

## SIMULACIÓN NUMÉRICA MEDIANTE VOF-RANS DEL FLUJO A CONTRA CORRIENTE LIMITADO (FCCL) DEL EXPERIMENTO DE COLLIDER

### NUMERICAL SIMULATION OF THE COUNTER-CURRENT LIMITED FLOW (CCLF) FROM THE COLLIDER EXPERIMENT USING VOF-RANS

Johan Sarache Piña<sup>a,b</sup>, Santiago Corzo<sup>a,b</sup>, Dario Godino<sup>a,c</sup> y Damian Ramajo<sup>a,b</sup>

<sup>a</sup>CIMEC Centro de Investigación de Métodos Computacionales (UNL, CONICET), Santa Fe, Argentina, [johansarache@gmail.com](mailto:johansarache@gmail.com), <http://www.cimec.org.ar>

<sup>b</sup>UNL Universidad Nacional del Litoral

<sup>c</sup>UTN Universidad Tecnológica Nacional

**Palabras clave:** Flujo a contracorriente limitado (CCFL), Simulación numérica, VOF-RANS, Hot-leg, Interfaz líquido-gas, Modelos de turbulencia.

**Resumen.** Este trabajo se centra en la simulación del fenómeno de Limitación de Flujo a Contracorriente (CCFL) en una hot-leg experimental, crucial para la seguridad en plantas nucleares. El CCFL surge cuando el flujo de vapor, debido a las altas temperaturas del núcleo, impide la entrada adecuada de agua de refrigeración, comprometiendo el funcionamiento del reactor. Utilizando el modelo VOF-RANS y el modelo de turbulencia  $k - \epsilon$  RNG, ambos implementados en OpenFOAM-v2206, este estudio reproduce los resultados experimentales de Issa, enfocándose en la diferencia de presión en la hot-leg para la primera región de flujo con una velocidad adimensional de líquido  $J_W^{*0,5} = 0,105$ . La simulación permite comparar detalladamente los regímenes de CCFL con los datos experimentales y muestra una mejora significativa en la precisión al incorporar el modelo de turbulencia de densidad variable.

**Keywords:** Counter-Current Limited Flow (CCLF), Numerical simulation, VOF-RANS, Hot-leg, Liquid-gas interface, Turbulence models.

**Abstract.** This work focuses on the simulation of the Counter-Current Flow Limitation (CCFL) phenomenon in an experimental hot-leg, which is crucial for safety in nuclear power plants. CCFL occurs when the vapor flow, due to high core temperatures, hinders the proper entry of coolant water, compromising reactor operation. Utilizing the VOF-RANS model and the  $k - \epsilon$  RNG turbulence model, both implemented in OpenFOAM-v2206, this study reproduces the experimental results of Issa, focusing on the pressure difference in the hot-leg for the first flow region with a liquid dimensionless velocity of  $J_W^{*0,5} = 0,105$ . The simulation allows for a detailed comparison of CCFL regimes with experimental data and demonstrates a significant improvement in accuracy by incorporating the variable density turbulence model.

## 1. INTRODUCCIÓN

Las plantas de energía nuclear pueden enfrentarse a diversos escenarios de posibles accidentes. Recientemente, muchos estudios se han centrado en el Accidente por Pérdida de Refrigerante (LOCA, por sus siglas en inglés). En este tipo de situaciones, se inyecta rápidamente agua en el circuito de refrigeración a través del Sistema de Refrigeración de Emergencia del Núcleo (ECCS), con el fin de inundar nuevamente el núcleo y evitar que el combustible se seque. La rápida evaporación provocada por las altas temperaturas del sistema genera un flujo de vapor que se desplaza en dirección contraria al agua de refrigeración proveniente del ECCS. Con frecuencia, el flujo de vapor impide la entrada del agua de refrigeración en el núcleo, lo que da lugar a un fenómeno perjudicial conocido como Limitación de Flujo a Contracorriente (CCFL). La obstrucción de la entrada del líquido refrigerante se conoce como el Inicio del CCFL, un fenómeno que ha captado la atención de numerosos investigadores debido a la compleja interacción entre las fases.

Se han realizado diversos esfuerzos para determinar la relación entre los parámetros del proceso y el inicio del CCFL. Muchos investigadores han optado por procedimientos experimentales. Siddiqui et al. (1986) realizó varios experimentos en tuberías de disposición vertical-horizontal y estudió el efecto del diámetro de la tubería, el radio de curvatura de la codo, la longitud de la sección horizontal y la geometría de entrada sobre el fenómeno de inundación. Ohnuki (1986) llevó a cabo experimentos en sistemas de hot-leg con diferentes geometrías y discutió los mecanismos de CCFL en relación con los parámetros de Wallis  $J_G^{*0,5}$  y  $J_W^{*0,5}$ . Ohnuki también realizó estudios adicionales en tuberías horizontales con distintas configuraciones geométricas Ohnuki et al. (1988). Wang y Kondo (1990) definió tres regiones de flujo basadas en la fracción volumétrica de gas ( $\alpha$ ). Otros investigadores, como Kawaji et al. (1991) y Ghiaasiaan et al. (1994), también aportaron investigaciones clave sobre el flujo a contracorriente en tuberías inclinadas y horizontales, destacando la formación de ondas interfaciales como un mecanismo principal que favorece la inundación.

Diversos estudios experimentales han intentado analizar la escalabilidad del flujo en función de la longitud característica de las geometrías de hot-leg. Sin embargo, estos enfoques no han arrojado resultados precisos, especialmente en las regiones cercanas al codo, el elevador y la entrada. Futatsugi et al. (2011) llevó a cabo experimentos a escala 1/10 utilizando aire y agua, investigando las características del CCFL en la línea de sobrepresión y los efectos del ángulo de inclinación y codos sobre este fenómeno. En otros trabajos, Issa y Murcian (2011, 2014a); Issa (2014); Issa y Murcian (2014b) identificó cuatro regímenes de flujo basados en la velocidad superficial de líquido adimensional de Wallis  $J_W^{*0,5}$ .

Para complementar estos estudios experimentales, se han desarrollado herramientas numéricas. Códigos 1D como RELAP5 y TRACE que han sido utilizados con éxito para resolver el flujo bifásico en la dirección de la tubería Yoon et al. (2022); Riemke (1991); Li et al. (2023). Otros investigadores han empleado simulaciones en 3D con métodos de flujo multifásico, como los enfoques de dos fluidos Euleriano Ishii y Vallée (2010); Drew (1983).

Egorov et al. (2004) fue uno de los primeros en abordar este problema, demostrando que el modelo de dos fluidos (TF) tiende a sobreestimar la viscosidad turbulenta y la disipación viscosa cerca de la interfaz. Para corregir este desajuste, propuso la incorporación de un término fuente en una de las ecuaciones de transporte de los modelos de turbulencia, con el objetivo de mejorar la estimación de la energía cinética turbulenta. Por su parte, Porombka Porombka y Höhne (2015) optimizó la detección de la morfología del flujo y el modelo de arrastre interfacial, mientras que Fredrix Frederix et al. (2018) amplió el uso de la función de amortiguación al

modelo  $k - \epsilon$ .

Por otro lado, los modelos VOF han mostrado resultados prometedores en problemas de flujo multifásico, ya que al tratarse de un modelo no interpenetrado o separado, permiten un seguimiento más preciso de la interfaz entre fases [Hirt y Nichols \(1981\)](#); [Höhne y Vallée \(2010\)](#); [Höhne et al. \(2011\)](#); [Kinoshita et al. \(2012\)](#). No obstante, la principal limitación de estos modelos radica en la implementación de los modelos de turbulencia en los enfoques RANS. Recientemente, [Fan y Anglart \(2020\)](#); [Dong et al. \(2022\)](#) propusieron un modelo de densidad variable ( $\rho$ -var), que ha demostrado ser eficaz en problemas similares al de este trabajo, como el flujo a contracorriente. Más recientemente, [Sarache et al. \(2024\)](#) amplió esta discusión, demostrando que dicho modelo se ajusta adecuadamente en pruebas de flujo a co-corriente y contracorriente en dos casos de test 2D, utilizando tanto el Modelo de Tensores de Reynolds como el  $k - \epsilon$  RNG.

En este contexto, el presente trabajo tiene como objetivo simular el experimento de Issa utilizando el modelo VOF-RANS junto con el modelo de turbulencia  $k - \epsilon$  RNG ambos implementados en OpenFOAM-v2206, con el fin de comparar los diferentes regímenes del CCFL y analizar la diferencia de presión en la hot-leg para la región 1 con  $J_W^{*0,5} = 0,105$ , reportada en los resultados experimentales de [Issa y Murcian \(2011, 2014a\)](#); [Issa \(2014\)](#); [Issa y Murcian \(2014b\)](#).

## 2. METODOLOGÍA

En esta sección se describen brevemente los procedimientos adoptados para representar la geometría, discretizar el dominio, definir las propiedades del fluido, establecer las condiciones de contorno y aplicar los modelos utilizados en OpenFOAM para simular los experimentos realizados por [Issa y Murcian \(2011, 2014a\)](#); [Issa \(2014\)](#); [Issa y Murcian \(2014b\)](#). Se detalla el enfoque seguido para garantizar la precisión de las simulaciones y la adecuada replicación de las condiciones experimentales, con especial énfasis en la configuración del modelo numérico y los parámetros físicos empleados en los cálculos. El experimento de Issa presenta resultados para diferentes velocidades de entrada de agua, definiendo cuatro regiones en función de la entrada de líquido:

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Región 1} \quad J_W^{*0,5} = 0,085 - 0,125 \\ \text{Región 2} \quad J_W^{*0,5} = 0,135 - 0,175 \\ \text{Región 3} \quad J_W^{*0,5} = 0,185 - 0,265 \\ \text{Región 4} \quad J_W^{*0,5} = 0,175 - 0,305 \end{array} \right.$$

En este estudio se realizarán simulaciones y se compararán los resultados con los obtenidos por Issa para la primera región, en la que la velocidad adimensional del líquido es  $J_W^{*0,5} = 0,105$ .

### 2.1. Geometría

Debido a la complejidad del flujo tridimensional, no se aplicaron simplificaciones por simetría en la geometría. Las dimensiones del Reactor Nuclear (RN), la hot-leg y el Generador de Vapor (GV) se mantuvieron iguales a las utilizadas en los experimentos realizados por [Issa y Murcian \(2011, 2014a\)](#); [Issa \(2014\)](#); [Issa y Murcian \(2014b\)](#). La entrada de aire se colocó en la misma posición que en los experimentos originales, aunque se omitió la expansión de la salida del ventilador, imponiendo directamente el flujo sobre la pared del RN con un área de  $0.1257 \text{ m}^2$ . Se añadió una pared divisoria en el GV, similar a la del experimento, de modo que un lado (Lado A) actúa como entrada de agua, mientras que el otro (Lado B) funciona como reservorio

en caso de que el agua desborde durante el fenómeno CCFL. La entrada de agua se realiza por la base del GV, con un área de  $0.1425 \text{ m}^2$ , y se añadió una salida de agua de  $0.1 \text{ m}^2$  cerca de la parte inferior del RN para equilibrar el flujo que ingresa por la entrada de agua del GV. Para la salida de aire, se incorporó un área circunferencial de  $0.0707 \text{ m}^2$  en el techo del GV. El modelo geométrico se muestra en la Figura 1.

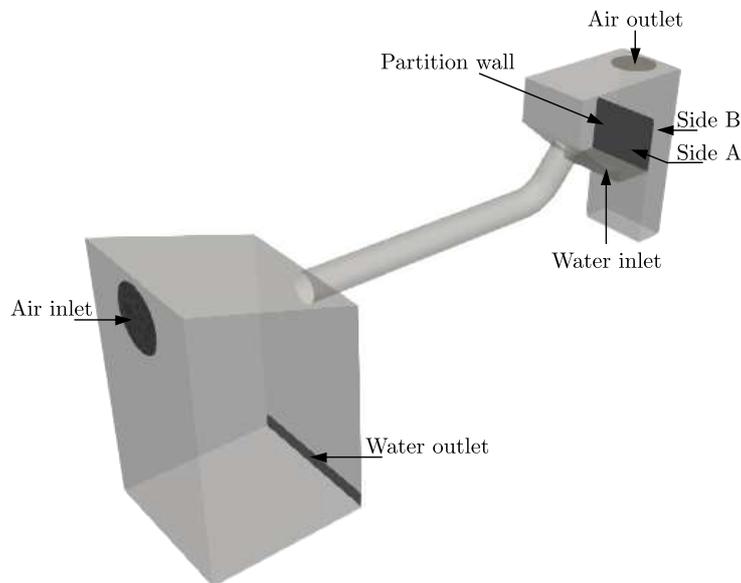


Figura 1: Geometría de la Hot-leg.

## 2.2. Descripción de la malla

Se generaron múltiples mallas con distintos niveles de refinamiento para evaluar la sensibilidad del modelo al tamaño de los elementos en el fenómeno CCFL. Tras el análisis, se seleccionó la malla de mayor refinamiento, denominada M2, cuyas principales características se detallan en la Tabla 1. Algunos detalles visuales de esta malla se presentan en la Figura 2. La discretización incluyó refinamientos locales en las proximidades de las paredes de la hot-leg para capturar con mayor precisión los efectos de la capa límite durante el desarrollo del CCFL. Además, se realizaron refinamientos en las zonas adyacentes a la entrada y salida de la hot-leg para representar de manera adecuada las estructuras de flujo características de dichas regiones.

Mesh	Number of cells	Skewness maximum	Max Aspect ratio	Non-ortogonality average	Non-ortogonality maximum
M1	330888	0.937	14.841	11.411	64.155
M2	507888	0.982	10.596	12.194	59.326

Tabla 1: Parámetros de malla.

## 2.3. Propiedades de los fluidos

De manera similar a los experimentos realizados por Issa, en este estudio se consideraron agua y aire a temperatura ambiente ( $25 \text{ }^\circ\text{C}$ ) y presión atmosférica ( $1 \text{ atm}$ ). Un resumen de las propiedades físicas y de transporte de los fluidos se proporciona en la Tabla 2.

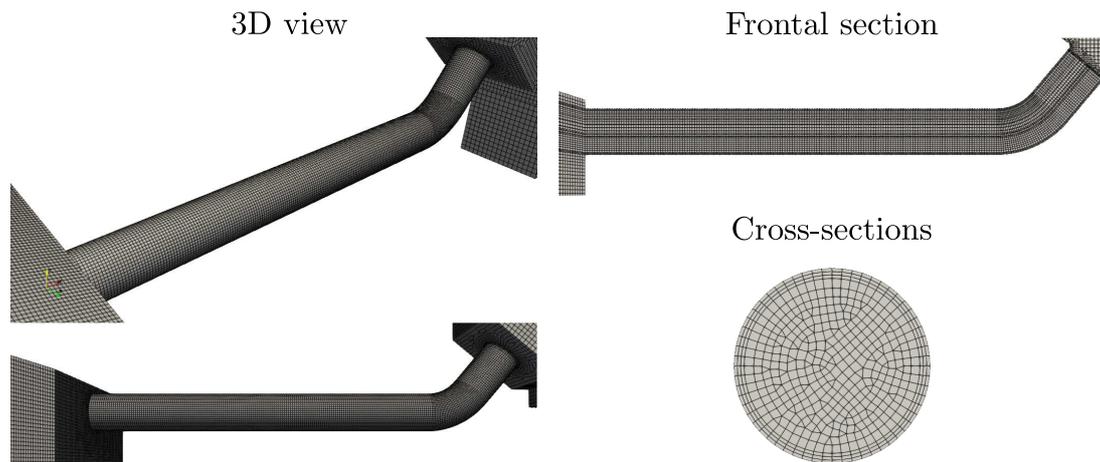


Figura 2: Detalles de malla mas fina M2

Properties	Water	Air
$\nu$ (m <sup>2</sup> /s)	$1 \times 10^{-6}$	$1,48 \times 10^{-5}$
$\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	998	1.2
$\sigma$ (N/m)	0.074	-

Tabla 2: Propiedades de fluidos.

## 2.4. Condiciones de contorno y condiciones iniciales

Las condiciones de contorno e iniciales utilizadas en la simulación fueron las siguientes:

- Entrada de aire: Se aplicó una velocidad de entrada de aire con una función escalonada dependiente del tiempo en la entrada del reactor nuclear (NR), como se muestra en la Figura 3b, con el fin de simular la evolución gradual del flujo de aire durante el experimento. Esta función es muy similar a la empleada por Issa, aunque los intervalos de tiempo se redujeron a casi un tercio para optimizar el tiempo de simulación.
- Entradad de agua: Se impuso un caudal constante de 0.000426 m<sup>3</sup>/s en la base del lado A del generador de vapor, lo que corresponde a una velocidad superficial adimensional de  $J_W^{*0,5} = 0,105$ . Esta condición fue diseñada para replicar el flujo de agua de entrada en los ensayos experimentales correspondientes a la región 1.
- Salida de aire: En la salida circular de aire situada en el techo del generador de vapor (SG), se impuso una condición mixta inletOutlet. Esta condición permite un flujo libre en caso de salida de aire (Neumann), y aplica una restricción (Dirichlet) para evitar el retroceso del flujo hacia el sistema.
- Salida de agua: Para evitar la acumulación de agua en el interior del reactor, se impuso una condición de caudal constante en la salida, igual al caudal de entrada. Esto garantiza un equilibrio adecuado entre el agua que ingresa y la que es evacuada del sistema.
- Paredes: Todas las paredes del dominio fueron configuradas con una condición de deslizamiento (no-slip), para asegurar la correcta interacción entre las fases y las paredes sólidas.

- Condiciones iniciales: El dominio fue inicialmente cubierto con líquido a una altura cercana a la correspondiente al momento en que el agua del GV comienza a ingresar en la hot-leg, con velocidad cero. El resto del dominio fue rellenado con aire, también con velocidad cero como se muestra en la figura 3a.

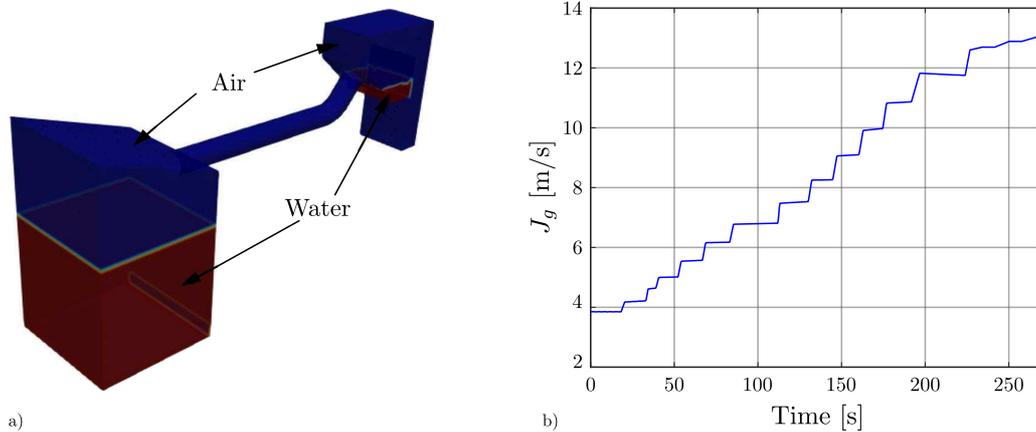


Figura 3: Condición Inicial. a) Distribución inicial de líquido y aire, b) Velocidad de entrada en función del tiempo

### 3. MODELO MATEMÁTICO

En esta sección se expone el marco teórico del método VOF-RANS. Inicialmente, se describe el enfoque VOF-RANS presentando las ecuaciones fundamentales de continuidad, momento, y la función indicadora que permite el seguimiento de la interfase entre fases. A continuación, se detallan las ecuaciones correspondientes al modelo de turbulencia  $\rho$ -var, utilizando el modelo  $k-\epsilon$  RNG, seguido por una comparación de las principales diferencias entre el modelo  $\rho$ -con, el modelo de amortiguamiento (damping) empleado en el método de dos fluidos, y el modelo  $\rho$ -var.

En todos los casos, las ecuaciones y modelos se describen tal como están implementados en la versión OpenFOAM-2206.

#### 3.1. Ecuaciones de continuidad y cantidad de movimiento

Las ecuaciones de continuidad y de momento resultantes de la formulación clásica de VOF se pueden expresar como:

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

$$\frac{\partial \rho U_j}{\partial t} + U_i \frac{\partial \rho U_j}{\partial x_i} = -\frac{\partial p_d}{\partial x_j} - g_i x_i \frac{\partial \rho}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \mu \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \langle u_i u_j \rangle \right] + \underbrace{\sigma \kappa \frac{\partial \alpha}{\partial x_j}}_{f_{si}} \quad (2)$$

donde  $U_i$  es la velocidad,  $x_i$  es la posición,  $\mu$  es la viscosidad dinámica,  $\rho$  es la densidad,  $g_i$  es la aceleración gravitacional,  $\alpha$  es una función indicadora y  $p_d$  es una presión modificada ( $p_d = p - \rho g_i x_i$ ). El último término en el lado derecho de la Ecuación (2) representa la fuerza

de tensión superficial y es cero lejos de la interfase. Se calcula a partir del coeficiente de tensión superficial  $\sigma$  y la curvatura local de la superficie libre  $\kappa$ :

$$\kappa = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\partial \alpha}{\partial x_i} / \left| \frac{\partial \alpha}{\partial x_k} \right| \right) \quad (3)$$

Además, las propiedades del fluido cerca de la interfaz se calculan como un promedio ponderado de  $\alpha$ , por ejemplo,  $\rho = \alpha \rho_l + \rho_g(1 - \alpha)$  y  $\nu = \alpha \nu_l + \nu_g(1 - \alpha)$ .

En la Ecuación (2),  $u_i$  representa la velocidad de pulsación, y el término  $\langle u_i u_j \rangle$  corresponde al tensor de esfuerzos de Reynolds, el cual surge del promedio temporal del término advectivo. Para resolver este término, es necesario adoptar un modelo de cierre. En este trabajo, se considera la hipótesis de viscosidad turbulenta.

### 3.2. Ecuación de transporte para $\alpha$

Se empleará la reconstrucción algebraica clásica para la ecuación de transporte de  $\alpha$ . Dicha ecuación es:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha U_i)}{\partial x_i} + \frac{\partial (\alpha U_{ri}(1 - \alpha))}{\partial x_i} = 0 \quad (4)$$

Esta ecuación incluye un término adicional de compresión basado en la velocidad relativa entre las fases  $U_{ri} = U_{li} - U_{gi}$ , el cual se añade a la ecuación de advección pura para reducir el espesor de la interfaz. En este caso, los flujos se calculan utilizando los valores en las caras obtenidos mediante el Limitador Universal Multidimensional para Soluciones Explícitas (MULES).

### 3.3. Hipótesis de Boussinesq

Como se mencionó anteriormente, es necesario utilizar ecuaciones de cierre para expresar los tensores de esfuerzos de Reynolds en la Ecuación (2) en función de la velocidad media. El enfoque más utilizado es la hipótesis de Boussinesq, que se presenta en la Ecuación (5):

$$\langle u_i u_j \rangle - \frac{2}{3} k \delta_{ij} = \mu_t \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (5)$$

donde  $\mu_t$  es la viscosidad turbulenta.

### 3.4. Modelo $k - \epsilon$ RNG

El modelo  $k - \epsilon$  RNG calcula la viscosidad turbulenta  $\nu_t$  a partir de la energía cinética turbulenta  $k$  y la tasa de disipación turbulenta  $\epsilon$ :

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (6)$$

donde  $k$  y  $\epsilon$  se determinan a partir de ecuaciones de transporte que, en el modelo con densidad constante ( $\rho$ -con), se formulan de manera incompresible al eliminar la densidad de las ecuaciones finales. No obstante, como se demostrará en este trabajo, tener en cuenta la variación de densidad en estas ecuaciones es fundamental para capturar las grandes fluctuaciones de la energía cinética turbulenta en las cercanías de la interfaz. Las ecuaciones de transporte en la formulación con variación de densidad ( $\rho$ -var) se expresan de la siguiente manera:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho U_i k) = \rho P + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \rho \left( \frac{\nu_t}{\sigma_k} + \nu \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] - \frac{2}{3} \rho k \frac{\partial u_i}{\partial x_i} - \rho \epsilon \quad (7)$$

$$\frac{\partial(\rho \epsilon)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho U_i \epsilon) = \frac{\rho P \epsilon}{k} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \rho \left( \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} + \nu \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} \right] - \rho \left( \frac{2}{3} C_1 - C_3 \right) \epsilon \frac{\partial u_i}{\partial x_i} - C_2 \rho \frac{\epsilon^2}{k} - R \quad (8)$$

donde  $P$  representa la producción de energía cinética turbulenta y se define como:

$$P = 2\nu_t S_{ij} S_{ji} \quad \text{y} \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (9)$$

Como se ha mencionado, el modelo  $k - \epsilon$  RNG incorpora un término adicional  $R$  en la Ecuación (8) respecto a la formulación estándar de  $k - \epsilon$ . Este término depende del parámetro de renormalización  $\eta$  y se puede expresar de la siguiente manera:

$$R = \frac{C_\mu \eta^3 (1 - \eta/\eta_0) \epsilon^2}{1 + \beta \eta^3} \frac{1}{k}, \quad \eta = \frac{S k}{\epsilon}, \quad S = (2S_{ij} S_{ji})^{1/2} \quad (10)$$

donde  $S$  es la tasa de deformación efectiva. Las constantes del modelo utilizadas en este estudio se presentan a continuación:

$$\begin{aligned} C_\mu &= 0,0845 & C_1 &= 1,42 & C_2 &= 1,68 & C_3 &= -0,33 \\ \sigma_k &= 0,71942 & \sigma_\epsilon &= 0,71942 & \eta_0 &= 4,38 & \beta &= 0,012 \end{aligned}$$

### 3.5. Relevancia de la variación de densidad en las ecuaciones de transporte turbulento

Para comprender la importancia de la formulación  $\rho$ -var en las ecuaciones de transporte turbulento, analizaremos la ecuación de  $k$ . Sin embargo, el mismo procedimiento se puede aplicar a la ecuaciones de  $\epsilon$ . Siguiendo el procedimiento de [Fan y Anglart \(2020\)](#), comenzamos con la derivación del lado izquierdo de la Ecuación (7):

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i k)}{\partial x_i} &= \rho \frac{\partial k}{\partial t} + k \frac{\partial \rho}{\partial t} + \\ &\quad \rho U_i \frac{\partial k}{\partial x_i} + U_i k \frac{\partial \rho}{\partial x_i} + \rho k \underbrace{\frac{\partial U_i}{\partial x_i}}_0 \end{aligned} \quad (11)$$

En la Ecuación (11), el último término es nulo para flujo incompresible. Reordenando el lado derecho:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i k)}{\partial x_i} &= \rho \left[ \frac{\partial k}{\partial t} + U_i \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + \\ &\quad k \left[ \frac{\partial \rho}{\partial t} + U_i \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \right] \end{aligned} \quad (12)$$

El último término en la Ecuación (12) corresponde a la derivada material de  $\rho$ . Para flujo incompresible, este término debe ser nulo, ya que la densidad es constante en cada punto o se mantiene casi constante a lo largo del flujo. Esto implica que el número de Mach permanece por debajo de 0.3 en la interfaz [Potter et al. \(2016\)](#). Ahora, podemos derivar el segundo término del lado derecho en la Ecuación (12):

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \rho \left( \frac{\nu_t}{\sigma_k} + \nu \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] &= \rho \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \left( \frac{\nu_t}{\sigma_k} + \nu \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + \\ &\quad \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \left[ \left( \frac{\nu_t}{\sigma_k} + \nu \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] \end{aligned} \quad (13)$$

Finalmente, al reemplazar las Ecuaciones (12) y (13) en la Ecuación (7) y dividir por  $\rho$ , obtenemos:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = P + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \left( \frac{\nu_t}{\sigma_k} + \nu \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] - \epsilon + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \left[ \left( \frac{\nu_t}{\sigma_k} + \nu \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] \quad (14)$$

Dado que la densidad es constante para cada fase, solo cambia dentro de la interfaz, y por lo tanto, el término  $\frac{\partial \rho}{\partial x_i}$  en la Ecuación (14) no es nulo únicamente en la interfaz. Este último término en la Ecuación (14) está ausente en las formulaciones clásicas con densidad constante. Por ejemplo, en los problemas segregados aire-agua resueltos aquí, la densidad aumenta hacia la parte inferior. Así,  $\frac{\partial \rho}{\partial x_i} < 0$ , lo que añade una mayor tasa de disipación turbulenta cerca de la interfaz, tal como se describe en [Fan y Anglart \(2020\)](#). Esta disipación adicional puede considerarse como un término de amortiguamiento que solo existe en la interfaz, sin introducir ningún efecto en el interior del flujo o en las paredes. Esta formulación  $\rho$ -var es independiente del tamaño de celda o de cualquier otro parámetro definido por el usuario y, como se demostrará, reduce la turbulencia alrededor de la interfaz y la consiguiente sobreestimación de la viscosidad turbulenta, haciendo que la interfaz actúe como una pared rígida dependiente de la densidad de las fases [FULGOSI et al. \(2003\)](#).

### 3.6. Modelo VOF $\rho$ -var vs modelo de amortiguamiento en dos Fluidos

Las estrategias de amortiguamiento han sido ampliamente discutidas en los modelos de dos fluidos. En este contexto, el uso de ecuaciones de transporte de turbulencia formuladas en formas conservativas no es suficiente para representar el salto de turbulencia a través de la interfaz. La mayoría de los autores han implementado modelos de amortiguamiento simples basados en el enfoque de amortiguamiento de interfaz de Egorov, que se basa en la idea de que cada fase, en ambos lados de una interfaz a gran escala, percibe la interfaz como una pared [Egorov et al. \(2004\)](#). [Porombka y Höhne \(2015\)](#); [Frederix et al. \(2018\)](#) aplicaron este enfoque en el modelo  $k - \omega$ , y [Frederix et al. \(2018\)](#) extendió la idea al modelo  $k - \epsilon$ , mejorando las soluciones para flujos segregados en ambos casos. En estos enfoques, el amortiguamiento se introduce como un término fuente en una de las ecuaciones de transporte. Por ejemplo, para  $\omega$ , se fuerza la disipación específica de turbulencia en la interfaz a un valor similar al de una pared mediante términos como el siguiente:

$$\omega^{int} = B \frac{6\mu^k}{\beta \Delta n^2} \quad (15)$$

Donde  $\Delta n$  es un tamaño representativo de las celdas en la interfaz y  $B$  es un coeficiente adimensional que puede variar entre 100 y 2500 para ajustar los datos experimentales [Frederix et al. \(2018\)](#); [Gada et al. \(2016\)](#). Claramente, el problema con la Ecuación 15 radica en su dependencia con la malla [Gada et al. \(2017\)](#) y la necesidad de datos de calibración previos. En resumen, el amortiguamiento en el método VOF proviene de la forma conservativa de las ecuaciones de transporte turbulento. Por otro lado, en el modelo de dos fluidos (TF), escribir las ecuaciones en una forma conservativa no es suficiente y se debe incluir un término fuente adicional. Este término depende fuertemente de la malla en la interfaz y también de un parámetro del modelo, que puede tomar valores en un rango muy amplio. El hecho de que el tamaño de la celda en la interfaz esté en el denominador de la Ecuación 15 provoca que este término

de amortiguamiento crezca significativamente si la malla se refina en exceso. Esta falta de convergencia del método TF con el refinamiento es una limitación seria del método, que a menudo conduce a problemas de estabilidad al intentar obtener soluciones con mallas finas.

#### 4. MODELO COMPUTACIONAL

Las simulaciones se llevaron a cabo en un clúster equipado con un procesador Intel(R) Xeon(R) CPU E5-1620 v2 a 3.70GHz, con 1 CPU de 4 núcleos y conectividad Infiniband (QDR 40 Gbps), utilizando computación distribuida en paralelo. Se empleó el solver InterFoam de OpenFOAM-v2206 para obtener las soluciones numéricas. Para garantizar precisión, en el caso del VOF algebraico se utilizó el esquema de alta resolución Van Leer para discretizar los términos advectivos en las ecuaciones de momento, turbulencia y  $\alpha$ .

El algoritmo PIMPLE se utilizó para el acoplamiento presión-velocidad, con 4 correctores externos y 3 internos en cada paso de tiempo. Para asegurar estabilidad y precisión en las ecuaciones de advección, los términos temporales en las ecuaciones de momento y turbulencia fueron discretizados con el método de Euler Backward y pasos de tiempo adaptativos, manteniendo un número de Courant menor a 0.2. En cada iteración temporal  $\Delta t$ , las ecuaciones de la interfaz fueron resueltas explícitamente usando un número de subciclos  $n_{sc} = 3$  y un intervalo de subciclo  $\Delta t_{sc} = \frac{\Delta t}{n_{sc}}$ , con MULES para InterFoam. El criterio de convergencia absoluta para todas las variables fue de  $1 \times 10^{-7}$ .

#### 5. RESULTADOS

En la Figura 4, se presenta la diferencia de presión entre la entrada y la salida de aire en la hot-leg, comparando los resultados con los obtenidos por Issa en su experimento para la primera región, con una velocidad adimensional de líquido de  $J_W^{*0,5} = 0,105$ . La Figura 4b muestra los valores de la diferencia de presión en función de la velocidad adimensional del gas, donde cada valor corresponde a un instante del experimento completo. En la Figura 4a, se representan estos valores en relación con el escalón temporal; como se mencionó anteriormente, los tiempos de cada escalón en la simulación son menores que en el experimento.

A pesar de la complejidad física asociada al fenómeno de CCFL, los valores de la diferencia de presión obtenidos con VOF  $\rho$ -var muestran una buena concordancia con los resultados experimentales. Como se observa en la Figura 4b, el modelo laminar es el que presenta el mayor desvío respecto a los datos experimentales, lo que sugiere que el fenómeno está fuertemente influenciado por la turbulencia. Al no contar con un modelo de turbulencia, la malla utilizada no logra estimar adecuadamente los esfuerzos cortantes en la interfaz, ya que la principal diferencia al incluir un modelo de turbulencia radica en la incorporación de una viscosidad turbulenta, que aumenta los esfuerzos en el flujo. Este desajuste también se puede interpretar como un desplazamiento de la curva hacia la derecha, lo que indicaría una aparición tardía del fenómeno CCFL.

Los resultados obtenidos con el modelo  $\rho$ -con muestran una mejora notable en comparación con el caso laminar en cuanto a la diferencia de presión, sin embargo, subestiman los valores experimentales. Esto se debe a una sobreestimación de la energía cinética turbulenta, lo que provoca una mayor difusión en la interfaz, permitiendo que el líquido encuentre menos resistencia y, como consecuencia, se genere una menor diferencia de presión. Resultados similares fueron obtenidos por [Sarache et al. \(2024\)](#).

Los valores de diferencia de presión que mejor se ajustan a los resultados experimentales fueron obtenidos con el modelo  $\rho$ -var, especialmente al inicio y al final del experimento. Al

final del experimento, este modelo es el único que alcanza un valor cercano al resultado experimental de 1000 Pa. No obstante, se observa un leve adelanto en la diferencia de presión entre  $J_G^{*0,5} = 0,45$  y  $J_G^{*0,5} = 0,55$ . Como se analizó en Sarache et al. (2024), una mayor y mejor correspondencia en la diferencia de presión se logró en flujos a contracorriente y co-corriente utilizando el modelo  $\rho$ -var.

En la figura 5 se presenta una comparación cualitativa para valores similares de  $J_G^{*0,5}$  entre la simulación y el experimento. Al inicio de la región 1, se alcanza un estado casi estacionario para valores de  $J_G^{*0,5}$  entre 0.42 y 0.47, en el que el líquido que entra en la hot-leg del GV fluye completamente hacia el RN, sin generar perturbaciones en la superficie del líquido, lo que indica un flujo supercrítico. Estos resultados muestran una buena concordancia con los experimentales, donde se observa una similitud significativa.

Para valores de  $J_G^{*0,5}$  entre 0.45 y 0.5, se forma un salto hidráulico en la entrada de la hot-leg, y el flujo cambia de supercrítico a subcrítico. Este salto hidráulico comienza a avanzar hacia el codo, como se observa en la figura, mostrando una buena correspondencia con lo registrado en el experimento.

Posteriormente, para valores de  $J_G^{*0,5}$  entre 0.5 y 0.53, el salto hidráulico llega al codo y comienza a descomponerse, formando vórtices hacia la salida de la hot-leg. Este fenómeno está asociado con un incremento en la presión, ambos aspectos son capturados en la simulación, que refleja tanto la ruptura del salto hidráulico como el aumento de la diferencia de presión, en concordancia con los resultados experimentales.

Finalmente, se alcanza el CCFL con una obstrucción completa del líquido hacia el RN, lo cual se relaciona con una oscilación de presión en torno a los 1000 Pa. Nuevamente, esto es bien representado por la simulación, mostrando una buena similitud con los datos experimentales.

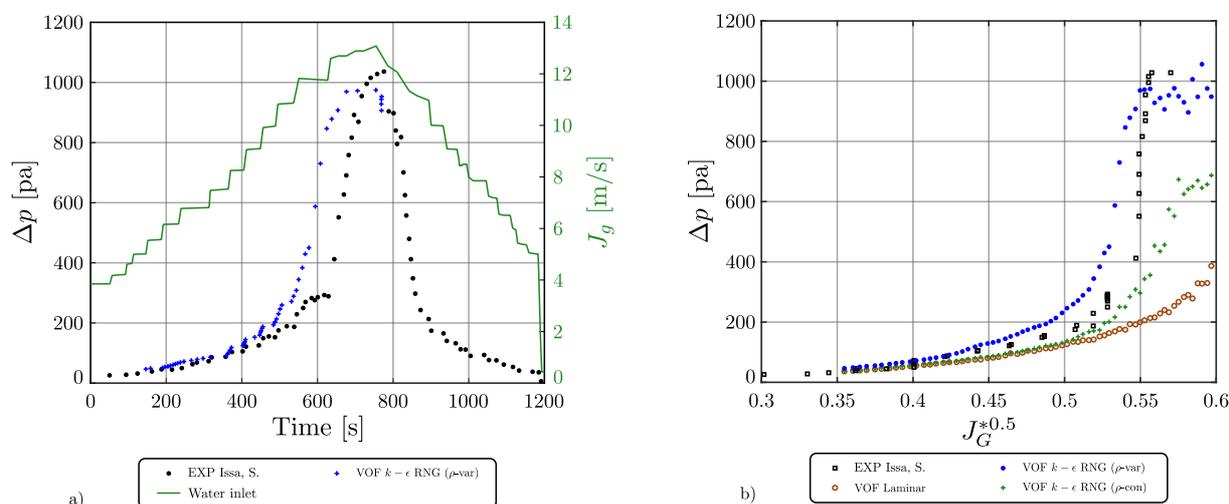


Figura 4: Diferencia de presión. a) en función del tiempo y b) en función de  $J_G^{*0,5}$ .

## 6. CONCLUSIONES

La comparación de los resultados de la simulación con el modelo VOF  $\rho$ -var y los datos experimentales obtenidos por Issa demuestra una notable precisión en la predicción de la diferencia de presión en la hot-leg del reactor nuclear. En particular, el modelo  $\rho$ -var se destaca por su capacidad para reproducir los resultados experimentales con una alta concordancia, especialmente al inicio y al final del experimento. Este modelo es el único que logra acercarse al valor

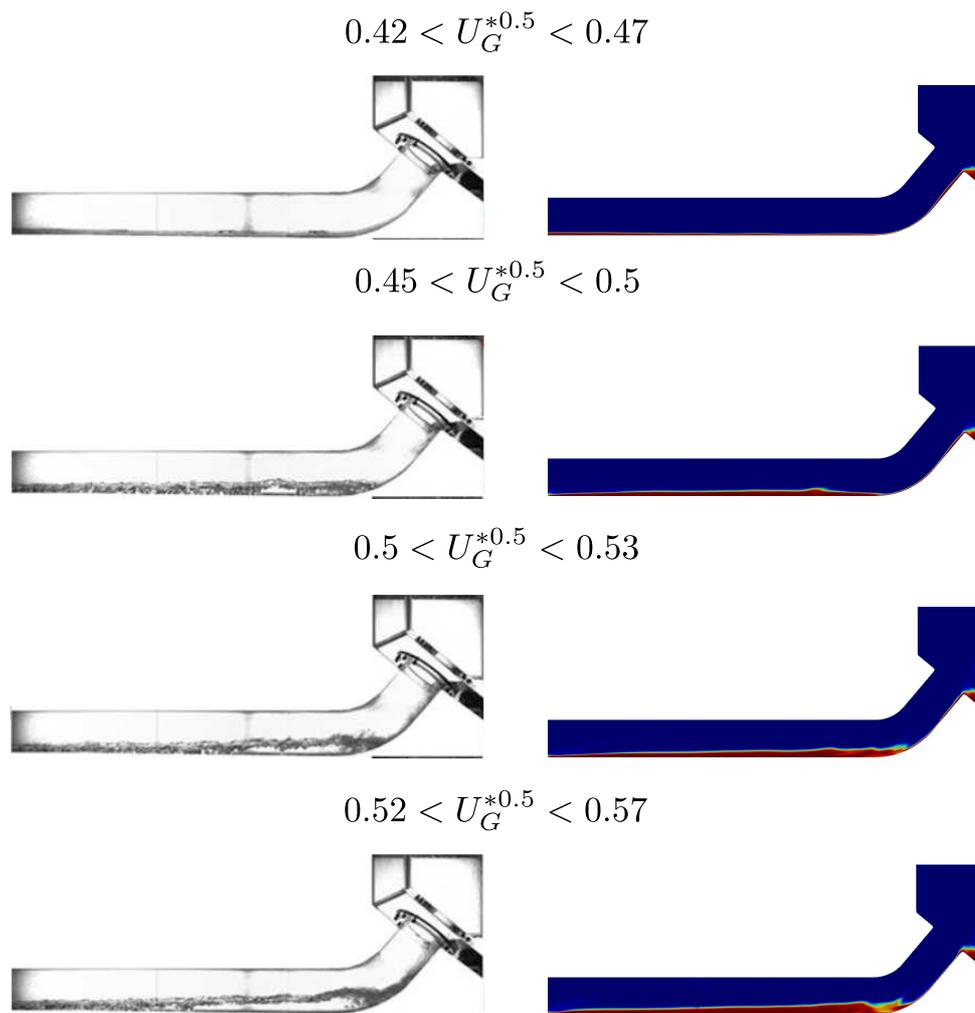


Figura 5: Comparación cualitativa de la distribución de líquido en la Hot-leg para un mismo valor de  $J_G^{*0.5}$ .

experimental de 1000 Pa al final del experimento, a diferencia de los modelos laminar y  $\rho$ -con, que muestran desvíos significativos.

El modelo laminar presenta una desviación considerable respecto a los datos experimentales, evidenciando que el fenómeno de flujo a contracorriente limitado (CCFL) está fuertemente influenciado por la turbulencia. La falta de un modelo de turbulencia adecuado en la malla utilizada impide una correcta estimación de los esfuerzos cortantes en la interfaz, resultando en una estimación tardía del fenómeno CCFL. Por otro lado, el modelo  $\rho$ -con mejora respecto al caso laminar, pero sigue subestimando la diferencia de presión debido a una sobreestimación de la energía cinética turbulenta, lo que permite una mayor difusión en la interfaz y una menor resistencia para el líquido.

El aspecto cualitativo también confirma que el modelo  $\rho$ -var reproduce con precisión los estados del flujo y los fenómenos hidráulicos observados experimentalmente. En particular, la formación y el avance del salto hidráulico, así como la transición de flujo de supercrítico a subcrítico, son capturados de manera efectiva. Además, el modelo refleja adecuadamente el rompimiento del salto hidráulico y el incremento de la diferencia de presión asociado, en concordancia con los resultados experimentales.

Finalmente, la simulación del CCFL muestra una obstrucción completa del líquido hacia el reactor nuclear y una oscilación de presión en torno a 1000 Pa, en alineación con los datos

experimentales. Estos resultados subrayan la efectividad del modelo  $\rho$ -var en la captura de los fenómenos complejos asociados al flujo a contracorriente limitado y destacan su capacidad para replicar condiciones experimentales con alta precisión.

## REFERENCIAS

- Dong Z., Bürgler M., Hohermuth B., y Vetsch D. Density-based turbulence damping at large-scale interface for reynolds-averaged two-fluid models. *Chemical Engineering Science*, 247:116975, 2022. ISSN 0009-2509. doi:10.1016/j.ces.2021.116975.
- Drew D. Mathematical modeling of two-phase flow. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 15(1):261–291, 1983.
- Egorov Y., Boucker M., Martin A., Pigny S., Scheuerer M., y Willemsen S. Validation of cfd codes with pts-relevant test cases. *5th Euratom Framework Programme ECORA project*, 2004:91–116, 2004.
- Fan W. y Anglart H. varrho-turbvof: A new set of volume of fluid solvers for turbulent isothermal multiphase flows in openfoam. *Computer Physics Communications*, 247:106876, 2020. ISSN 0010-4655. doi:10.1016/j.cpc.2019.106876.
- Frederix E., Mathur A., Dovizio D., Geurts B., y Komen E. Reynolds-averaged modeling of turbulence damping near a large-scale interface in two-phase flow. *Nuclear Engineering and Design*, 333:122–130, 2018. ISSN 0029-5493. doi:10.1016/j.nucengdes.2018.04.010.
- FULGOSI M., LAKEHAL D., BANERJEE S., y DE ANGELIS V. Direct numerical simulation of turbulence in a sheared airwater flow with a deformable interface. *Journal of Fluid Mechanics*, 482:319–345, 2003. ISSN 1469-7645. doi:10.1017/s0022112003004154.
- Futatsugi T., Yanagi C., Murase M., Hosokawa S., y Tomiyama A. Countercurrent air-water flow in a scale-down model of a pressurizer surge line. *Science and Technology of Nuclear Installations*, 2012:1–7, 2011.
- Gada V., Punde P., Tandon M.P., y Vikulov R. Role of turbulence damping at the gas-liquid interface. En *Proceedings of the 9th International Conference on Multiphase Flow, Firenze, Italy*, páginas 22–27. 2016.
- Gada V.H., Tandon M.P., Elias J., Vikulov R., y Lo S. A large scale interface multi-fluid model for simulating multiphase flows. *Applied Mathematical Modelling*, 44:189–204, 2017. ISSN 0307-904X. doi:10.1016/j.apm.2017.02.030.
- Ghiaasiaan S M., Turk R E., y Abdel-Khalik S I. Countercurrent flow limitation in inclined channels with bends. *Nuclear Engineering and Design*, 152:379–388, 1994.
- Hirt C W. y Nichols B D. Volume of fluid (vof) method for the dynamics of free boundaries. *Journal of computational physics*, 39(1):201–225, 1981.
- Höhne T., Dirk D., y Lucas D. Numerical simulations of counter-current two-phase flow experiments in a pwr hot leg model using an interfacial area density model. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 32:1047–1056, 2011.
- Höhne T. y Vallée C. Experiments and numerical simulations of horizontal two-phase flow regimes using an interfacial area density model. *Journal of Computational Multiphase Flows*, 2:131–143, 2010.
- Ishii M. y Vallée C. Experiments and numerical simulations of horizontal two-phase flow regimes using an interfacial area density mode. *The Journal of Computational Multiphase Flow*, 2(3):131–143, 2010.
- Issa A L. Experimental investigation and cfd validation of two-phase phenomena related to nuclear safety research during loca accidents, ph.d these. *Technische Universitat Munchen, Alemania*, 2014.

- Issa A L. y Murcian A. A review of ccfl phenomenon. *Ann Nuclear Energy*, 38:1795–1819, 2011.
- Issa A L. y Murcian A. Experimental investigation of countercurrent flow limitation (ccfl) in a large-diameter hot-leg pipe geometry: A detailed description of ccfl mechanisms, flow patterns and high-quality hsc imaging of the interfacial structure in a 1/3.9 scale of pwr geometry. *Nuclear Engineering and Design*, 280:550–563, 2014a.
- Issa A L. y Murcian A. Experimental investigation of countercurrent flow limitation (ccfl) in a large-diameter hot-leg pipe geometry: A detailed description of ccfl mechanisms, flow patterns and high-quality hsc imaging of the interfacial structure in a 1/3.9 scale of pwr geometry. *Nuclear Engineering and Design*, 280:550–563, 2014b.
- Kawaji M., Thompson L A., y Krishnan V S. Countercurrent flooding in vertical to inclined pipes. *Exp. Heat Transfer*, 4:95–110, 1991.
- Kinoshita I., Murase M., y Tomiyama A. Numerical simulation of size effects on countercurrent flow limitation in pwr hot leg models. *Science and Technology of Nuclear Installations*, 2012, 2012.
- Li X., Sun W., Ding S., Huang T., Ma Z., Zhang L., Zhu L., y Pan L.m. Analysis of relap5 prediction of countercurrent flow limitation in downcomer at upper plenum test facility. *Progress in Nuclear Energy*, 158:104608, 2023.
- Ohnuki A. Experimental study of counter-current two-phase flow in horizontal tube connected to inclined riser. *Journal of Nuclear Science And Technology*, 23:219–232, 1986.
- Ohnuki A., Adachi A., y Murao Y. Scale effects on countercurrent gas-liquid flow in a horizontal tube connected to an inclined riser. *Nuclear Engineering and Design*, 107:283–294, 1988.
- Porombka P. y Höhne T. Drag and turbulence modelling for free surface flows within the two-fluid euler–euler framework. *Chemical Engineering Science*, 134:348–359, 2015. ISSN 0009-2509. doi:10.1016/j.ces.2015.05.029.
- Potter M., Wiggert D., y Ramadan B. *Mechanics of Fluids*. Cengage Learning, 2016. ISBN 9781305887695.
- Riemke R.A. Countercurrent flow limitation model for relap5/mod3. *Nuclear technology*, 93(2):166–173, 1991.
- Sarache J.P., Corzo S., Godino D., y Ramajo D. Volume of fluid simulation of air–water co-current and counter-current flow with variable density turbulence formulation. *Nuclear Engineering and Design*, 424:113217, 2024.
- Siddiqui H., Banerjee S., y Ardron K H. Flooding in an elbow between a vertical and a horizontal or near-horizontal pipe, part i: experiments. *Int. J. Multiphase Flow*, 12:531–541, 1986.
- Wang H. y Kondo S. a study on the stratified horizontal counter-current two-phase flow. *Nuclear Engineering and Design*, 121:45–52, 1990.
- Yoon H.J., Alyammahi N., Al-Yahia O.S., y Leung R. Validation of relap5 mod3. 3 for 1 % reactor pressure vessel top head break loss of coolant accident via the atlas facility. *Nuclear Engineering and Design*, 400:112054, 2022.