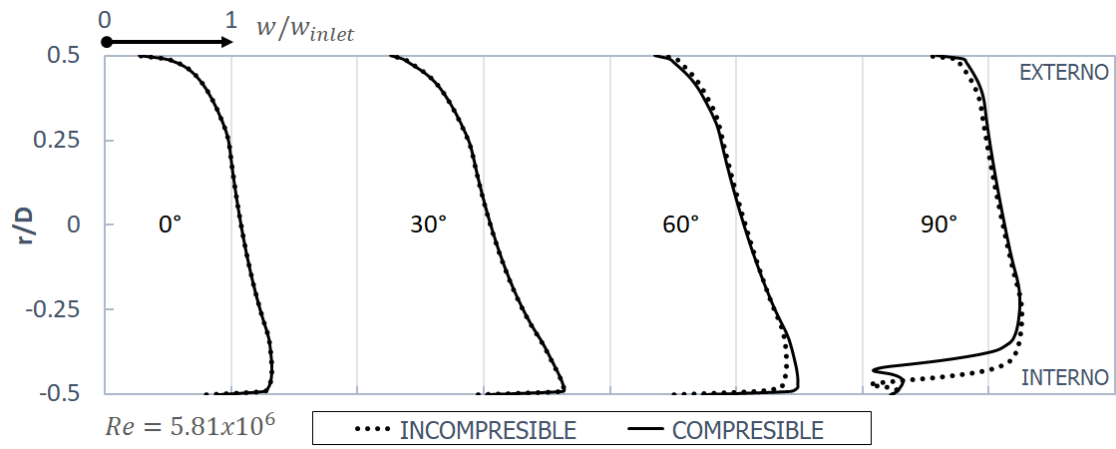


Figura 4.9: Perfiles de velocidad normalizados a diferentes ángulos a lo largo del codo para flujo incompresible y compresible con $C=1$ y $Re=5.81 \times 10^6$

CAPÍTULO 5

RESULTADOS

5.1. Simulaciones con flujo de vapor

El flujo de vapor saturado a través de codos de 90° se simuló con diferentes diámetros (0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.8 y 1.0 m) y relaciones de curvatura (1, 1.5 y 2). Además, se consideraron tres presiones de referencia (0.8, 1.0 y 1.2 MPa), temperaturas (171, 180 y 188°C) y densidades (4.16, 5.14 y 6.12 kg/m³), respectivamente. Estas propiedades termodinámicas del vapor se obtuvieron con la formulación IAPWS-IF97 y en cada simulación se estableció un flujo másico de 20 kg/s, de modo que el número de Reynolds varió en un rango de 1.66-5.81x10⁶.

5.1.1. Estudio de independencia de malla

Para cada simulación representada se elaboró un estudio de independencia de malla variando la cantidad de elementos utilizados en la discretización del modelo (alta, media y baja). De esta manera se buscó la obtención de resultados aceptables con la menor cantidad de recursos computacionales y tiempo.

En la zona de recirculación, donde el flujo tiene mayor fluctuación, se estableció un punto de monitoreo para observar el comportamiento de la velocidad, presión, temperatura y densidad (Fig. 5.1).

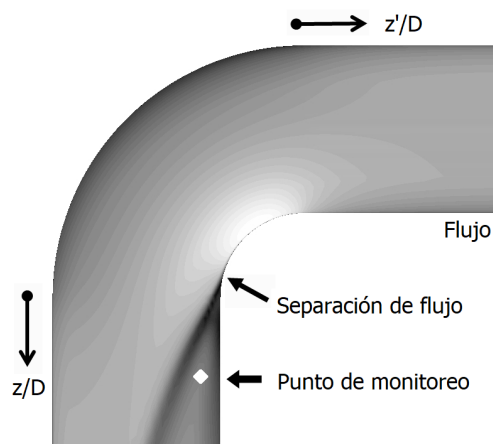


Figura 5.1: El punto de monitoreo se estableció dentro de la zona de recirculación

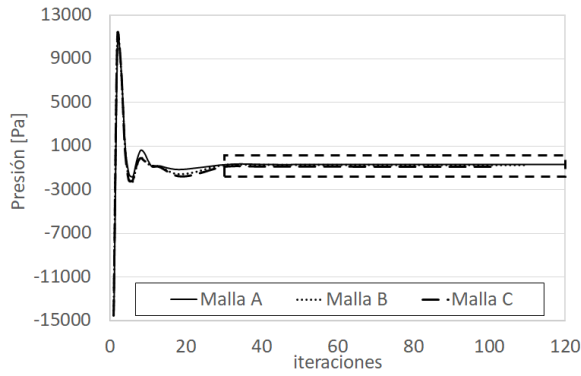
Los mayores gradientes se presentaron en la simulación del codo de 90° con $Re=5.81 \times 10^6$, $P_{ref}=0.8$ MPa y $C=1$; en este caso el número de elementos utilizados para la discretización del codo aparecen en la Tabla 5.1.

Tabla 5.1: Números de elementos empleados en el estudio de independencia de malla para el caso con $Re=5.81 \times 10^6$, $P_{ref}=0.8$ MPa y $C=1$

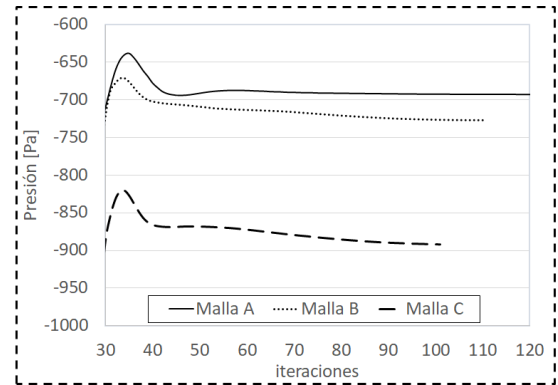
	Malla A	Malla B	Malla C
No. de elementos	2,189,862	1,996,896	1,674,816

La Figura 5.2a muestra el comportamiento de la presión en el punto de monitoreo durante toda la simulación. Inicialmente, el valor de la presión sufrió cambios considerables hasta aproximadamente 40 iteraciones, después el valor de la presión permaneció constante. La Figura 5.2b presenta una ampliación en la que se observa la diferencia entre los valores de presión obtenidos con cada malla; la malla C es la primera en terminar, seguida de la malla B y finalmente la malla A.

Las Figuras 5.3, 5.4 y 5.5 muestran los resultados de velocidad, densidad y temperatura en el punto de monitoreo. De la misma manera, cada figura muestra el comportamiento obtenido durante toda la simulación, además de una extensión donde se observa el valor específico de cada variable dependiendo de la malla utilizada.

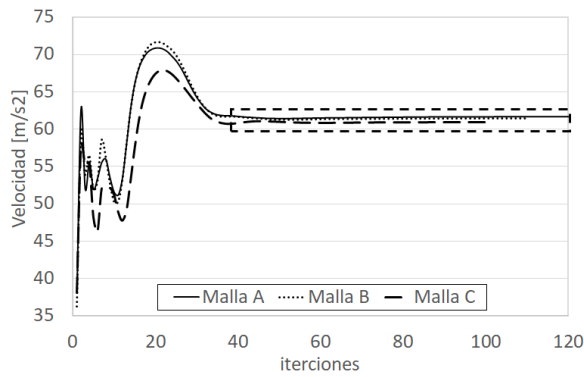


(a) Datos de la simulación completa

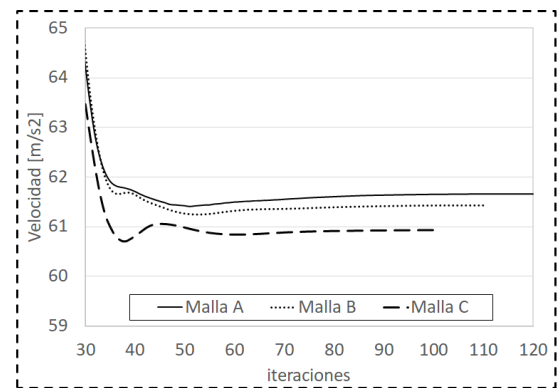


(b) Ampliación de la región final de la simulación

Figura 5.2: Presión en el punto de monitoreo para el codo de 90° con $C=1$, $Re=5.81 \times 10^6$ y $P_{ref} = 0.8$ MPa

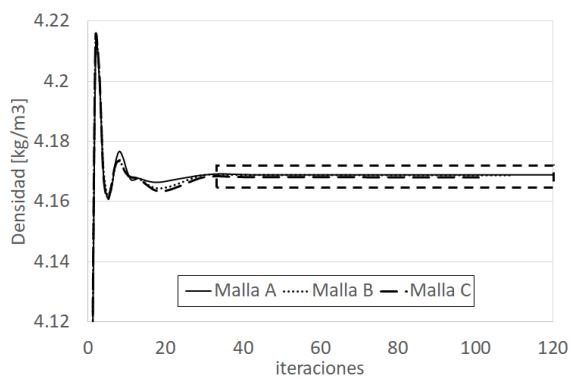


(a) Datos de la simulación completa

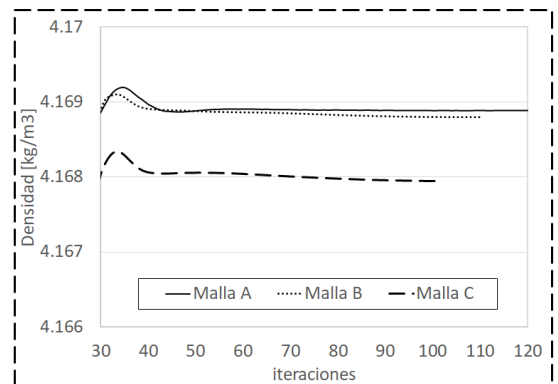


(b) Ampliación de la región final de la simulación

Figura 5.3: Velocidad en el punto de monitoreo para el codo de 90° con $C=1$, $Re=5.81 \times 10^6$ y $P_{ref} = 0.8$ MPa



(a) Datos de la simulación completa



(b) Ampliación de la región final de la simulación

Figura 5.4: Densidad en el punto de monitoreo para el codo de 90° con $C=1$, $Re=5.81 \times 10^6$ y $P_{ref} = 0.8$ MPa

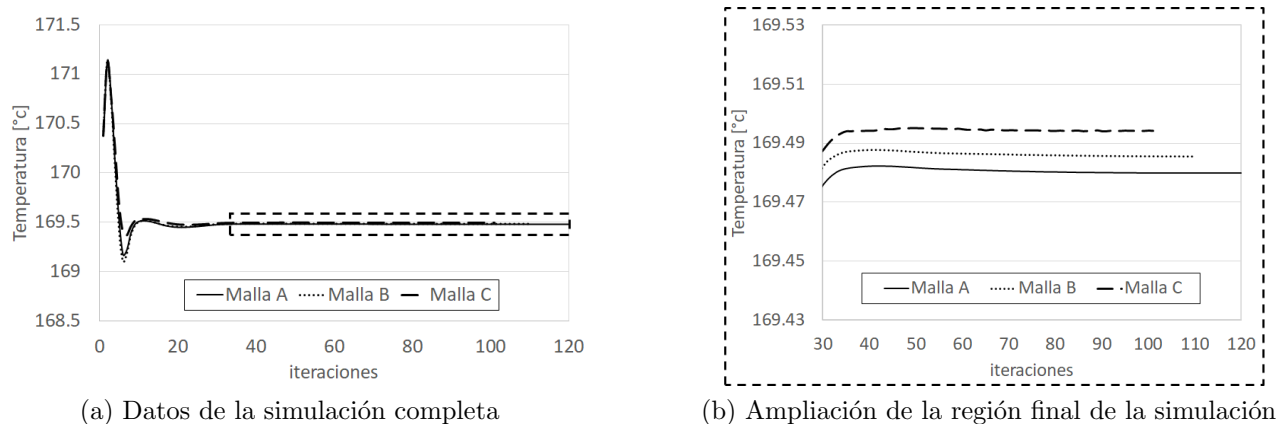


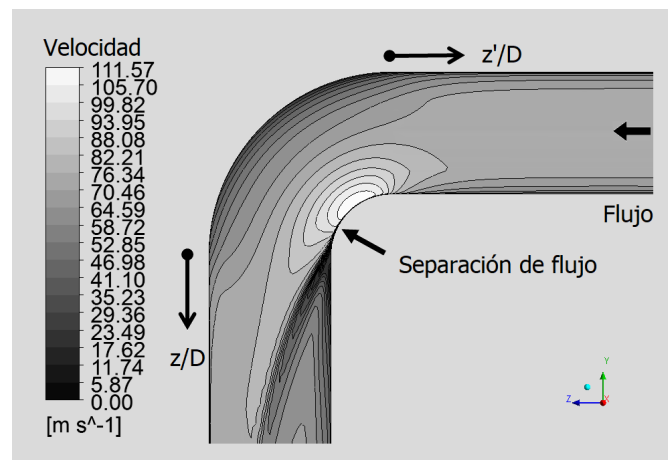
Figura 5.5: Temperatura en el punto de monitoreo para el codo de 90° con $C=1$, $Re=5.81 \times 10^6$ y $P_{ref}=0.8$ MPa

Los resultados observados con la malla B fueron muy similares a los obtenidos con la malla A. De esta manera, la malla B se eligió como óptima porque presentó buena precisión y reducía el tiempo de cálculo en un 9.1 % utilizando los mismos recursos computacionales. Este mismo procedimiento se llevó a cabo para establecer la malla óptima de cada modelo simulado.

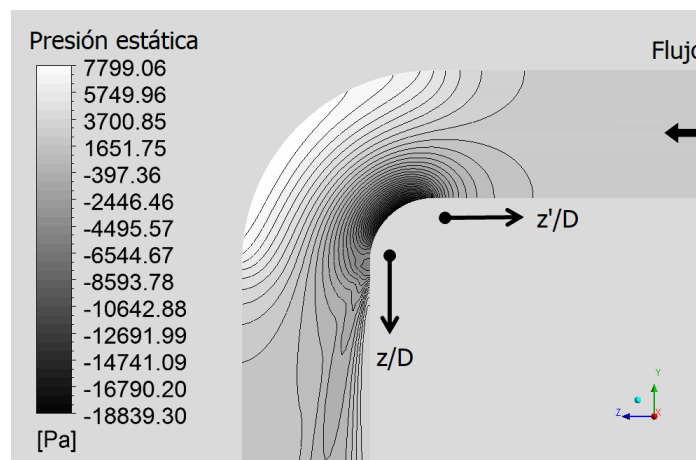
5.1.2. Contorno de velocidad y presión

El comportamiento del vapor dentro de los codos fue muy similar en todos los casos representados; el perfil de velocidad turbulento permanece constante hasta un diámetro antes del codo. A la entrada del codo, el vapor se acelera cerca de la pared interna debido al gradiente de presión favorable y también se alcanzó la máxima velocidad. Por otra parte, el fluido disminuye su velocidad gradualmente hacia la pared externa del codo. Este comportamiento es idéntico al obtenido en las investigaciones realizadas con flujo de aire [45, 58].

La región de alta presión está asociada con la región de baja velocidad y viceversa. Los gradientes más grandes de velocidad y presión se observaron para el caso con $D=0.3$ m, $P_{ref}=0.8$ MPa y codo con $C=1$ (Fig. 5.6). En la salida del codo, se presenta la separación del flujo y la reducción drástica de la velocidad a valores muy cercanos a cero (Fig. 5.6a). Con estas características, el número de Mach alcanza un valor de 0.22 y el aumento de la caída de presión podría atribuirse a los bajos efectos compresibles dentro de los codos de 90° .



(a) Contorno de velocidad

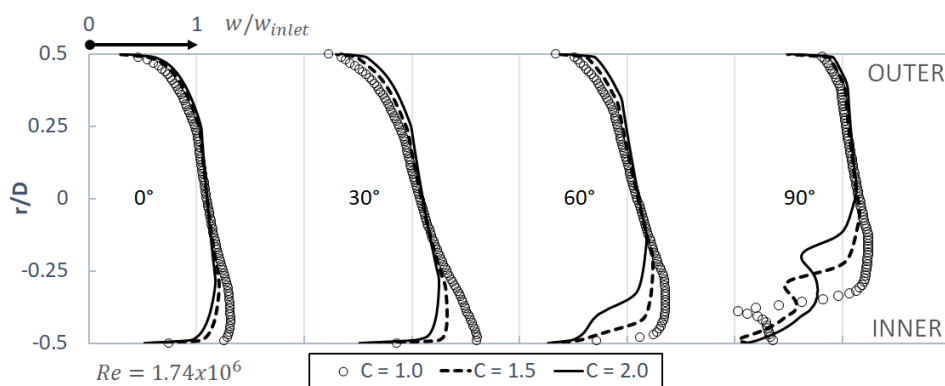


(b) Contorno de la presión estática

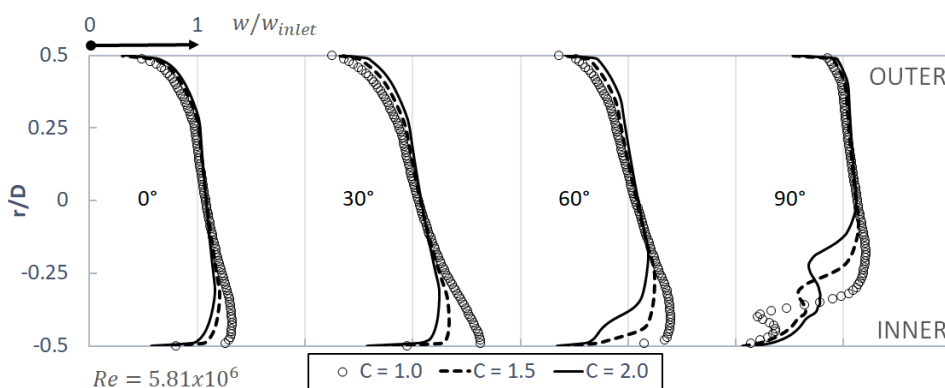
Figura 5.6: Resultados de la simulación con $P_{ref} = 0.8$ MPa, $D = 0.3$ m y $C = 1$ ($Re = 5.81 \times 10^6$)

La Figura 5.7 muestra los perfiles de velocidad normalizados (w/w_{in}) en diferentes ángulos, estos resultados se obtuvieron de dos números de Reynolds (1.74 y 5.81×10^6) y la variación de la relación de curvatura (1 , 1.5 y 2). Los perfiles indican que no hay dependencia con el número de Reynolds en este rango específico, pero los perfiles están fuertemente modificados por la relación de curvatura, principalmente en la pared interna. A la salida del codo (90°) con $C = 1$, la separación del fluido modifica los perfiles de velocidad cerca de la pared interna a medida que aumenta el número de Reynolds, porque el flujo es muy complejo en la zona de recirculación (Fig. 5.7).

Los resultados de la distribución de presión de los diferentes modelos se normalizaron con la presión de referencia resultante de cada número de Reynolds (p/P_{ref}). La tendencia fue la misma, excepto en la salida de los codos donde se observaron fluctuaciones de presión que desaparecieron diámetros después en la tubería agua abajo ($6D$). En esta investigación, la caída de presión (ΔP) considerada en cada codo tomó en cuenta: pérdidas generadas por el codo y las fluctuaciones que se generan después de los codos, como se observa en la Fig. 5.8 [18, 90].



(a) $Re=1.74 \times 10^6$ con $C=1, 1.5$ y 2



(b) $Re=5.81 \times 10^6$ con $C=1, 1.5$ y 2

Figura 5.7: Perfiles de velocidad normalizados a diferentes ángulos a lo largo del codo

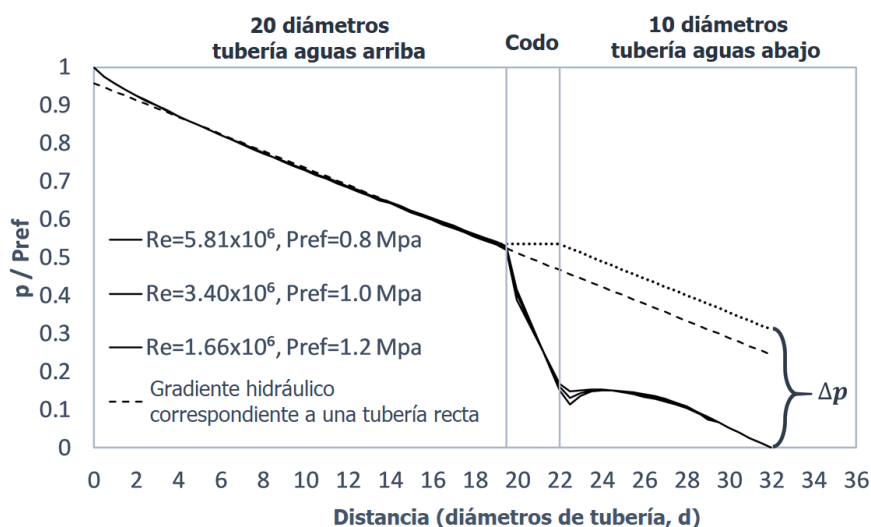


Figura 5.8: Distribución de la presión adimensional de los diferentes números de Reynolds en los codos de 90° con $C=1$. La caída de presión total (ΔP) en cada codo fue considerada de la entrada del codo a $z/D=6$, donde se alcanzó el gradiente hidráulico para tubería recta

Las Figuras 5.9a y 5.9b muestran la distribución de la presión de los modelos con diferentes presiones de referencia (0.8, 1.0 y 1.2 MPa) y relaciones de curvatura (1, 1.5 y 2), los cuales se normalizaron con $P=0.8$ MPa. Los resultados indican que la caída de presión más baja en los codos con $C=1$ ocurrió para 1.2 MPa, esta caída de presión aumentó un 19.35 % para 1.0 MPa y 48.88 % para 0.8 MPa. Para la relación de la curvatura, la menor caída de presión se presentó en los codos con $C=2$, aumentando un 15 % para $C=1.5$ y 81.46 % para $C=1$.

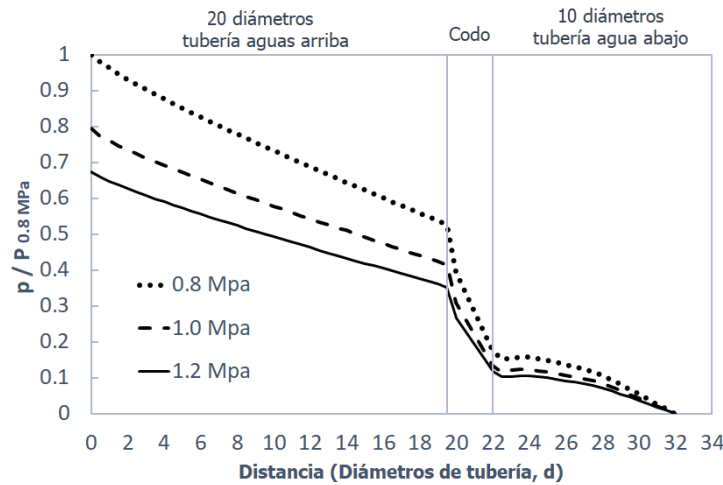
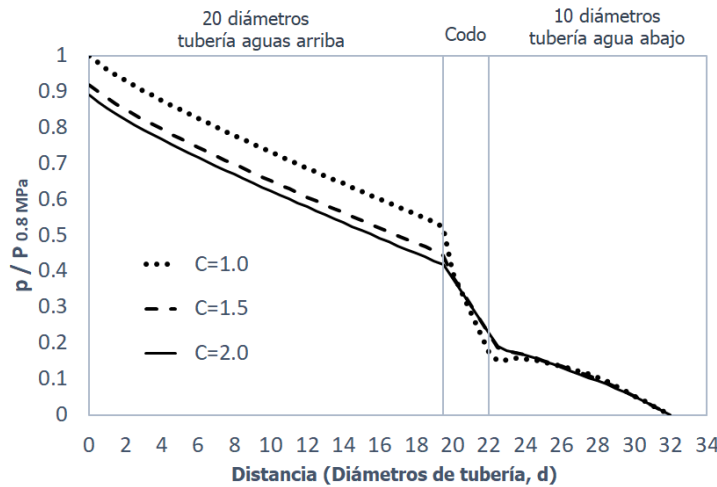
(a) $p=0.8, 1.0$ y 1.2 MPa con $C=1$ (b) $C=1, 1.5, 2$ con $p=0.8$ Mpa

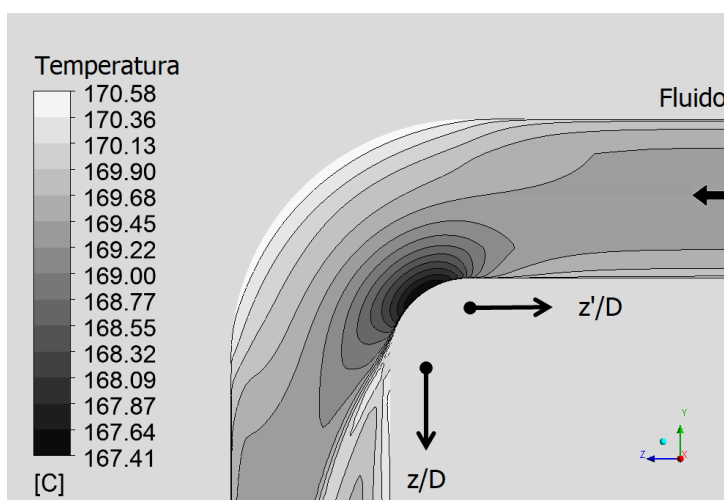
Figura 5.9: Distribución de presión ($p/P_{ref}=0.8$ MPa) a lo largo de las tuberías con diferentes presiones de referencia y relaciones de curvatura)

La zona de recirculación aparece sólo en los codos con $C=1$, lo que genera mayores gradientes de presión y velocidad. Además, para los codos con estas características se observa un aumento en la presión (curvatura negativa) la cual se normaliza después en la tubería aguas abajo ($6D$). Para los codos con $C=1.5$ y 2 , no existe aumento de la presión a la salida de los codos (curvatura negativa), por lo tanto, la caída de presión únicamente disminuye (Fig. 5.9).

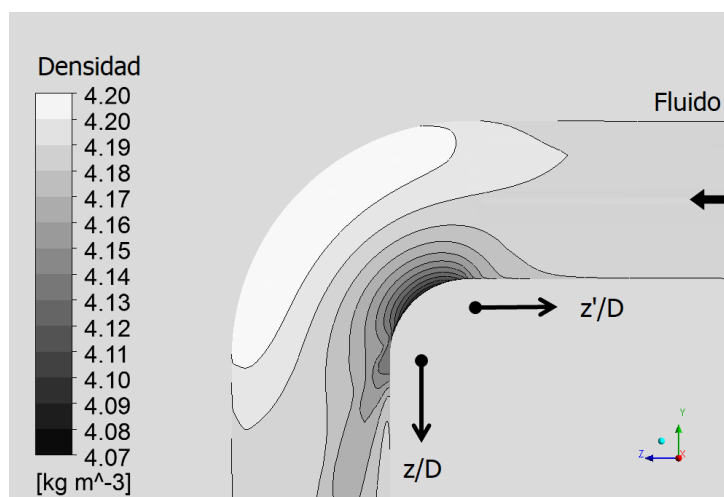
5.1.3. Contornos de temperatura y densidad

Los gradientes de temperatura están relacionados con la distribución de la velocidad en el codo. La región de baja temperatura está ubicada en la pared interna del codo y a medida que se acerca a la pared externa, la temperatura aumenta gradualmente. A la salida del codo, se generó un ligero aumento en la temperatura (0.5 - 1.0°C) causado por la zona de recirculación.

La distribución de la densidad es similar a la distribución de la temperatura en el codo y la zona de recirculación. El resultados de densidad y temperatura del codo de 90° con $D=0.3$ m, $C=1$ y $P_{ref}=0.8$ MPa se presenta en la Fig. 5.10. Los efectos compresibles en el caso antes mencionado son pequeños, pero el Mach alcanzado fue de 0.22, lo que probablemente provocó los cambios en la densidad y la temperatura dentro del codo.



(a) Contorno de Temperatura



(b) Contorno de Densidad

Figura 5.10: Resultados de la simulación con $D=0.3$ m, $P_{ref}=0.8$ MPa y $C=1$ ($Re=5.81 \times 10^6$)

5.2. Coeficiente de resistencia

Para el flujo de vapor a través de los diferentes codos, se obtuvo el coeficiente de resistencia en cada caso simulado (*RNG*) y se comparó con los calculados utilizando las ecuaciones encontradas en la literatura (Eqs. 1.3–1.6).

La Figura 5.11 muestra la comparación de los coeficientes de resistencia con diferentes números de Reynolds. Estos resultados se obtuvieron de los codos con $C=1, 1.5$ y 2 y una $P_{ref}=0.8$ MPa. En cada relación de curvatura, las predicciones de las Ecs. 1.3 – 1.5 fueron mucho mayores que los resultados obtenidos en las simulaciones numéricas, incluso en la Fig. 5.11c no se agregó el resultado de la Ec. 1.5 porque el valor fue de alrededor de 0.425 y se alejó demasiado del resto.

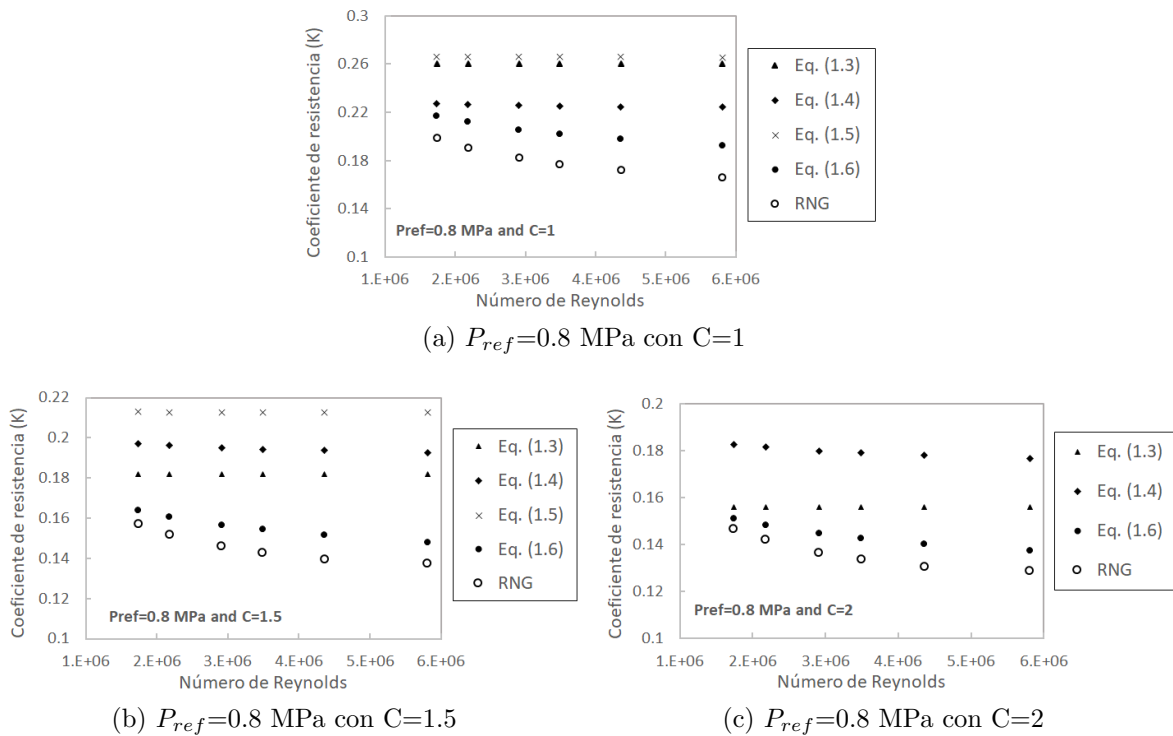
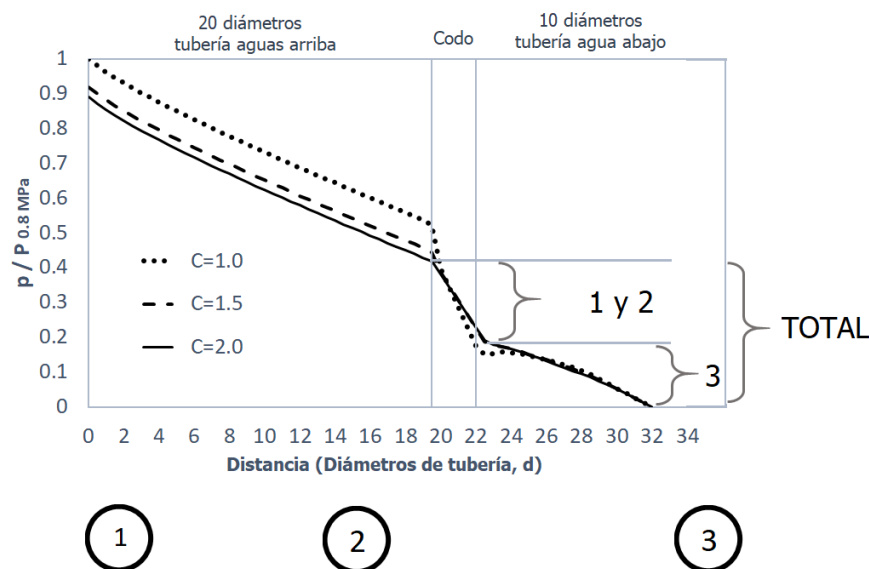


Figura 5.11: Comparación del coeficiente de resistencia en codos de 90° obtenidos mediante las diferentes ecuaciones de la literatura y los datos numéricos (*RNG*)

La Ecuación 1.6 mostró una gran similitud y tendencia con nuestros resultados (*RNG*) en las tres relaciones de curvatura. Por esta razón, está ecuación de se consideró como la base de una nueva ecuación que ajustaría ambos resultados mediante algunos factores de corrección.

La caída de presión en los codos de 90° propuesta por Rennels y Hudson [44] la dividieron en tres factores: fricción, flujo secundario y separación de fluido. Por otra parte, la caída de presión obtenida en cada codo simulado se dividió en la pérdida ocasionada por el codo y la disminución de la presión en la tubería aguas abajo.

Para la generación de los factores de corrección, la caída de presión obtenida en cada codo simulado se atribuyó a la fricción y al flujo secundario, los cuales son los términos 1 y 2 de la Ec. 1.6. El término 3 de dicha ecuación, se consideró con la disminución de la presión ocasionadas por las fluctuaciones en la tubería aguas abajo (Fig. 5.12).



$$K = 1.5708fC + \frac{(0.10 + 2.4f)\sin(45^\circ)}{Fc1} + \frac{6.6f(\sqrt{\sin(45^\circ)} + \text{sen}(45^\circ))}{Fc2 * C^2}$$

Figura 5.12: La caída de presión de los codos 90° (*RNG*) se dividió en los mismos factores de la ecuación de Rennels y Hudson [44]

El cálculo de la caída de presión debida al término de fricción se obtiene de manera similar en las ecuaciones presentadas en este trabajo. Por lo tanto, el término 1 se consideró de la misma manera que en la ecuación de Rennels y Hudson [44]. De modo que, la caída de presión del codo (dato de simulación) menos el término 1 se atribuyó al flujo secundario en el codo (término 2).

Una vez que se separaron los términos, se obtuvo la proporción que ajustó los resultados y se calcularon los factores $Fc1$ y $Fc2$ para la nueva ecuación modificada.

$$K = 1.5708fC + \frac{(0.10 + 2.4f)\sin(45^\circ)}{Fc1} + \frac{6.6f\left(\sqrt{\sin(45^\circ)} + \sin(45^\circ)\right)}{Fc2 * (C)^2} \quad (5.1)$$

Los valores de $Fc1$ y $Fc2$ para cada relación de curvatura están definidos en la Tabla 5.2

Tabla 5.2: Factores de corrección de la ecuación modificada 5.1

C	Fc1	Fc2
1	1.4	0.991
1.5	1.134	1
2	1.098	1

La Figura 5.13 muestra los resultados de la ecuación de Rennels y Hudson [44], *RNG* (simulación) y los obtenidos con la nueva ecuación modificada, esta última muestra buena coincidencia con los datos numéricos en cada relación de curvatura.

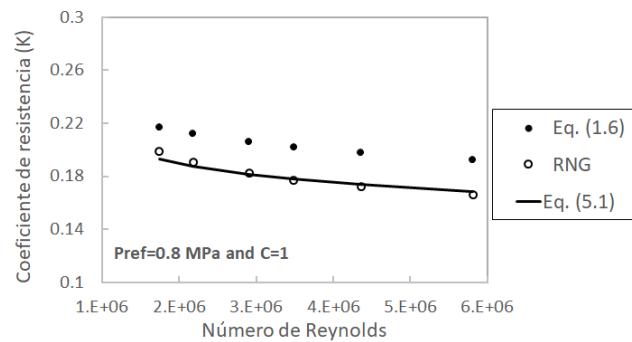
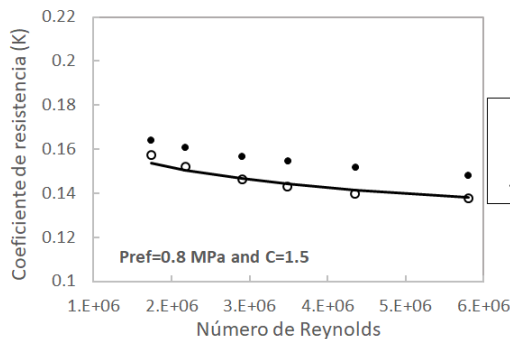
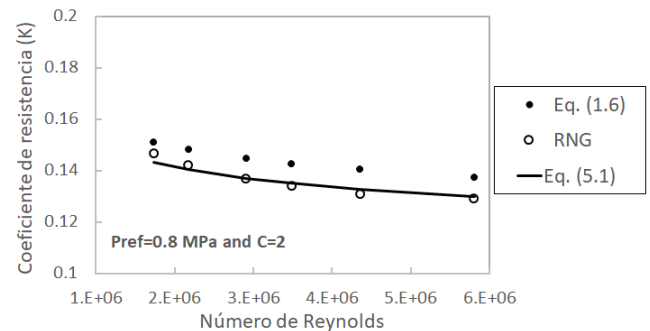
(a) $P_{ref}=0.8$ MPa con $C=1$ (b) $P_{ref}=0.8$ MPa con $C=1.5$ (c) $P_{ref}=0.8$ MPa con $C=2$

Figura 5.13: Coeficientes de resistencia de la ecuación de Rennels y Hudson [44], datos numéricos (*RNG*) y la nueva ecuación modificada

5.3. Planta geotérmica

La simulación del flujo de vapor en redes de tuberías geotérmicas ha sido estudiada ampliamente con diferentes programas unidimensionales [22, 34–38]. Cada programa tiene diferentes ecuaciones para resolver el flujo de vapor en tubería rectas, pero los resultados son similares al predecir la presión, velocidad y calidad del vapor, por lo que siguen siendo utilizados.

Por otra parte, los componentes de pérdidas menores son importantes en la composición de las redes de tuberías y estos elementos se evalúan frecuentemente con las Ecs. 1.3 y 1.4 en los programas unidimensionales. Estas ecuaciones se han desarrollado para dimensiones y características específicas, como el diámetro y el números de Reynolds. Por lo tanto, al evaluar los componentes de pérdidas menores de las redes de tuberías geotérmicas con las ecuaciones anteriores, se pierde la eficiencia o se sobreestima la caída de presión porque se extrapolaron los valores para los cuales se desarrollaron.

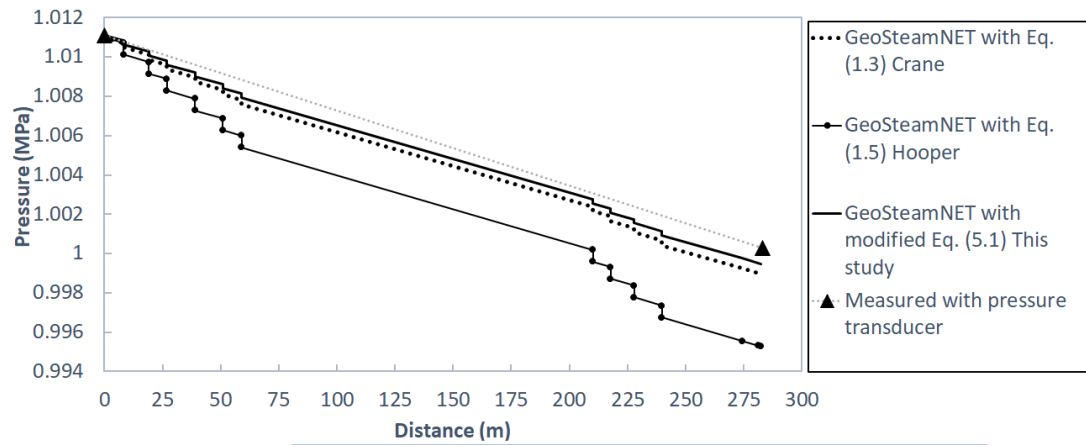
Las distintas ecuaciones para el cálculo del coeficiente de resistencia se agregaron al código GeoSteam.Net para desarrollar una simulación del transporte de vapor en un segmento del campo geotérmico Los Azufres ubicado a 90 Km al noreste de la ciudad de Morelia, Michoacán [34]. La documentación y las mediciones a lo largo del ducto principal U-7 de la planta eléctrica (zona sur del campo geotérmico) ha sido realizada por algunos autores [34, 35].

La presión se midió con un transductor Omega PX01-C1 con un valor de FS de $\pm 0.05\%$ (suministrado por el fabricante), que se conectó a un panel digital PD41. Ambos se calibraron con una balanza de pesos muertos con un rango de medición entre 0.068–1.378 MPa (10-200 psi), con una incertidumbre de 0.1 %.

El segmento de la red de tuberías de los Azufres se ingresó al código GeoSteam.Net [65]. Esta red consistió de 11 tuberías rectas y 10 codos de 90° que alcanzaron una longitud de 283 m. Para realizar la simulación numérica, se consideró una presión de entrada de 1010.99 kPa y un flujo másico de 15.7 kg/m^3 . Estas condiciones iniciales y las características de la tubería fueron similares a las medidas en la investigación de Martínez-Estrella [34].

La Figura 5.14 muestra los resultados de la caída de presión obtenida con las diferentes ecuaciones de los codos de 90° agregadas al código GeoSteam.Net [65]. Estos resultados se compararon con la caída de presión medida en el campo geotérmico [34], observando que la mejor coincidencia se encontró con nuestros resultados (Eq. 5.1) con una diferencia máxima de 7.59 %.

Por otra parte, las ecuaciones ampliamente usadas en programas unidimensionales (Ecs. 1.3 y 1.4) mostraron una diferencia de 11.23 % y 13.73 %, respectivamente. Finalmente, la Ec. 1.5 mostró una diferencia de 45.22 %, dicho resultado fue el más alejado con los datos medidos.



	Transducer	Eq (5.1)	Eq (1.3)	Eq (1.4)	Eq (1.5)	Eq (1.6)
Δp (Pa)	10824	11646	12039	12310	15719	11805
$\frac{ \Delta p_{exp} - \Delta p }{\Delta p_{exp}}$	-	7.59	11.23	13.73	45.22	9.06

Figura 5.14: Presión medida en el segmento de la planta geotérmica Los Azufres [34] y los resultados obtenidos con el código GeoSteam.Net [65] usando diferentes ecuaciones para representar los codos de 90°

La Tabla 5.3 muestra los coeficientes de resistencia obtenidos con las ecuaciones 1.3–1.6 y 5.1 para los codos 90°, en los cuales se modificó la relación de curvatura (1 y 2) y se tomaron en cuenta condiciones de la simulación del campo geotérmico Los Azufres. Los resultados mostraron que las Ecs. 1.3– 1.5 sobreestiman el valor del coeficiente de resistencia en cada codo de 90°. Para C=2, encontramos diferencias entre 18.4 a 211 % y para C=1, las diferencias fueron entre 24.4 a 48.8 %.

Tabla 5.3: Coeficiente de resistencia para los codos 90° a las condiciones operativas de la planta geotérmica Los Azufres

Coeficiente de resistencia	Modificada Ec. 5.1	Ec. 1.3 [41]	Ec. 1.4 [42]	Ec. 1.5 [43]	Ec. 1.6 [44]
C=2	0.1368	0.162	0.1925	0.4256	0.1446
error %	—	18.42	40.72	211.11	5.7
C=1	0.1814	0.27	0.2257	0.2658	0.2055
error %	—	48.84	24.42	46.53	13.29

CAPÍTULO 6

CONCLUSIONES

Las simulaciones numéricas de flujo de vapor turbulento ($Re = 1.66 - 5.81 \times 10^6$) en los codos de 90° con diferentes relaciones de curvatura (1, 1.5 y 2) se realizaron utilizando la técnica RANS y el modelo de turbulencia $k - \varepsilon$. Las simulaciones fueron desarrolladas con el software comercial ANSYS CFX, el cual evalúa las propiedades termodinámicas del vapor saturado en las condiciones operativas de la planta de energía geotérmica a través de la formulación IAPWS-IF97.

La metodología desarrollada para la representación de flujo en los codos de 90° se validó comparando los perfiles de velocidad y el coeficiente de presión en diferentes secciones transversales a lo largo del codo, obteniendo una buena concordancia con datos experimentales [45] y simulaciones numéricas [57, 58]. También se observaron cambios en los perfiles de velocidad, en la presión y los puntos de separación del fluido al compararse un flujo de vapor (compresible) con un flujo de aire (incompresible).

Para el flujo de vapor a través de los codos de 90° , los perfiles de velocidad y el coeficiente de presión tuvieron una influencia mínima con el número de Reynolds pero una influencia significativa con la relación de curvatura. La caída de presión es mayor en los codos con una relación de curvatura de 1 debido al aumento en los gradientes de presión y velocidad generados por la zona de recirculación. Como resultado, la caída de presión en las redes de tuberías de vapor puede verse afectada por el uso de codos con una relación de curvatura de 1 y 2 [34, 35].

Los resultados del flujo de vapor saturado (velocidad, presión, temperatura y densidad) mostraron que la caída de presión aumentó a medida que disminuía la presión de referencia, al igual que cuando la relación de curvatura disminuye.

La ecuación modificada 5.1 se utilizó en el código GeoSteam.Net [65] para el calcular el coeficiente de resistencia de los codos de 90° , mostrando una buena aproximación con los datos medidos con un transductor de presión. Esta ecuación logró la mejor predicción con una diferencia de 7.59 %, mientras que las ecuaciones de la literatura empleadas en simuladores unidimensionales mostraron diferencias entre 11.23 a 45.22 %.

Trabajo futuro

Como trabajo futuro, se necesita de la simulación o evaluación de los otros componentes de pérdidas menores que intervienen en las redes de tuberías como válvulas o cambios de diámetro. Estos componentes deberían ser representados a las condiciones operativas de las plantas de energía geotérmica para obtener la caída de presión y establecer la diferencia con las correlaciones para flujo incompresible. Las nuevas correlaciones ayudarán a una mejor representación de campos geotérmicos disminuyendo la descarga de vapor sin utilizarse a la atmósfera.

En los campos geotérmicos, un elemento llamado Omega se usa para contener la expansión y/o contracción térmica en las tuberías. Este elemento consta de tres tuberías rectas y cuatro codos de 90° conectados a corta distancia, de modo que el vapor que sale del primer codo no se desarrolla completamente antes de ingresar al segundo codo y ese comportamiento ocurre hasta el cuarto codo. Por esta razón, es necesario simular el elemento Omega para saber qué sucede con la caída de presión y el coeficiente de resistencia. Posiblemente se podría generar un coeficiente de resistencia global para los cuatro codos.

APÉNDICE A

ARTÍCULO PUBLICADO

El artículo se envió a Journal of Fluids Engineering perteneciente a The American Society of Mechanical Engineers.

En esta revista se difunde información técnica de mecánica de fluidos para el interés de investigadores o diseñadores.

Gran parte de los artículos publicados en esta revista cuentan con resultados analíticos, numéricos o experimentales

La publicación derivada de la investigación presentada en esta tesis lleva como nombre “Computational Fluid Dynamic Modeling to Determine the Resistance Coefficient of a Saturated Steam Flow in 90 Degree Elbows for High Reynolds Number”, la cual se presenta a continuación

Juan C. López-López¹

Instituto de Ingeniería,
Universidad Nacional Autónoma de México,
Circuito Escolar s/n,
Ciudad Universitaria,
Delegación Coyoacán,
CDMX, C.P. 04510, México;
Gerencia de Geotermia,
Instituto Nacional de Electricidad y
Energías limpias,
Ave. Reforma 113,
Col. Palmira,
Cuernavaca, Mor. 62490, México
e-mail: jlopezl@ingen.unam.mx

Martín Salinas-Vázquez

Instituto de Ingeniería,
Universidad Nacional Autónoma de México,
Circuito Escolar s/n,
Ciudad Universitaria,
Delegación Coyoacán,
CDMX, C.P. 04510, México
e-mail: msalinasv@ingen.unam.mx

Mahendra P. Verma

Gerencia de Geotermia,
Instituto Nacional de Electricidad y
Energías limpias,
Ave. Reforma 113,
Col. Palmira,
Cuernavaca, Mor. 62490, México
e-mail: mahendra@ineel.mx

William Vicente

Instituto de Ingeniería,
Universidad Nacional Autónoma de México,
Circuito Escolar s/n,
Ciudad Universitaria,
Delegación Coyoacán,
CDMX, C.P. 04510, México
e-mail: wvicenter@ingen.unam.mx

Iván F. Galindo-García

Gerencia de Simulación,
Instituto Nacional de Electricidad y
Energías limpias,
Ave. Reforma 113,
Col. Palmira,
Cuernavaca, Mor. 62490, México
e-mail: igalindo@inel.mx

Computational Fluid Dynamic Modeling to Determine the Resistance Coefficient of a Saturated Steam Flow in 90 Degree Elbows for High Reynolds Number

The pressure drop in 90 deg elbows under the operating conditions of geothermal power plants in Mexico is studied using the computational fluid dynamics model. The elbow resistance coefficient was calculated for a steam flow with high Reynolds numbers ($1.66\text{--}5.81 \times 10^6$) and different curvature ratios (1, 1.5, and 2). The simulations were carried out with the commercial software ANSYS CFX, which considered the Reynolds-averaged Navier–Stokes (RANS) compressible equations and the renormalization group (RNG) $k\text{--}\epsilon$ turbulence model. First, the methodology was validated by comparing the numerical results (velocity and pressure) with published data of airflow (25°C , 0.1 MPa) with high Reynolds numbers. Then, scenarios with different diameters (0.3–1.0 m) and conditions of the working fluid (0.8–1.2 MPa) were simulated to obtain velocity, pressure, density, and temperature profiles along the pipeline. The temperature and density gradients combined with the compressible effects achieved in the 90 deg elbows modified the flow separation, pressure drop, and resistance coefficient. Based on the resistance coefficient, factors were generated for a new equation, which was integrated into Geosteam-Net to calculate the pressure drop in a pipeline at the Los Azufres geothermal power plant. The difference with the data measured by a pressure transducer was 7.59%, while the equations developed for water or air showed differences between 11.23% and 45.22%. [DOI: 10.1115/1.4043495]

Introduction

Fluid transport in pipeline networks is important in contemporary engineering due to its industrial applications in the oil, gas, nuclear, chemical, and geothermal industries [1–3]. In geothermal energy plants, it is necessary to have extensive knowledge of steam transport, which is complex, as it depends on the size of each element of the pipeline network, the composition and thermodynamic properties of fluid, and the friction factor, which involves viscosity, roughness, velocity, and pipe fittings (elbow, valve, expansion–reduction, etc.) [4,5].

The pressure drop in straight pipes is predominantly associated with friction effects; while the pressure drop in an elbow is a combination of friction, secondary flows, and flow separation [1], these effects were represented by dimensionless parameters, such as the characteristic length (L/D), resistance coefficient (K), and friction factor (f) [6].

For an incompressible flow, the resistance coefficient as a function of the curvature ratio ($C = R/D$) is given by the equations frequently found in the literature:

The Crane equations [7]

$$C = 1, K = 20f; \quad C = 1.5, K = 14f; \quad C = 2, K = 12f \quad (1)$$

where f is the friction factor for turbulent flow ($0.6 > D > 0.015$ m).

¹Corresponding author.

Contributed by the Fluids Engineering Division of ASME for publication in the JOURNAL OF FLUIDS ENGINEERING. Manuscript received November 5, 2018; final manuscript received April 5, 2019; published online May 8, 2019. Assoc. Editor: Praveen Ramaprabhu.

The Idelchik equation [8]

$$K = K_{loc} + 0.0175\alpha f C \quad (2)$$

where K is the total resistance coefficient, $K_{loc} = 0.21/\sqrt{C}$ for the 90 deg elbow, α is the angle, and f is the friction factor. Both equations are widely used in one-dimensional codes for analysis in pipeline networks [4,9,10].

Hooper's the Two- K method [11]

$$K = \frac{K_1}{Re} + K_\infty \left(1 + \frac{1}{D}\right) \quad (3)$$

where $K_1 = 800$ for 90 deg elbow, $K_\infty = 0.25$ for $C = 1$, $K_\infty = 0.2$ for $C = 1.5$, $K_\infty = 0.4$ for $C = 2$, and D is the internal diameter in inches ($80 > D > 0.2$ in.).

The Rennels and Hudson equation obtained for smooth pipes [12]

$$K = f\alpha C + (0.10 + 2.4f)\text{sen}\left(\frac{\alpha}{2}\right) + \frac{6.6f \left(\sqrt{\text{sen}\left(\frac{\alpha}{2}\right)} + \text{sen}\left(\frac{\alpha}{2}\right) \right)}{(C)^{\frac{4\alpha}{\pi}}} \quad (4)$$

where α is the angle of the elbow in radians. Equation (4) considers friction loss in the first term, secondary flow in the second term, and flow separation in the last term [12]. These equations have been developed with a flow of water or air under ambient conditions (25 °C, 0.1 MPa), elbow dimensions (D and C), and Reynolds numbers of less than 10^5 and do not take into account changes in the thermodynamic properties of the fluid. However, the characteristics of saturated steam in a geothermal power plant ($P = 0.8\text{--}1.2$ MPa and $T = 170\text{--}188$ °C) are completely different [4]. Therefore, when these equations are used in the geothermal steam codes, the pressure drop in the elbows is overestimated by up to 100% compared to those reported experimentally.

Recently, the study of turbulent flow in 90 deg elbows has been performed experimentally [13–15] or by numerical simulations, which consist of three approaches: direct numerical simulation (DNS), large eddy simulation (LES), and Reynolds-averaged Navier–Stokes (RANS). Using DNS, Huttli and Friedrich [16] and Noorani et al. [17] simulated fully developed flow in a straight and curved pipe with low Reynolds number (1.1×10^4), showing root-mean-square) fluctuations, velocity contours, and the behavior of Dean vortices.

Tanaka et al. [18] used the LES technique to investigate the water flow characteristics in 90 deg elbows with the laminar ($Re = 7 \times 10^2$) and turbulent ($Re = 6.7 \times 10^6$) regimes and different curvature ratio (1, 2, and 3), and considered the standard Smagorinsky model using a wall function law. Similarly, Rütten et al. [19] determined that the vortex separations formed on the inner pipe wall for conditions with a turbulent flow ($Re = 5 \times 10^3\text{--}2.7 \times 10^4$) and $C = 1$, which resulted in unsteady flow and oscillation of the Dean vortices. Eguchi et al. [20] visualized the pressure fluctuations and essential hydraulic quantities in a short elbow with $Re = 1.2 \times 10^6$. In both reports, the simulation results were validated by experimental data. Tan et al. [21] combined LES with the characteristic-based split scheme and simulated turbulent flow ($Re = 6 \times 10^4$) in a 90 deg elbow with $C = 1$ and 2. The results showed significant changes in the pressure coefficient (C_p), which were caused by the curvature ratio; this behavior was also validated with experimental results.

Nevertheless, RANS simulations have become more relevant because of their ability to accurately represent the flow behavior in elbows with high Reynolds numbers [22–31], while the LES and DNS simulations require higher computational cost and time. Dutta and Nandi [24] investigated the dependency of flow pattern and swirling secondary flow in 90 deg elbows with different

Reynolds numbers ($1\text{--}10 \times 10^5$) and curvature ratios (1–5). In another study [28], the researchers showed the dependency of pressure distribution and resistance coefficients for the same values of Re and C .

The characterization of secondary flow generated in a 90 deg elbow with airflow at ambient conditions and Reynolds numbers from $5 \times 10^4\text{--}2 \times 10^5$ was represented by Kim et al. [22] using 11 different turbulence models. The results were compared with laser Doppler anemometer measurements and demonstrated good accuracy and stability in the predictions of the $k\text{--}\epsilon$ renormalization group (RNG) model.

In this study, the pressure drop was numerically represented in 90 deg elbows ($C = 1, 1.5, \text{ and } 2$) with a saturated steam flow under different conditions ($Re = 1.66\text{--}5.81 \times 10^6$). Numerical simulations were performed with the CFX-ANSYS software, and the thermodynamic properties of the steam were taken into account using the IAPWS-IF97 formulation. Finally, a modified equation was proposed for the 90 deg elbow resistance coefficient, which has been implemented in the steam transport code for geothermal pipeline networks (GeoSteam.Net [32]), and the validation was done using the measurements made in a segment of the pipeline network of the geothermal field Los Azufres.

Numerical Method

Governing Equations. The RANS technique has been used in various industrial problems and has yielded good agreement in the representation of turbulent flows with complex geometries [33]. The ANSYS CFX software uses a finite volume and a second-order high-resolution scheme, coupling the movement of fluid with pressure (coupled solver). The compressible continuity and momentum equations are the followings:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j) = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\tau_{ij} - \rho \overline{u_i u_j}) \quad (6)$$

where ρ is the density; u_i and u_j are the velocity field (u, v, w); p is the pressure; τ is the molecular stress tensor (including both normal and shear components of the stress)

$$\tau_{ij} = 2\mu_m S_{ij} = \mu_m \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \quad (7)$$

μ_m is the molecular viscosity; S_{ij} is the strain rate tensor; and δ_{ij} is the Kronecker delta.

The total energy equation is expressed as

$$\frac{\partial \rho h_{tot}}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j h_{tot}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} - \rho \overline{u_j h} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} [u_i (\tau_{ij} - \rho \overline{u_i u_j})] \quad (8)$$

where h is enthalpy, T is temperature, and λ is thermal conductivity. Additional turbulent flux terms such as $\rho u_j \overline{h}$ and $\rho \overline{u_i u_j}$ (turbulent heat flux and Reynolds stress tensor, respectively) must be modeled from a turbulent model, and the IAPWS-IF97 formulation was used as the state equation for steam.

The saturation line is described with an implicit quadratic equation with saturation pressure (P_s) and the saturation temperature (T_s) as

$$\beta^2 \vartheta^2 + n_1 \beta^2 \vartheta + n_2 \beta^2 + n_3 \beta \vartheta^2 + n_4 \beta \vartheta + n_5 \beta + n_6 \vartheta^2 + n_7 \vartheta + n_8 = 0 \quad (9)$$

where

$$\beta = (p_s/p^*)^{1/4} \quad (10)$$

and

$$\vartheta = \frac{T_s}{T^*} + \frac{n_9}{(T_s/T^*) - n_{10}} \quad (11)$$

Considering $p^* = 1$ MPa and $T^* = 1$ K and the coefficients n_1 – n_{10} are described by Wagner et al. [34].

Turbulence Model. The standard k – ε method is a semi-empirical model that allows the description of basic turbulent properties: turbulent kinetic energy (k) and dissipation rate (ε) [35,36]. The two transport equations are

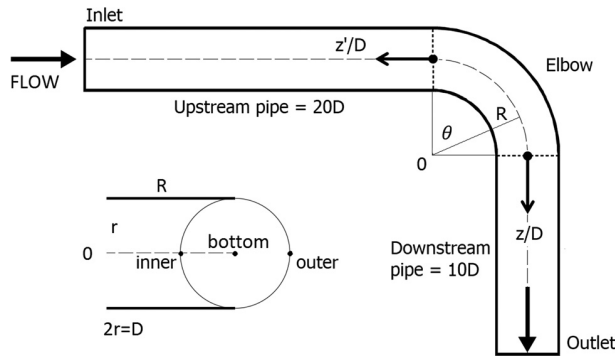


Fig. 1 Schematic diagram of the 90 deg elbow. Cross sections in the upstream and downstream pipes are defined by z'/D and z/D , respectively. In elbows, three regions (inner, bottom, and outer) were analyzed at different angles from the inlet elbow.

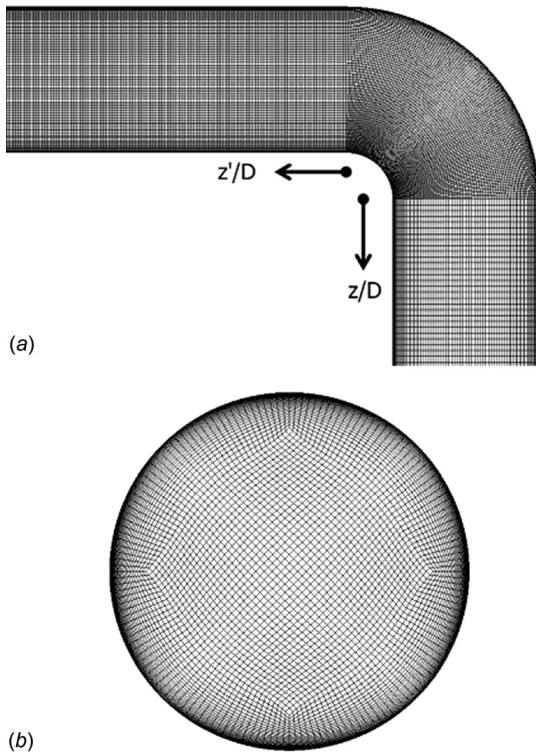


Fig. 2 Computational grid distribution: (a) longitudinal section and (b) cross section

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \rho \varepsilon \quad (12)$$

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\varepsilon \text{RNG}}} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1 \text{RNG}} P_k - C_{\varepsilon 2 \text{RNG}} \rho \varepsilon) \quad (13)$$

Buoyancy forces are not considered in this work. P_k is the turbulence production tensor due to viscous forces and is modeled as

$$P_k = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \left(3\mu_t \frac{\partial u_k}{\partial x_k} + \rho k \right) \quad (14)$$

In order to have a better representation of swirling flow and fluid separation in elbows, k – ε RNG was adopted. This model is based on RNG analysis of the Reynolds-averaged Navier–Stokes equations [35]. The new $C_{\varepsilon 1 \text{RNG}}$ coefficient is not a constant and is expressed as

$$C_{\varepsilon 1 \text{RNG}} = 1.42 - \frac{\eta \left(1 - \frac{\eta}{4.38} \right)}{1 + \beta_{\text{RNG}} \eta^3} \quad (15)$$

where

$$\eta = \sqrt{\frac{P_k}{\rho C_{\mu \text{RNG}} \varepsilon}} \quad (16)$$

The coefficient values in Eqs. (12)–(16) are $\sigma_{k \text{RNG}} = \sigma_{\varepsilon \text{RNG}} = 0.7179$, $C_{\varepsilon 2 \text{RNG}} = 1.68$, $\beta_{\text{RNG}} = 0.012$, and $C_{\mu \text{RNG}} = 0.085$, as

Table 1 Structured elements established after a grid independence study for each simulation

Simulations with saturated steam flow					
Diameter	C	Elements	Diameter	C	Elements
1 m	1	6,132,000	0.5 m	1	3,415,301
	1.5	6,350,400		1.5	3,537,131
	2	6,568,800		2	3,654,900
0.8 m	1	3,894,528	0.4 m	1	3,780,480
	1.5	4,025,472		1.5	3,345,408
	2	4,160,640		2	3,476,352
0.6 m	1	3,565,056	0.3 m	1	1,996,896
	1.5	3,696,000		1.5	2,065,344
	2	3,835,392		2	2,133,792

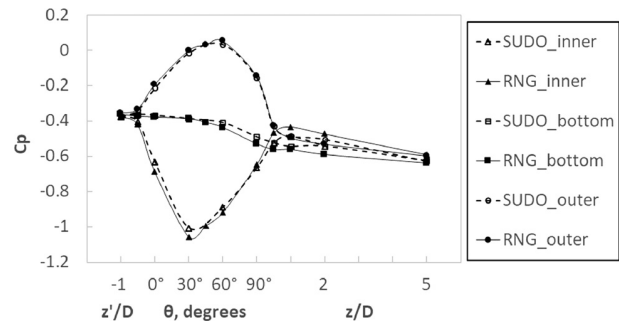


Fig. 3 Pressure coefficient from $z'/D = -1$ to $z/D = 5$. Comparison of present simulation (RNG) and experimental data (SUDO) [37].

defined by Yakhot and Orszag [35]. Finally, the Reynolds stress tensor and turbulent heat transfer are defined in ANSYS CFX [36] as

$$-\rho \overline{u_i u_j} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \left(\rho k + \mu_t \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \quad (17)$$

$$-\rho \overline{u_i h} = \frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial h}{\partial x_i} \quad (18)$$

where Pr_t is the turbulent Prandtl number and μ_t is the turbulence viscosity. The $k-\epsilon$ RNG model assumes that the turbulence viscosity is linked to the turbulence kinetic energy and dissipation by this relation

$$\mu_t = \rho C_{\mu RNG} \frac{k^2}{\epsilon} \quad (19)$$

Numerical Model

Description for 90 Degree Elbows. In the simulations carried out in 90 deg elbows, the pipe length upstream and downstream has varied between 2 and 70 diameters [18,23,25]. In this study, a sensitivity analysis of the boundary conditions was used to define the optimal lengths of the model (20 D at the inlet and 10 D at the outlet). Figure 1 shows a schematic diagram of the 90 deg elbow used in each simulation. The upstream pipe length was set to 20 D (sufficient length to allow a fully developed flow) and the downstream pipe length to 10 D .

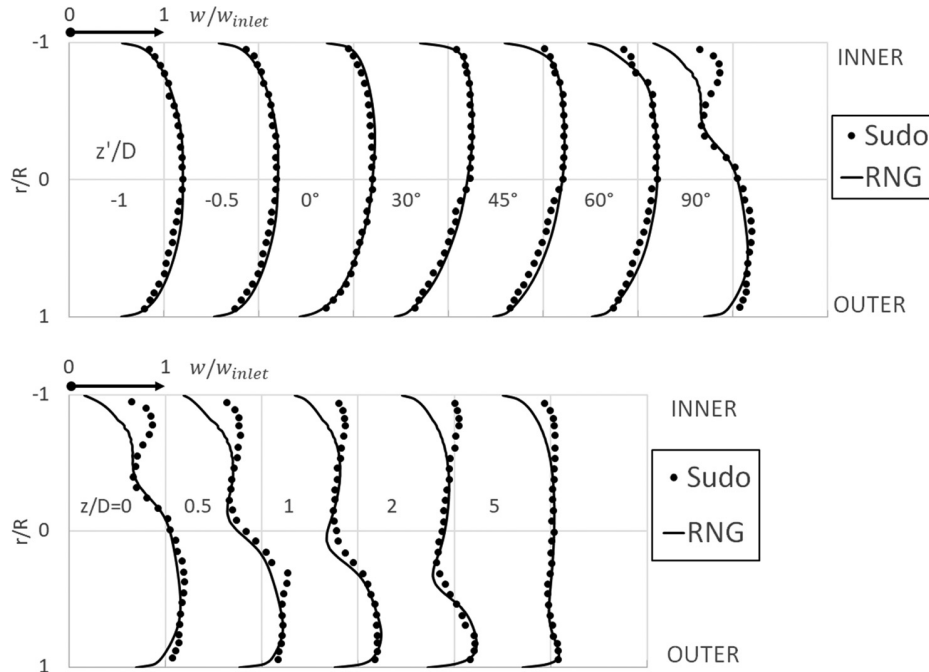


Fig. 4 Normalized velocity profiles (w/w_{inlet}) from $z/D = -1$ to $z/D = 5$. Comparison of present simulation (RNG) and experimental data (SUDO) [37].

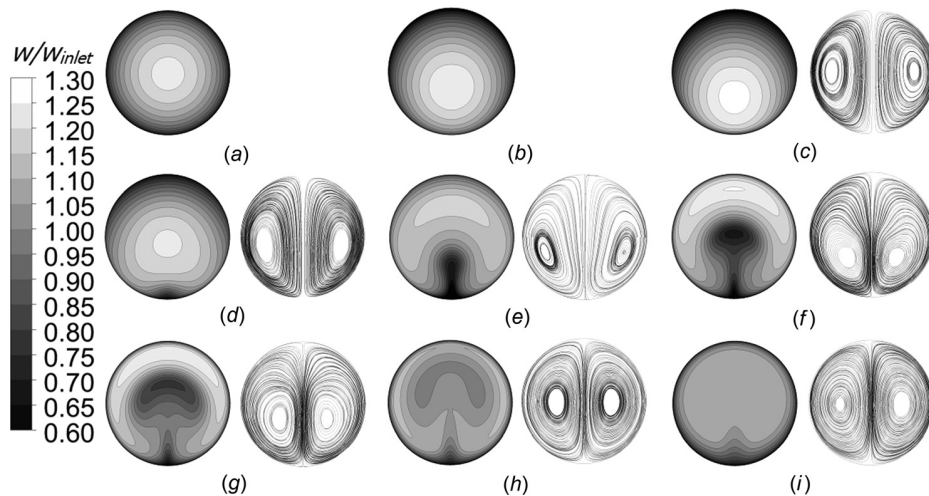


Fig. 5 Velocity contours and secondary flow (dean vortices generated from 30 deg): (a) $z/D = -1$, (b) elbow inlet ($\theta = 0^\circ$), (c) $\theta = 30^\circ$, (d) $\theta = 60^\circ$, (e) elbow outlet ($\theta = 90^\circ$), (f) $z/D = 1$, (g) $z/D = 2$, (h) $z/D = 5$, and (i) $z/D = 10$

Figure 2 shows the computational grid made with a structured mesh and hexahedral elements, which were optimized by a grid independence study, similar to Dutta et al. [25]. Figure 2(a) shows the greatest refinement of the mesh in the elbow zone. In the cross section, the mesh was more refined in the wall, than in the center of the pipe to satisfy the standard wall function (Fig. 2(b)). Table 1 shows the number of structured elements that were established,

after a grid independence study for each diameter and curvature ratio.

Boundary Conditions. At the inlet, velocity (w_{inlet}) and temperature (T_{inlet}) are assumed constant, according to the Reynolds number and the reference pressure. In addition, the turbulence

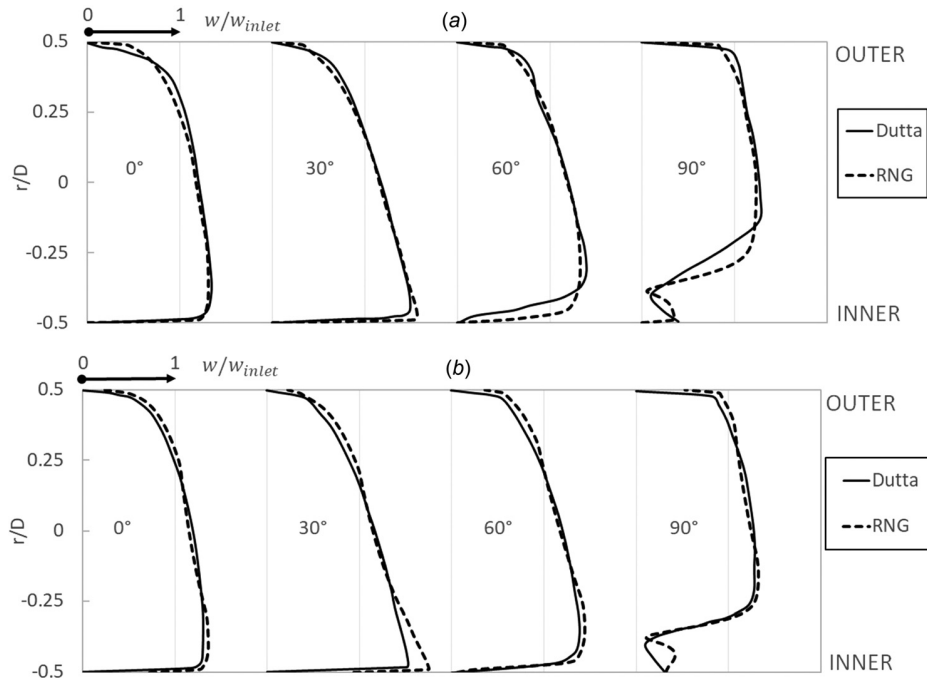


Fig. 6 Normalized velocity profile (w/w_{inlet}) along the elbow. Comparison of present simulation (RNG) and numerical results [24] for $C = 1$: (a) $Re = 1 \times 10^5$ and (b) $Re = 10 \times 10^5$.

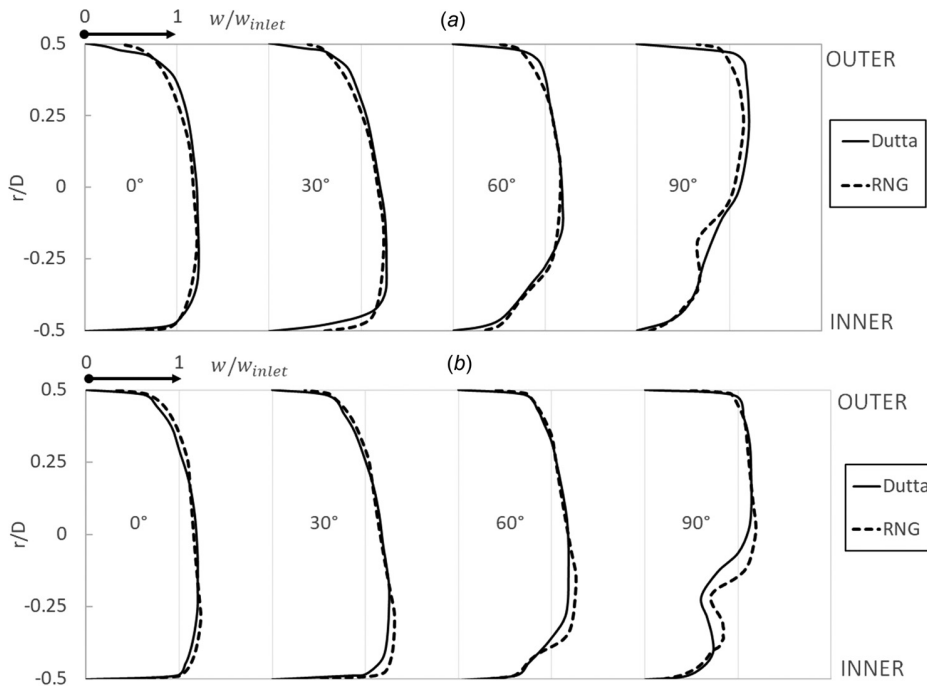


Fig. 7 Normalized velocity profile (w/w_{inlet}) along the elbow. Comparison of present simulation (RNG) and numerical results [24] for $C = 2$: (a) $Re = 1 \times 10^5$ and (b) $Re = 10 \times 10^5$.

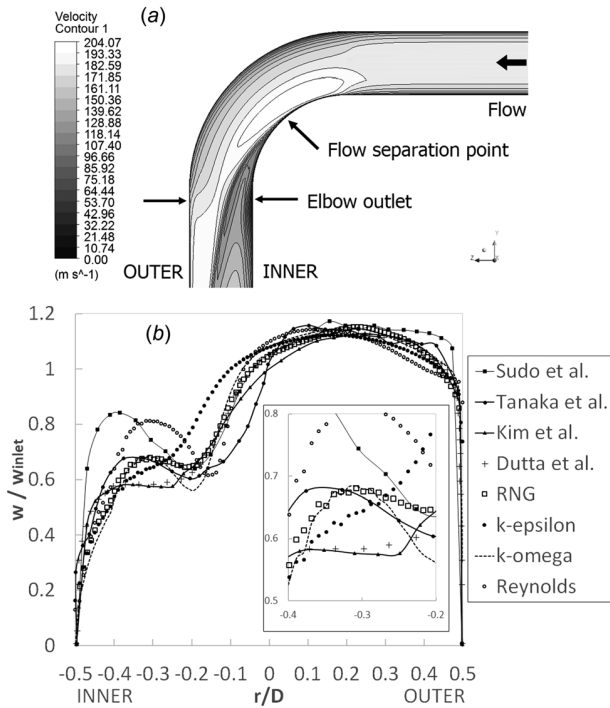


Fig. 8 Velocity contour along the pipeline and normalized velocity profiles (w/w_{inlet}) at the elbow outlet: (a) $Re = 10 \times 10^5$ with $C = 2$ and (b) comparison of several turbulence model made in this work and published data [25]

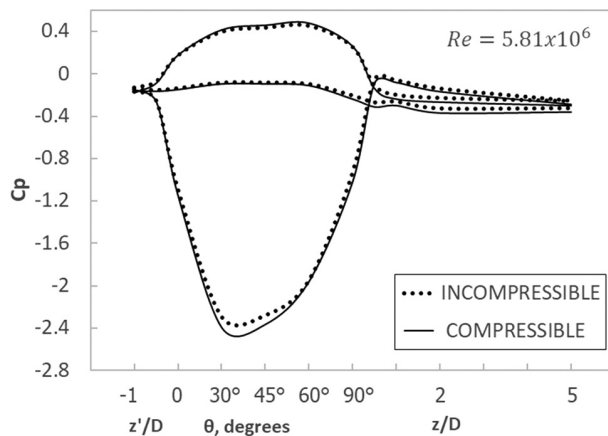


Fig. 9 Pressure coefficient in the elbow ($C = 1$) for air and steam flow with $Re = 5.81 \times 10^6$

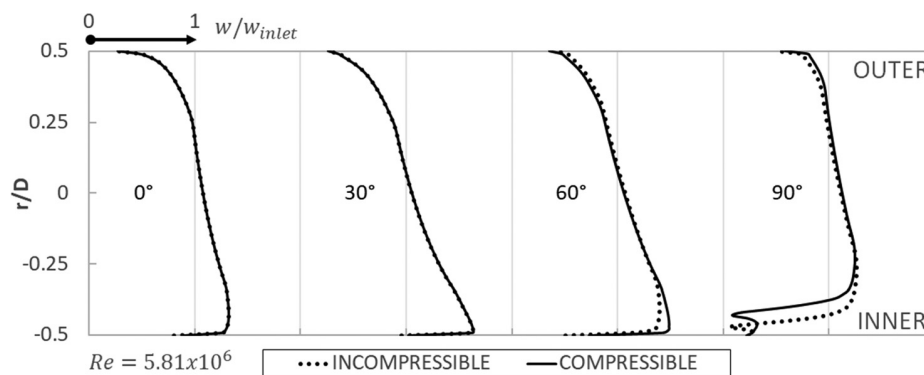


Fig. 10 Normalized velocity at different angles of the elbow for incompressible and compressible flow at $Re = 5.81 \times 10^6$

intensity for internal flows is estimated ($I = 0.16 (Re)^{-1/8}$) with k_{inlet} and ϵ_{inlet} [36]

$$k_{inlet} = \frac{3}{2} I^2 U^2 \quad (20)$$

$$\epsilon_{inlet} = \frac{k^{3/2}}{0.3 D_h}$$

At the pipe wall, a nonslip adiabatic boundary condition was applied. At the outlet, an average static pressure equal to zero was established; this condition allows the pressure along the outlet boundary to vary but maintains an average equivalent to the specified value [36]. Normal to the outlet boundary, the gradient of the flow variables is equal to zero.

Results and Discussions

Validation. The results of the current numerical simulations have been validated with two different airflow data; the first case was compared with experimental data (SUDO) [37] and the second with numerical data [24,25]. Finally, simulations were performed with an incompressible (air) and compressible (steam) flow in a 90 deg elbow with the same Reynolds number (5.81×10^6) and $C = 1$.

Turbulent airflow ($Re = 6 \times 10^4$) through a 90 deg elbow with $C = 2$ was simulated to the same conditions than the experimental study of Sudo et al. [37]. Figure 3 compares the pressure coefficient ($C_p = 2(p - p_0)/\rho U^2$) obtained (RNG) with these experimental data (SUDO). Great similarity in the three analyzed regions of the elbow (inner, bottom, and outer) was observed.

Figure 4 shows the normalized velocity (w/w_{inlet}) in different cross section ($z'/D = -1$ to $z'/D = 5$). These profiles show a good agreement compared with the experimental data of Sudo et al. [37]; however, close to the inner wall after elbow outlet, discrepancies are observed, which could be due to the adverse pressure gradient, which creates a flow separation [25]. It is difficult to completely capture this phenomenon with the turbulence model and wall-function that was used.

Figure 5 presents the normalized velocity contours (RNG) at different angles of the elbow and Dean vortices generated by the centrifugal forces and high velocity at the elbow, which is consistent with Kalpakli et al. [3]. Velocity contours and Dean vortices (intensity and position) have a good agreement with experimental results [37].

Turbulent airflow ($Re = 1$ and 10×10^5) in a 90 deg elbow with two curvature ratios (1 and 2) was simulated and compared with the numerical results of Dutta et al. [24,25]. Figure 6 shows the coincidence of the normalized velocity profiles for both Reynolds numbers (1 and 10×10^5) with $C = 1$. For these conditions, the flow separation generated a recirculation zone in the inner wall, varying the velocity profile at the elbow outlet (90 deg) where the flow is highly unstable and complex [21,25]. Figure 7 shows the

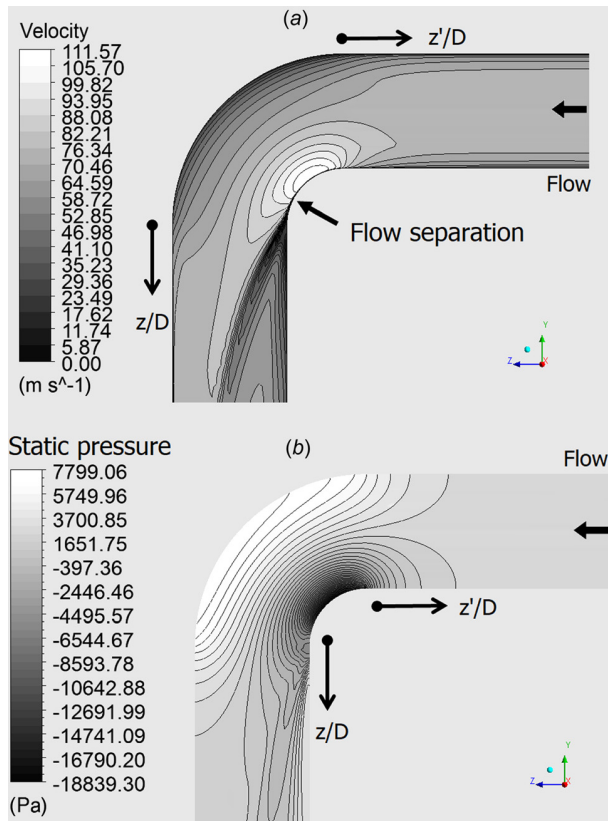


Fig. 11 Results of present simulation for $P_{ref} = 0.8 \text{ MPa}$, $C = 1$, and $D = 0.3 \text{ m}$ ($Re = 5.81 \times 10^6$): (a) velocity contour and (b) static pressure contour

normalized velocity profiles for different Re (1 and 10×10^5) with $C = 2$. In these cases, there is no recirculation zone at the elbow outlet, and there is good agreement with the numerical data [24].

Figure 8(a) illustrates the velocity contour at an elbow with $C = 2$ and the flow separation, where a low velocity region is generated. Figure 8(b) shows the comparison of the normalized velocity profiles at the elbow outlet obtained in this work with different turbulence models ($k-\epsilon$, $k-\epsilon$ RNG, $k-\omega$, and Reynolds stress model) and published data [25]. The trend observed in the results LES, RNG, and Dutta et al. [25] is the same but differs from Sudo et al. [37] in the inner wall, where we can observe that the experimental velocity is 30% greater than the numerical results at $-0.5 < r/R < -0.3$.

In the last step of validation, we compared two numerical simulations of a turbulent flow ($Re = 5.81 \times 10^6$), in a 90 deg elbow with $C = 1$ for two different fluids: air (incompressible) and steam (compressible). The main difference was in the inlet conditions. For air, the fluid entered the atmospheric conditions ($P_{inlet} = 0.1 \text{ MPa}$) and the fluid entered the operating conditions of a geothermal power plant for steam ($P_{inlet} \approx 0.8$ to 1.2 MPa). Figure 9 shows the longitudinal pressure distribution in both elbows. We observed a difference in the amplitude of the pressure coefficient of 4.7% between two flows. We also observed a greater pressure gradient in the inner wall in the case of a compressible flow, which resulted in different behavior of the downstream flow. The peak point positions in the two fluids are observed at 30 and 60 deg, which is consistent with the Tan et al. [21].

Figure 10 shows the normalized velocity at different angles of the elbow. The boundary layer is detached from 60 deg. The flow separation points are different between both flows, and we observed a larger recirculation zone in the compressible flow. From these results, we can conclude that the compressible effects are mainly due to high working pressures, so it is necessary to use the appropriate method to find the thermodynamic properties (the use of the right equation of state or thermodynamic properties tables).

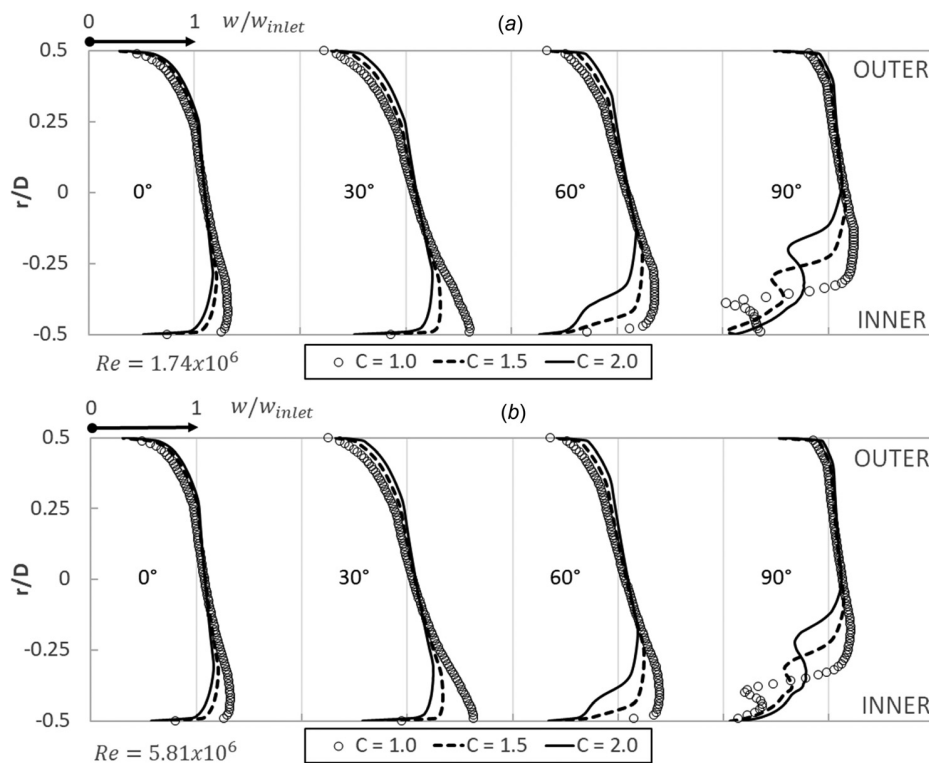


Fig. 12 Normalized velocity profiles (w/w_{inlet}) at different angles along the elbow: (a) $Re = 1.74 \times 10^6$ with $C = 1, 1.5,$ and 2 and (b) $Re = 5.81 \times 10^6$ with $C = 1, 1.5,$ and 2

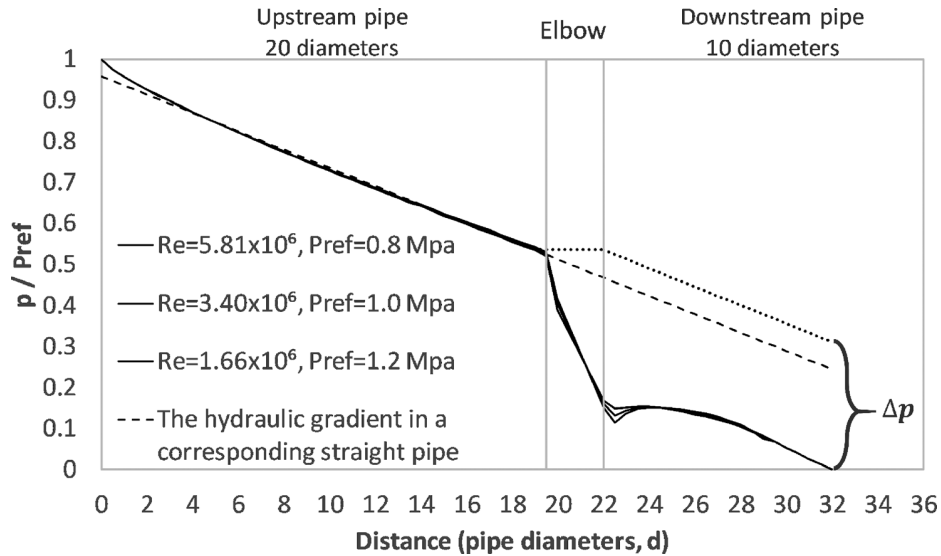


Fig. 13 Pressure distribution (p/P_{ref}) along the pipeline for different Reynolds numbers and elbows with $C = 1$. The total pressure drop (Δp) for each elbow was considered from the elbow inlet to $z/D = 6$, where the same hydraulic gradient for the straight pipe is reached.

Simulations of Saturated Steam Flow Through 90 Degree Elbows. The flow of saturated steam was simulated through a 90 deg elbow with different diameters (0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.8, and 1.0 m) and curvature ratios (1, 1.5, and 2). Three pressures (0.8, 1.0, and 1.2 MPa) with their respective temperatures (171, 180, and 188 °C) and densities (4.16, 5.14, and 6.12 kg/m³) were

considered. These thermodynamic properties of the fluid were obtained with the IAPWS-IF97 formulation. The range of Reynolds numbers was $1.66\text{--}5.81 \times 10^6$, which was derived for a mass flow rate of 20 kg/s.

Velocity and Pressure Contour. In all elbows represented, the steam accelerates near the inner wall due to the favorable pressure

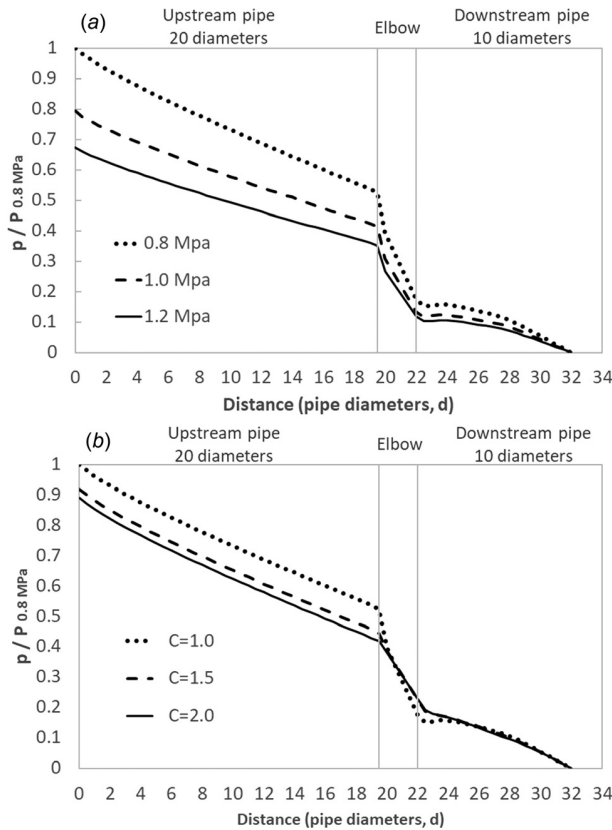


Fig. 14 Pressure distribution ($p/P_{ref} = 0.8$ MPa) along the pipeline for the different reference pressures and curvature ratios: (a) $p = 0.8, 1.0,$ and 1.2 MPa with $C = 1$ and (b) $C = 1, 1.5,$ and 2 with $p = 0.8$ MPa

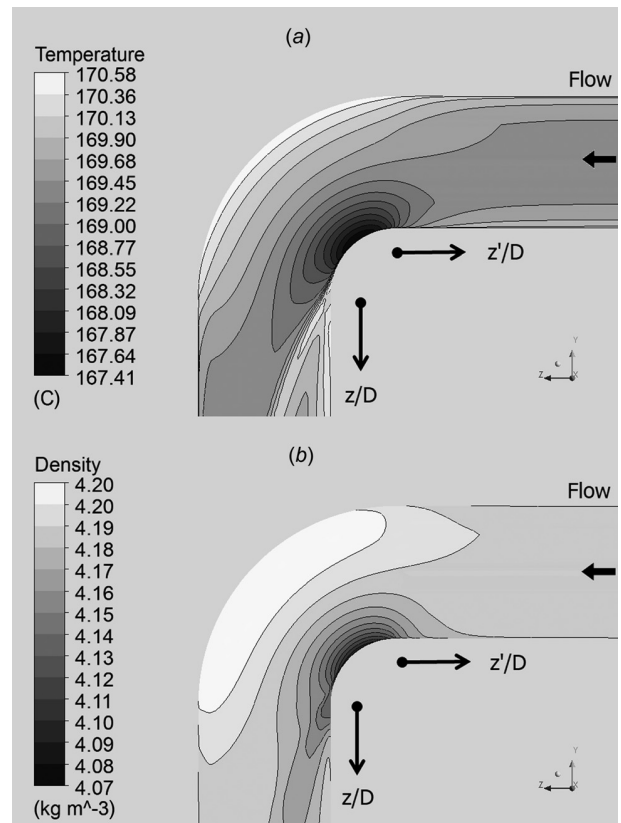


Fig. 15 Results of present simulation for $P_{ref} = 0.8$ MPa, $C = 1$, and $D = 0.3$ m ($Re = 5.81 \times 10^6$): (a) temperature contour and (b) density contour

Table 2 Correction factors for new Eq. (21)

Curvature ratio	F_{c1}	F_{c2}
1	1.4	0.991
1.5	1.134	1.0
2	1.098	1.0

gradient and the maximum velocity is reached. On the other hand, the fluid gradually decelerates in the outer wall; this is identical to investigations carried out with airflow [25,37]. The high-pressure region is associated with a low-velocity region and vice versa. The highest velocity and pressure gradients were observed in the case with $P_{ref}=0.8$ MPa, $D=0.3$ m, and $C=1$ (Fig. 11). For these characteristics, the Mach number reached was 0.22, and the increase in pressure drop could have been due to small compressible effects.

Figure 12 shows the normalized velocity profiles in the elbows with two Reynolds numbers (1.74 and 5.81×10^6) and the different curvature ratios (1, 1.5, and 2). The profiles indicate that they do not depend on the Reynolds number in that specific range, but they are highly modified by the curvature ratio, mainly at the inner wall. At the elbow outlet (90 deg) and $C=1$, the separation flow modifies the profiles near the inner wall with an increasing Reynolds number because the flow is very complex in the recirculation zone (Fig. 12).

The pressure distribution (p/P_{ref}) along the pipelines shows a similar trend for the different Reynolds numbers. In the elbows, the pressure drop (Δp) considered in this work takes into account: losses generated by the elbow and downstream fluctuations, as shown in Fig. 13 [1,38].

Figures 14(a) and 14(b) presents the pressure distribution along the pipeline for the reference pressures (0.8, 1.0, and 1.2 MPa) and curvature ratios (1, 1.5, and 2), which were normalized with $p=0.8$ MPa. The results indicate that the lowest pressure drop in the elbows with $C=1$ is for 1.2 MPa; this increases to 19.35% for 1.0 MPa and 48.88% for 0.8 MPa. In the curvature ratio, the lowest pressure drop in elbows is for $C=2$, the ratio increases by 15% for $C=1.5$ and 81.46% for $C=1$. The recirculation zone only appears in the elbows with $C=1$, which generates larger pressure and velocity fluctuations. A negative pressure drop was observed (Fig. 14(a)). For $C=1.5$ and 2, we did not find this negative pressure drop (see Fig. 14(b)).

Temperature and Density Contour. The temperature gradients are related to the velocity distribution at the elbow. The low temperatures occur in the inner wall and gradually increase toward the outer wall. At the elbow outlet, there is a slight increase in temperature (0.5–1.0 °C) caused by the recirculation zone. Changes in density are similar to the temperature in both the elbow and the recirculation zone. The behavior of temperature and density is shown in Fig. 15 for the results obtained in an elbow with $D=0.3$ m, $C=1$, and $P_{ref}=0.8$ MPa. The compressible effects are small ($Ma=0.22$), but changes in density and temperature inside the elbow have been generated.

Resistance Coefficient for Steam Flow in the 90 Degree Elbow. For the steam flow, the resistance coefficient was calculated with

Eqs. (1)–(4) and the Rennels and Hudson (Eq. (4)) showed similar behavior to our results (RNG); in this way, correction factors were generated. The modified equation is as follows:

$$K = 1.5708f \frac{R}{D} + \frac{(0.10 + 2.4f)\text{sen}(45 \text{ deg})}{F_{c1}} + \frac{6.6f \left(\sqrt{\text{sen}(45 \text{ deg})} + \text{sen}(45 \text{ deg}) \right)}{F_{c2} * (R/D)^2} \quad (21)$$

where F_{c1} and F_{c2} are the correction factors defined in Table 2.

Numerical Simulation of the Steam Pipeline Network. The resistance coefficients used for pressure drop in 90 deg elbows (Eqs. (1)–(4) and (21)) have been added in the home-made code GeoSteam.Net [32] to simulate the transport of steam in a segment of the Los Azufres geothermal field (located about 90 km north-east of Morelia City in the western Mexican state of Michoacán) [9]. Different authors have carried out the documentation and measurement along the main duct of the U-7 power plant (South zone of the geothermal field) [9,10]. The pressures were measured with Omega PX01-C1 transducers ($\pm 0.05\%$ of the full scale value provided by manufacturer) connected to a PD41 digital panel, which were calibrated with a deadweight tester in a range of 0.068–1.378 MPa (10–200 psi) obtaining an uncertainty of 0.1%. The segment simulated with GeoSteam.Net [32] was 283 m and consisted of 11 straight pipes and 10 elbows (90 deg). As initial conditions, the pressure (1010.99 kPa) and the mass flow rate (15.7 kg/s) were established in the inlet pipeline, according to the measurements data (the Az-06 well [9]).

Figure 16 shows different pressure distributions along the pipeline network represented with GeoSteam.Net [32]. The results (Δp) were compared with the pressure measured in the geothermal field [9], observing a good agreement with our results (Eq. (21)) with a maximum difference of 7.59%. Crane [7] (Eq. (1), commonly used in commercial software) and Hooper [11] (Eq. (3)) showed a difference of 11.23% and 45.22%, respectively.

Table 3 shows the resistance coefficients obtained from Eqs. (1)–(4) and (21) for the two curvature ratios (1 and 2) under the Los Azufres geothermal field conditions. The results show that Eqs. (1)–(3) overestimate the value of the resistance coefficient in each 90 deg elbow. For $C=2$, we found differences between 18.4 and 211% and for $C=1$, the differences were between 24.4 and 48.8%. The equation obtained in this work (Eq. (21)) only presents differences that are no greater than 8%.

Conclusions

The turbulent steam ($Re=1.66\text{--}5.81 \times 10^6$) through the 90 deg elbows with different curvature ratios (1, 1.5, and 2) was simulated numerically using the RANS technique and the $k\text{--}\epsilon$ RNG model, which employed the commercial software ANSYS CFX. The thermodynamic properties of the saturated steam at the operating conditions of a geothermal power plant were obtained with IAPWS-IF97. The developed methodology was validated by comparing the velocity profiles and the pressure coefficient in different cross section along the elbow (RNG) with experimental data [37] and other numerical investigations [24,25], and good agreement was obtained.

Table 3 Resistance coefficient for the conditions used in the Los Azufres geothermal field [9]

Resistance coefficients	New modified Eq. (20)	Eq. (1) [7]	Eq. (2) [8]	Eq. (3) [11]	Eq. (4) [12]
$C=2$	0.1368	0.162	0.1925	0.4256	0.1446
$\left \frac{\text{RNG} - \text{Eq}}{\text{RNG}} \right \times 100$	—	18.42	40.72	211.11	5.7
$C=1$	0.1814	0.27	0.2257	0.2658	0.2055
$\left \frac{\text{RNG} - \text{Eq}}{\text{RNG}} \right \times 100$	—	48.84	24.42	46.53	13.29

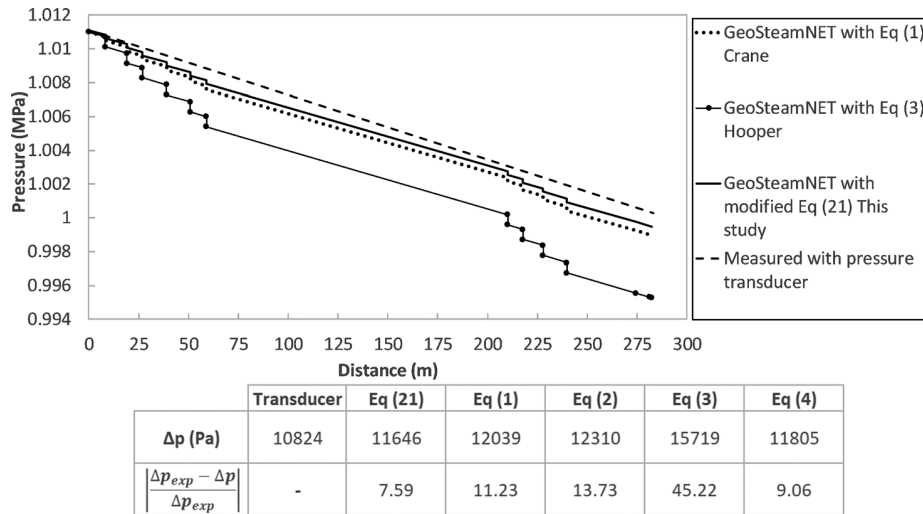


Fig. 16 Pressure drop measured in a segment of the Los Azufres pipeline network [9] and the results obtained with GeoSteam.Net [32] using different equations to represent the 90 deg elbows

The velocity profiles and pressure coefficient show a low influence with the Reynolds number but high influence with the curvature ratio. The recirculation zone only appears in elbows with $C = 1$, observing the greater velocity and pressure gradients that cause an increase in pressure drop. The results of saturated steam (velocity, pressure, temperature, and density) show that the pressure drop at the 90 deg elbows increases if a low reference pressure or a low curvature ratio is considered.

The new Eq. (21) for the resistance coefficients in the 90 deg elbows used in GeoSteam.Net code [32] showed a good agreement with the data measured by a pressure transducer [9]. The difference was 7.59%, while the models of the literature used in one-dimensional codes had a difference of 11.23%–45.22%. The above equation refer especially to this study range.

Acknowledgment

The first author expresses his gratitude to CONACYT-Mexico for financial support in the form of scholarship. This work was support by Fondo Sectorial CONACYT-SENER Sustentabilidad Energética INEEL-CEMIE-GEO-P14 and the Instituto Nacional de Electricidad y Energías limpias (INEEL).

Funding Data

- CONACYT-Mexico (Funder ID: 10.13039/501100003141).
- Fondo Sectorial CONACYT-SENER Sustentabilidad Energética INEEL-CEMIE-GEO-P14 (Funder ID: 10.13039/501100010561).

Nomenclature

C = curvature ratio, R/D
 C_p = pressure coefficient
 D = inside diameter, m
 f = friction factor
 K = resistance coefficient
 L = length, m
 p = pressure, Pa
 p_0 = pressure at $z'/D = -1$
 P_{ref} = pressure, Pa reference pressure (0.8, 1.0, 1.2), MPa
 R = radius of elbow, m
 Re = Reynolds number
 T = temperature, °C
 u, v, w = velocity components, m/s
 W = velocity normalized by the inlet velocity

Δp = pressure drop, Pa
 μ = molecular viscosity, Pa·s
 ρ = density, kg/m³

References

- [1] Crawford, N. M., Cunningham, G., and Spence, S. W. T., 2007, "An Experimental Investigation Into the Pressure Drop for Turbulent Flow in 90° Elbow Bends," *Proc. Inst. Mech. Eng., Part E*, **221**(2), pp. 77–88.
- [2] Al-Tameemi, W. M., and Ricco, P., 2018, "Pressure-Loss Coefficient of 90 Deg Sharp-Angled Miter Elbows," *ASME J. Fluids Eng.*, **140**(6), p. 061102.
- [3] Kalpakli Vester, A., Örlü, R., and Alfredsson, P., 2016, "Turbulent Flows in Curved Pipes: Recent Advances in Experiments and Simulations," *ASME Appl. Mech. Rev.*, **68**(5), p. 050802.
- [4] Verma, M. P., 2013, "Steam Transport Simulation in a Geothermal Pipeline Network Constrained by Internally Consistent Thermodynamic Properties of Water," *Rev. Mex. Cienc. Geol.*, **30**(1), pp. 210–221.
- [5] Ellenberger, J. P., 2010, *Piping and Pipeline Calculations Manual: Construction, Design Fabrication, and Examination*, Elsevier, Burlington, MA.
- [6] García-Gutiérrez, A., Hernández, A. F., Martínez, J. I., Cecañas, M., Ovando, R., and Canchola, I., 2015, "Hydraulic Model and Steam Flow Numerical Simulation of the Cerro Prieto Geothermal Field, Mexico, Pipeline Network," *Appl. Therm. Eng.*, **75**, pp. 1229–1243.
- [7] Crane, 1988, *Flow of Fluids Through Valves, Fittings, and Pipes*, Crane, New York.
- [8] Idelchik, I. E., 1986, *Handbook of Hydraulic Resistance*, 2nd ed., Hemisphere, Washington, DC.
- [9] Martínez-Estrella, J. I., García-Gutiérrez, A., Hernández-Ochoa, A. F., Verma, M. P., Mendoza-Covarrubias, A., and Ruiz-Lemus, A., 2010, "Simulación Numérica de la Operación de la Red de Transporte de Vapor Del Campo Geotérmico de Los Azufres, Mich.," *Geotermia*, **23**(2), pp. 2–12.
- [10] García-Gutiérrez, A., Martínez-Estrella, J. I., Hernández-Ochoa, A. F., Verma, M. P., Mendoza-Covarrubias, A., and Ruiz-Lemus, A., 2010, "Development of a Numerical Hydraulic Model of the Los Azufres Steam Pipeline Network," *Geothermics*, **32**(3), pp. 313–325.
- [11] Hooper, W., 1981, "The Two-K Method Predicts Head Losses in Pipe Fittings," *Chem. Eng.*, **88**, pp. 96–100.
- [12] Rennels, D. C., and Hudson, H. M., 2012, *Pipe Flow: A Practical and Comprehensive Guide*, Wiley, Hoboken, NJ.
- [13] Enayet, M. M., Gibson, M. M., Taylor, A. M. K. P., and Yianneskis, M., 1982, "Laser-Doppler Measurements of Laminar and Turbulent Flow in a Pipe Bend," *Int. J. Heat Fluid Flow*, **3**(4), pp. 213–219.
- [14] Ono, A., Kimura, N., Kamide, H., and Tobita, A., 2011, "Influence of Elbow Curvature on Flow Structure at Elbow Outlet Under High Reynolds Number Condition," *Nucl. Eng. Des.*, **241**(11), pp. 4409–4419.
- [15] Takamura, H., Ebara, S., Hashizume, H., Aizawa, K., and Yamano, H., 2012, "Flow Visualization and Frequency Characteristics of Velocity Fluctuations of Complex Turbulent Flow in a Short Elbow Piping Under High Reynolds Number Condition," *ASME J. Fluid Eng.*, **134**(10), p. 101201.
- [16] Hüttl, T. J., and Friedrich, R., 2001, "Direct Numerical Simulation of Turbulent Flows in Curved and Helically Coiled Pipes," *Comput. Fluids*, **30**(5), pp. 591–605.
- [17] Noorani, A., El Khoury, G. K., and Schlatter, P., 2013, "Evolution of Turbulence Characteristics From Straight to Curved Pipes," *Int. J. Heat Fluid Flow*, **41**, pp. 16–26.

- [18] Tanaka, M. A., Ohshima, H., and Monji, H., 2009, "Numerical Investigation of Flow Structure in Pipe Elbow With Large Eddy Simulation Approach," *ASME Paper No. PVP2009-77598*.
- [19] Rütten, F., Schröder, W., and Meinke, M., 2005, "Large-Eddy Simulation of Low Frequency Oscillations of the Dean Vortices in Turbulent Pipe Bend Flows," *Phys. Fluids*, **17**(3), p. 035107.
- [20] Eguchi, Y., Murakami, T., Tanaka, M., and Yamano, H., 2011, "A Finite Element LES for high-Re Flow in a Short-Elbow Pipe With Undisturbed Inlet Velocity," *Nucl. Eng. Des.*, **241**(11), pp. 4368–4378.
- [21] Tan, L., Zhu, B., Wang, Y., Cao, S., and Liang, K., 2014, "Turbulent Flow Simulation Using Large Eddy Simulation Combined With Characteristic-Based Split Scheme," *Comput. Fluids*, **94**, pp. 161–172.
- [22] Kim, J., Yadav, M., and Kim, S., 2014, "Characteristics of Secondary Flow Induced by 90-Degree Elbow in Turbulent Pipe Flow," *Eng. Appl. Comput. Fluid Mech.*, **8**(2), pp. 229–239.
- [23] Crawford, N., Spence, S., Simpson, A., and Cunningham, G., 2009, "A Numerical Investigation of the Flow Structures and Losses for Turbulent Flow in 90° Elbow Bends," *Proc. Inst. Mech. Eng., Part E*, **223**(1), pp. 27–44.
- [24] Dutta, P., and Nandi, N., 2015, "Effect of Reynolds Number and Curvature Ratio on Single Phase Turbulent Flow in Pipe Bends," *Mech. Mech. Eng.*, **19**(1), pp. 5–16.
- [25] Dutta, P., Saha, S. K., Nandi, N., and Pal, N., 2016, "Numerical Study on Flow Separation in 90° Pipe Bend Under High Reynolds Number by $k-\epsilon$ Modelling," *Eng. Sci. Technol., Int. J.*, **19**(2), pp. 904–910.
- [26] Wang, Y., Dong, Q., and Wang, P., 2015, "Numerical Investigation on Fluid Flow in a 90-Degree Curved Pipe With Large Curvature Ratio," *Math. Probl. Eng.*, **2015**, pp. 1–12.
- [27] Wang, S., Ren, C., Sun, Y., Yang, X., and Tu, J., 2016, "A Study on the Instantaneous Turbulent Flow Field in a 90-Degree Elbow Pipe With Circular Section," *Sci. Technol. Nucl. Install.*, **2016**, pp. 1–8.
- [28] Dutta, P., and Nandi, N., 2015, "Study on Pressure Drop Characteristics of Single Phase Turbulent Flow in Pipe Bend for High Reynolds Number," *ARPN J. Eng. Appl. Sci.*, **10**(5), pp. 2221–2226.
- [29] Wang, S., Ren, C., Gui, N., Sun, Y., Tu, J., Yang, X., and Jiang, S., 2017, "Experimental and Numerical Study on the Circumferential Pressure Distribution on the Wall of a 90° Elbow Pipe With Circular Section," *Ann. Nucl. Energy*, **109**, pp. 419–430.
- [30] Dutta, P., and Nandi, N., 2016, "Effect of Bend Curvature on Velocity & Pressure Distribution From Straight to a 90° Pipe bend-A Numerical Study," *Rest J. Emerging Trends Modell. Manuf.*, **2**, pp. 103–108.
- [31] Dutta, P., and Nandi, N., 2018, "Numerical Study on Turbulent Separation Reattachment Flow in Pipe Bends With Different Small Curvature Ratio," *J. Inst. Eng.* (epub).
- [32] Verma, M. P., and Torres-Encarnación, J. A., 2018, "GeoSteam.Net: Steam Transport Simulator for Geothermal Pipeline Network," 43rd Workshop on Geothermal Reservoir Engineering, Stanford University, Stanford, CA, Feb. 12–14, pp. 1–6.
- [33] Fernández, J. M., 2012, *Técnicas Numéricas en Ingeniería de Fluidos*, Editorial Reverté, Barcelona, Spain.
- [34] Wagner, W., Cooper, J. R., Dittmann, A., Kijima, J., Kretzschmar, H.-J., Kruse, A., Mares, R., Oguchi, K., Sato, H., Stöcker, I., Sifner, O., Takaishi, Y., Tanishita, I., Trübenbach, J., and Willkommen, T., 2000, "The IAPWS Industrial Formulation 1997 for the Thermodynamic Properties of Water and Steam," *ASME J. Eng. Gas Turbines Power*, **122**(1), pp. 150–182.
- [35] Yakhot, V., and Orszag, S. A., 1986, "Renormalization Group Analysis of Turbulence I: Basic Theory," *J. Sci. Comput.*, **1**(1), pp. 3–51.
- [36] ANSYS, 2013, *ANSYS CFX-Solver Theory Guide, Release 15*, ANSYS, Canonsburg, PA.
- [37] Sudo, K., Sumida, M., and Hibara, H., 1998, "Experimental Investigation on Turbulent Flow in a Circular-Sectioned 90° Bend," *Exp. Fluids*, **25**(1), pp. 42–49.
- [38] Ito, H., 1960, "Pressure Losses in Smooth Pipe Bends," *ASME J. Basic Eng., Ser. D*, **82**(1), pp. 131–140.

REFERENCIAS

- [1] D. Moya, C. Aldás, and P. Kaparaju, “Geothermal energy: Power plant technology and direct heat applications,” *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 94, pp. 889–901, 2018.
- [2] *Geothermal energy*. Second ed. London, 1978.
- [3] *Geothermal power plants: principles, applications, case studies and environmental impact*. 3rd edition, 2012.
- [4] *Renewable energy: sources for fuels and electricity. The Unated States of America.*. 1993.
- [5] A. Kiryukhin, “High-temperature fluid flows in the dachny field of the mutnovsky hydrothermal system, russia,” *Geothermics*, vol. 22, no. 1, pp. 49–64, 1993.
- [6] S. Shang, R. Horne, and H. Ramey Jr, “Water vapor adsorption on geothermal reservoir rocks,” *Geothermics*, vol. 24, no. 4, pp. 523–540, 1995.
- [7] S.-Y. Yang and H.-D. Yeh, “Modeling heat extraction from hot dry rock in a multi-well system,” *Applied Thermal Engineering*, vol. 29, no. 8-9, p. 1676–1681, 2009.
- [8] M. Bai, K. Reinicke, C. Teodoriu, and C. Fichter, “Investigation on water–rock interaction under geothermal hot dry rock conditions with a novel testing method.,” *Journal of Petroleum Science and Engineering*, vol. 90-91, no. 0, pp. 26–30, 2012.
- [9] *Advances in Energy Systems and Technology*. Academic Press, 1978.
- [10] *Advances in Energy Systems and Technology*. Academic Press, 2013.
- [11] C. A. C. Geirdal, M. S. Gudjonsdottir, and P. Jensson, “Economic comparison of a well-head geothermal power plant and a traditional one,” *Geothermics*, vol. 53, pp. 1–13, 2015.
- [12] *Advances in Renewable Energies and Power Technologies*. Elsevier, 2018.

- [13] IRENA, *Geothermal Power: Technology Brief*. Abu Dhabi, 2017.
- [14] R. M. Prol-Ledesma and D. J. Morán-Zenteno, “Heat flow and geothermal provinces in Mexico,” *Geothermics*, vol. 78, pp. 183–200, 2019.
- [15] L. G. Negrín and M. Lippmann, *24 - Mexico: Thirty-three years of production in the Los Azufres geothermal field*. Woodhead Publishing, 2016.
- [16] A. Richter, “The top 10 geothermal countries 2018 – based on installed generation capacity (mwe).” <http://www.thinkgeoenergy.com/the-top-10-geothermal-countries-2018-based-on-installed-generation-capacity-mwe/>, Mayo 2019.
- [17] G. H. L. Bert, “Developments in geothermal energy in Mexico—part three: Economics of wellhead versus central power plants,” *Journal of Heat Recovery Systems*, vol. 6, no. 3, pp. 191–200, 1986.
- [18] N. M. Crawford, G. Cunningham, and S. W. T. Spence, “An experimental investigation into the pressure drop for turbulent flow in 90° elbow bends,” *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part E: Journal of Process Mechanical Engineering*, vol. 212, no. 2, pp. 77–88, 2007.
- [19] A.-T. W.M. and R. P., “Pressure-loss coefficient of 90 deg sharp-angled miter elbows,” *ASME Journal of Fluids Engineering*, vol. 140, no. 6, pp. 061102–061102–7, 2018.
- [20] A. Kalpakli Vester, R. Örlü, and A. P., “Turbulent flows in curved pipes: Recent advances in experiments and simulations,” *ASME Applied Mechanics Reviews*, vol. 68, no. 5, pp. 050802–050802–25, 2016.
- [21] F. Sanchez, M. Acevedo, and M. de Santiago, “Developments in geothermal energy in Mexico—part eleven: Two phase flow and the sizing of pipelines using the fluid computer programme,” *Heat Recovery Systems and CHP*, vol. 7, no. 3, pp. 231–242, 1987.
- [22] M. P. Verma, “Steam transport simulation in a geothermal pipeline network constrained by internally consistent thermodynamic properties of water,” *Revista Mexicana de Ciencias Geológicas*, vol. 30, no. 1, pp. 210–221, 2013.
- [23] J. P. Ellenberger, *Piping and Pipeline Calculations Manual: construction, design fabrication, and examination*. Burlington, MA, USA., 2010.
- [24] M. Ansari, N. Sylvester, O. Shoham, and J. Brill, “A comprehensive mechanistic model for upward two-phase flow in wellbores,” *SPE Annual Technical Conference and Exhibition, Paper SPE 20630*, 1990.

-
- [25] Simsci-Esscor, *Simsci-Esscor-PIPEPHASE v9.1 User's Guide*. Lake Forest, CA, USA, 2006.
- [26] G. Espinosa-Paredes, O. Cazarez-Candia, A. Garcia-Gutierrez, and J. Martinez-Mendez, "oid fraction propagation in a bubbly two-phase flow with expansion effects," *Annals of Nuclear Energy*, vol. 29, no. 11, pp. 1261–1298, 2002.
- [27] R. Salazar-Mendoza and A. García-Gutiérrez, "A two-region hydraulic averaging model for cuttings transport during horizontal well drilling," *J. Can. Petrol. Technol.*, vol. 47, no. 3, pp. 55–61, 2008.
- [28] P. Griffith and G. Wallis, "Two-phase slug flow," *J. Heat Transf. Trans. ASME*, vol. 83, no. 3, pp. 307–320, 1961.
- [29] J. Orkiszewski, "Prediction of two-phase pressure drops," *J. Petrol. Technol.*, vol. 19, pp. 829–838, 1967.
- [30] A. Dukler and R. Cleveland, "Frictional pressure drop in two-phase flow: comparison of existing correlations for pressure loss and holdups," *AICHE J.*, vol. 10, pp. 38–51, 1964.
- [31] G. Hughmark, "Holdup in gas-liquid flow," *Chem. Eng. Prog.*, vol. 58, pp. 62–65, 1962.
- [32] Y. Taitel and A. Dukler, "A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow," vol. 22, pp. 47–55, 1976.
- [33] A. Cravino, A. D. Pérez, F. García, and J. García, "Evaluación de modelos homogéneos, de correlación y mecanicistas en la predicción del gradiente de presión de flujo de gas y de líquido en tuberías verticales," *Revista de la facultad de ingeniería U. C. V.*, vol. 24, no. 3, pp. 75–82, 2009.
- [34] J. Martínez-Estrella, A. García-Gutiérrez, A. Hernández-Ochoa, M. Verma, A. Mendoza-Covarrubias, and A. Ruiz-Lemus, "Simulación numérica de la operación de la red de transporte de vapor del campo geotérmico de los azufres, mich," *Geotermia*, vol. 23, no. 2, pp. 2–12, 2010.
- [35] A. García-Gutiérrez, J. Martínez-Estrella, A. Hernández-Ochoa, M. Verma, A. Mendoza-Covarrubias, and A. Ruiz-Lemus, "Development of a numerical hydraulic model of the los azufres steam pipeline network," *Geothermics*, vol. 32, no. 3, pp. 313–325, 2009.
- [36] A. García-Gutiérrez, A. F. Hernández, J. I. Martínez, M. Ceceñas, R. Ovando, and I. Canchola, "Hydraulic model and steam flow numerical simulation of the cerro prieto geothermal field, mexico, pipeline network," *Applied Thermal Engineering*, vol. 75, pp. 1229–1243, 2015.
- [37] E. Salaices, A. García, J. Martínez, R. Ovando, M. Ceceñas, A. Hernández, I. Canchola, C. Mora, O. Miranda, M. Hernández, S. López, and I. Murillo, "Modelo hidráulico de la red

- de vaporductos del campo geotérmico de cerro prieto, b.c,” *Geotermia*, vol. 20, no. 1, pp. 2–10, 2007.
- [38] F. Sanchez-Silva and G. Torres-Toledano, “Developments in geothermal energy in mexico—part thirty-four. numerical steady-state simulation of the steam supply system of the cerro prieto geothermal plant,,” *Heat Recovery Systems and CHP*, vol. 11, no. 4, pp. 277–289, 1991.
- [39] M. Chaczykowski, “Transient flow in natural gas pipeline – the effect of pipeline thermal model,” *Applied Mathematical Modelling*, vol. 34, no. 4, pp. 1051–1067, 2010.
- [40] E. B. P.L. Spedding and G. McNally, “Fluid flow through 90 degree bends,” *Dev. Chem. Eng. Mineral Process.*, vol. 12, no. 1/2, pp. 107–128, 2004.
- [41] Crane, *Flow of Fluids Through Valves, Fittings, and Pipes*, Crane. New York, USA, 1988.
- [42] I. E. Idelchik, *Handbook of Hydraulic Resistance*. Washington, DC., 1986.
- [43] W. Hooper, “The two-k method predicts head losses in pipe fittings,” *Chemical Engineering*, vol. 88, no. August, 24, pp. 96–100, 1981.
- [44] D. C. Rennels and H. M. Hudson, *Pipe Flow: A Practical and Comprehensive Guide*. Hoboken, New Jersey, 2012.
- [45] K. Sudo, M. Sumida, and H. Hibara, “Experimental investigation on turbulent flow in a circular-sectioned 90° bend,” *Experiments in Fluids*, vol. 25, no. 1, pp. 42–49, 1998.
- [46] A. Ono, N. Kimura, H. Kamide, and A. Tobita, “Influence of elbow curvature on flow structure at elbow outlet under high reynolds number condition,” *Nuclear Engineering and Design*, vol. 241, no. 11, pp. 4409–4419, 2011.
- [47] M. M. Enayet, M. M. Gibson, A. M. K. P. Taylor, and M. Yianneskis, “Laser-doppler measurements of laminar and turbulent flow in a pipe bend,” *Int. J. Heat Fluid Flow*, vol. 3, no. 4, pp. 213–219, 1982.
- [48] H. Takamura, S. Ebara, H. Hashizume, K. Aizawa, and H. Yamano, “Flow visualization and frequency characteristics of velocity fluctuations of complex turbulent flow in a short elbow piping under high reynolds number condition,” *ASME Journal of Fluids Engineering*, vol. 134, no. 10, pp. 101201–101201–5, 2012.
- [49] T. Hüttl and R. Friedrich, “Direct numerical simulation of turbulent flows in curved and helically coiled pipes,” *Computers & Fluids*, vol. 30, no. 5, pp. 591–605, 2001.

-
- [50] A. Noorani, G. K. El Khoury, and P. Schlatter, “Evolution of turbulence characteristics from straight to curved pipes,” *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 41, pp. 16–26, 2013.
- [51] M. A. Tanaka, H. Ohshima, and H. Monji, “Numerical investigation of flow structure in pipe elbow with large eddy simulation approach,” *ASME 2009 Pressure Vessels and Piping Conference*, vol. 3, pp. 449–458, 2009.
- [52] F. Rütten, W. Schröder, and M. Meinke, “Large-eddy simulation of low frequency oscillations of the dean vortices in turbulent pipe bend flows,” *Physics of Fluids*, vol. 17, no. 3, pp. 035107–035107–11, 2005.
- [53] Y. Eguchi, T. Murakami, M. Tanaka, and H. Yamano, “A finite element les for high-re flow in a short-elbow pipe with undisturbed inlet velocity,” *Nuclear Engineering and Design*, vol. 241, no. 11, pp. 4368–4378, 2011.
- [54] L. Tan, B. Zhu, Y. Wang, S. Cao, and K. Liang, “Turbulent flow simulation using large eddy simulation combined with characteristic-based split scheme,” *Computers & Fluids*, vol. 94, pp. 161–172, 2014.
- [55] J. Kim, M. Yadav, and S. Kim, “Characteristics of secondary flow induced by 90-degree elbow in turbulent pipe flow,” *Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics*, vol. 8, no. 2, pp. 229–239, 2014.
- [56] N. Crawford, S. Spence, A. Simpson, and G. Cunningham, “A numerical investigation of the flow structures and losses for turbulent flow in 90° elbow bends,” *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part E: Journal of Process Mechanical Engineering*, vol. 223, no. 1, pp. 27–44, 2009.
- [57] P. Dutta and N. Nandi, “Effect of reynolds number and curvature ratio on single phase turbulent flow in pipe bends,” *Mechanics and Mechanical Engineering*, vol. 19, no. 1, pp. 5–16, 2015.
- [58] P. Dutta, S. K. Saha, N. Nandi, and N. Pal, “Numerical study on flow separation in 90° pipe bend under high reynolds number by k- ϵ modelling,” *Engineering Science and Technology, an International Journal*, vol. 19, no. 2, pp. 904–910, 2016.
- [59] Y. Wang, Q. Dong, and P. Wang, “Numerical investigation on fluid flow in a 90-degree curved pipe with large curvature ratio,” *Mathematical Problems in Engineering*, vol. 2015, pp. 1–12, 2015.

- [60] S. Wang, C. Ren, Y. Sun, X. Yang, and J. Tu, “A study on the instantaneous turbulent flow field in a 90-degree elbow pipe with circular section,” *Science and Technology of Nuclear Installations*, vol. 2016, pp. 1–8, 2016.
- [61] P. Dutta and N. Nandi, “Study on pressure drop characteristics of single phase turbulent flow in pipe bend for high reynolds number,” *ARPJN Journal of Engineering and Applied Sciences*, vol. 10, no. 5, pp. 2221–2226, 2015.
- [62] S. Wang, C. Ren, N. Gui, Y. Sun, J. Tu, X. Yang, and S. Jiang, “Experimental and numerical study on the circumferential pressure distribution on the wall of a 90° elbow pipe with circular section,” *Annals of Nuclear Energy*, vol. 109, pp. 419–430, 2017.
- [63] P. Dutta and N. Nandi, “Effect of bend curvature on velocity & pressure distribution from straight to a 90° pipe bend—a numerical study,” *REST Journal on Emerging trends in Modelling and Manufacturing*, vol. 2, pp. 103–108, 2016.
- [64] P. Dutta and N. Nandi, “Numerical study on turbulent separation reattachment flow in pipe bends with different small curvature ratio,” *Journal of The Institution of Engineers (India): Series C.*, p. online.
- [65] M. Verma and J. Torres-Encarnación, “Geosteam.net: Steam transport simulator for geothermal pipeline network,” *43rd Workshop on Geothermal Reservoir Engineering*, vol. Stanford University, California, pp. 1–6, 2018.
- [66] J. M. Fernandez, *Técnicas numéricas en ingeniería de fluidos: introducción a la dinámica de fluidos computacionales (CFD) por el método de volúmenes finitos*. Barcelona, 2012.
- [67] M. A. Taborda Ceballos, “Simulación del flujo turbulento en un codo de 90° de tubería de sección circular,” 2012.
- [68] ANSYS, *ANSYS CFX-Solver Theory Guide, Release 15*. Canonsburg, PA., 2013.
- [69] Y. Zhiyin, “Yang zhiyin,” *Chinese Journal of Aeronautics*, vol. 28, no. 1, pp. 11–24, 2015.
- [70] J. C. López L., “Simulación numérica de la ventilación dentro de recintos habitables para su acondicionamiento,” Master’s thesis, Universidad Nacional Autónoma de México, 2014.
- [71] J. Mamizadeh and S. A. Ayyoubzadeh, “Simulation of flow pattern in open channels with sudden expansions,” *Research Journal of Applied Sciences, Engineering and Technology*, vol. 4, no. 19, pp. 3852–3857, 2012.
- [72] M. K. Wong, M. K. Sheng, C. S. Nor Azwadi, and G. Hashim, “Numerical study of turbulent flow in pipe with sudden expansion,” *Journal of Advanced Research in Fluid Mechanics and Thermal Sciences*, vol. 6, no. 1, pp. 34–48, 2015.

-
- [73] P. Oliveira and F. Pinho, “Pressure drop coefficient of laminar newtonian flow in axisymmetric sudden expansions,” *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 18, no. 5, pp. 518–529, 1997.
- [74] A. Mandal and M. S., “Effects of inlet centre line turbulence on the turbulent flow through an axi-symmetric sudden expansion,” *Procedia Engineering*, vol. 90, pp. 275–281, 2014.
- [75] W. Nusselt, “The pressure in the annulus of pipes with a sudden increase in cross section for high velocity air flow,” *Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens*, vol. 11, no. 5, pp. 250–255, 1940.
- [76] C. Wagner, T. Huttli, and R. Friedrich, “Low-reynolds-number effects derived from direct numerical simulations of turbulent pipe flow,” *Computers & Fluids*, vol. 30, pp. 581–590, 2001.
- [77] J. Eggels, J. Westerweel, and F. Nieuwstadt, “Direct numerical simulation of turbulent pipe flow a comparison between simulation and experiment at low re-number,” *Applied Scientific Research*, vol. 51, pp. 319–324, 1993.
- [78] J. Eggels, F. Unger, M. H. Weiss, J. Westerweel, R. Adrian, and R. friedrich, “Fully developed turbulent pipe flow: a comparison between direct numerical simulation and experiment,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 268, no. 1, pp. 175–209, 1994.
- [79] G. K. El Khoury, P. Schlatter, A. Noorani, P. F. Fischer, G. Brethouwer, and A. V. Johansson, “Direct numerical simulation of turbulent pipe flow at moderately high reynolds numbers,” *Flow Turbulence Combust*, vol. 91, no. 475, p. 21, 2013.
- [80] C. Chin, A. S. H. Ooi, I. Marusic, and H. M. Blackburn, “The influence of pipe length on turbulence statistics computed from direct numerical simulation data,” *Physics of Fluids*, vol. 22, p. 11, 2010.
- [81] *Mecánica de Fluidos: Fundamentos y aplicaciones*. Boston, 2006.
- [82] O. Oyvind Forde, “Analysis of the turbulent energy dissipation,” Master’s thesis, Norwegian University of Science and Technology, 2012.
- [83] S. Osher and J. Sethian, “Fronts propagating with curvature dependent speed: algoritms based on hamilton jacobi formulations.,” *Journal of Computational Physics*, vol. 79, no. 1, pp. 12–49, 1988.
- [84] M. Sussman, P. Smereka, and S. Osher, “A level set approach for computing solutions to incompressible two-phase flow,” *Journal of Computational Physics*, vol. 114, pp. 146–159, 1994.

- [85] Y. C. Chang, T. Y. Hou, B. Merriman, and S. Osher, “A level set formulation of eulerian interface capturing methods for incompressible fluid flows,” *Journal of Computational Physics*, vol. 124, no. 2, pp. 449–464, 1996.
- [86] R. Fedkiw, T. Aslam, B. Merriman, and S. Osher, “A non oscillatory eulerian approach to interfaces in multimaterial flows (the ghost fluid method),” *Journal of Computational Physics*, vol. 152, no. 2, pp. 457–492, 1999.
- [87] Y. Chung, Z. Wang, and T. Talha, “Direct numerical simulation of a turbulent pipe flow with temporal acceleration,” *Turbulence and Shear Flow Phenomena*, p. 6, 2015.
- [88] W. Wagner, J. R. Cooper, A. Dittmann, J. Kijima, H. J. Kretzschmar, A. Kruse, R. Mareš, K. Oguchi, H. Sato, I. Stöcker, O. Šifner, Y. Takaishi, I. Tanishita, J. Trübenbach, and T. Willkommen, “The iapws industrial formulation 1997 for the thermodynamic properties of water and steam,” *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, vol. 122, no. 1, pp. 150–182, 2000.
- [89] V. Yakhot and S. A. Orszag, “Renormalization group analysis of turbulence i: Basic theory,” *Journal of Scientific Computing*, vol. 1, no. 1, pp. 3–51, 1986.
- [90] H. Ito, “Pressure losses in smooth pipe bends,” *ASME Journal Basic Engineering, Series D*, vol. 82, no. 1, pp. 131–140, 1960.