



UNIVERSITAT
POLITÈCNICA
DE VALÈNCIA

**TRABAJO FIN DE MASTER EN SEGURIDAD INDUSTRIAL Y MEDIO
AMBIENTE**

**ESTUDIO DEL FLUJO DE CAUDAL CRÍTICO Y
VALIDACIÓN DEL CÓDIGO TRACE FRENTE A
EXPERIMENTOS DE FLUJO CRÍTICO
REALIZADOS EN LA INSTALACIÓN MARVIKEN**

Autora: **CINDY BELLO BARRADAS**

Tutor: **ALBERTO ESCRIVÁ CASTELLS**

SEPTIEMBRE 2021

Agradecimientos

Me gustaría agradecer el apoyo de mi tutor Alberto Escrivá, quién me mostró el camino del aprendizaje, la búsqueda de la literatura y el conocimiento avanzado sobre termohidráulica y las bases para este TFM. Al equipo de termohidráulica y nuclear del IIE, cuyo apoyo fue fundamental en el aprendizaje del software.

“A los que tienen paciencia y viven en la conciencia, de que todo lo que buscan llegará tarde o temprano..”

Resumen

El flujo de caudal crítico o estrangulado (choked flow) es un fenómeno físico de particular interés en seguridad nuclear, debido que ocurre principalmente en un accidente base de diseño de pérdida de refrigerante. Su comportamiento se lleva a cabo debido a la enorme diferencia de presión en la que el fluido se encuentra sometido tras la rotura de una tubería en el lazo primario correspondiente al Sistema de Refrigeración de Emergencia.

La obtención de la correlación del flujo crítico es esencial para que los códigos termo-hidráulicos funcionen de manera correcta, debido a su implicación en la ingeniería en detalle para la evaluación del diseño y operación del reactor.

El objetivo llevado a cabo en este Trabajo Fin de Máster constó en estudiar profundamente los avances que se han llevado a cabo para los modelos del flujo crítico, los aplicados para el código TRACE y corroborar las predicciones a partir de un modelo experimental conocido como la Instalación Marviken.

Se logró observar que cuando el flujo crítico se encuentra en estado bifásico, las predicciones obtenidas por los modelos de Ransom-Trapp ajustan adecuadamente el fenómeno. Sin embargo, existe una diferencia notable cuando el flujo crítico monofásico subenfriado no concuerda con lo experimental.

Basándose en el método estadístico, el análisis de incertidumbre aplicado a las variables de entrada en el código no tienen repercusión en las predicciones obtenidas, con lo que se recomienda estudiar con más detalle los parámetros que afectan al flujo crítico en estado subenfriado.

Cindy Bello
cbello@posgrado.upv.es

Alberto Escrivá
aescriva@iqn.upv.es

Palabras Clave: Seguridad Nuclear, Flujo Crítico, TRACE, LOCA, Ransom-Trapp. TFM

Índice general

Resumen	I
Índice general	v
I Memoria	1
1 Introducción	3
1.1 Objetivos del proyecto	3
1.2 Estructura del proyecto	4
2 Descripción del Flujo Crítico	5
2.1 Fundamentos de Seguridad en Reactores Nucleares	5
2.2 Flujo crítico	7
2.3 Correlaciones para el sistema líquido subenfriado	10
2.4 Correlaciones para el sistema vapor sobrecalentado	14
2.5 Resumen	17
3 Flujo Crítico - Sistema Bifásico	19
3.1 Clasificación de los modelos	19
3.2 Correlaciones para los modelos en Equilibrio Homogéneo	21
3.3 Correlaciones para los modelos en Equilibrio No-Homogéneo	22
3.4 Correlaciones para los modelos en No-Equilibrio Homogéneo	23
3.5 Correlaciones para los modelos en No-Equilibrio No-Homogéneo	24
3.6 Resumen	27
4 Procedimiento Experimental: Instalación Marviken	31
4.1 Descripción de la instalación de prueba	32

ESTUDIO DEL FLUJO DE CAUDAL CRÍTICO Y VALIDACIÓN DEL CÓDIGO TRACE FRENTE A EXPERIMENTOS DE FLUJO CRÍTICO REALIZADOS EN LA INSTALACIÓN MARVIKEN

4.2 Experimentos	34
4.3 Modelo en TRACE	35
5 Análisis y Resultados	45
5.1 Generación de las condiciones iniciales	45
5.2 Simulación del transitorio	47
5.3 Análisis de incertidumbre	52
5.4 Resumen	58
6 Conclusiones	59
II Anexos	61
7 Apéndice	63
7.1 Resolución Matricial para el modelo desarrollado por TRACE.	63
7.2 Gráficos de Moody para modelos de Equilibrio Homogéneo.	67
7.3 Condiciones de contorno de los ensayos de Marviken	67
7.4 Parámetros evaluados en el análisis de incertidumbre.	71
7.5 Predicciones para el cambio de temperatura.	71

Índice de figuras

2.1. Representación esquemática de un LOCA en un accidente en reactores nucleares	6
2.2. Reactores tipo BWR (izquierda) y PWR (derecha). <i>Ref. World Nuclear Association website</i>	8
2.3. Comportamiento del flujo crítico	9
2.4. Representación esquemática de una boquilla convergente - divergente. <i>Ref. Sitio web de Vapor para la Industria</i>	10
2.5. Comportamiento del flujo crítico para un fluido compresible	12
3.1. Relación de presión crítica en función de L/D. [13]	24
3.2. Modelos de Henry-Fauske y Ransom Trapp	25
4.1. Diagrama de la instalación Marviken	33
4.2. Dimensiones del montaje	33
4.3. Panel de Herramientas	37
4.4. Ejemplo de una animación en SNAP	37
4.5. Nodalizaciones conocidas	39
4.6. Modelo propuesto de la instalación	40
4.7. Distribución de medidas en las boquillas	41
4.8. Dimensiones de las boquillas para los test 15 al 27	42
4.9. Nodalización de las boquillas usadas en el modelo computacional	43
4.10. Panel de herramientas	44
5.1. Comportamiento del flujo en el transitorio nulo (ensayo 04)	46

ESTUDIO DEL FLUJO DE CAUDAL CRÍTICO Y VALIDACIÓN DEL CÓDIGO
TRACE FRENTE A EXPERIMENTOS DE FLUJO CRÍTICO REALIZADOS EN LA
INSTALACIÓN MARVIKEN

5.2. Perfil de temperatura del líquido (ensayo 04)	46
5.3. Detalles del archivo .out	47
5.4. Descarga del flujo másico (ensayo 04)	48
5.5. Perfiles de temperatura para la vasija (ensayo 04)	49
5.6. Perfiles de temperatura para la tubería de descarga (ensayo 04)	49
5.7. Perfiles de temperatura para la tubería de descarga (ensayo 04)	50
5.8. Fracción de huecos de la vasija (ensayo 04)	51
5.9. Fracción de huecos de la tubería de descarga (ensayo 04)	52
5.10. Comparativas de las predicciones del código TRACE con sus datos experi- mentales	53
5.11. Resultados obtenidos para el ensayo 03	54
5.12. Resultados obtenidos para el ensayo 04	54
5.13. Resultados obtenidos para el ensayo 05	55
5.14. Resultados obtenidos para el ensayo 08	55
5.15. Resultados obtenidos para el ensayo 09	56
5.16. Resultados obtenidos para el ensayo 11	56
5.17. Resultados obtenidos para el ensayo 13	56
5.18. Resultados obtenidos para el ensayo 20	57
5.19. Modelo ensayo 04, su valor experimental y predicciones	57
7.1. Caudal máximo de vapor de agua y propiedades de estancamiento local [13]	68
7.2. Descarga máxima de vapor de agua. [13]	69
7.3. Temperatura del líquido en la vasija para el test 13	72
7.4. Temperatura del líquido en la vasija para el test 20	72

Índice de cuadros

3.1. Principales Modelos para el Flujo Crítico	19
4.1. Conjunto de condiciones y dimensiones de las boquillas utilizadas	34
4.2. Pruebas de Marviken utilizadas para evaluaciones de flujo crítico.	35
7.1. Conjunto de condiciones y dimensiones de las boquillas utilizadas	70
7.2. Coeficientes de incertidumbre implementados en el código TRACE	71

Parte I

Memoria

Capítulo 1

Introducción

El flujo crítico es un fenómeno muy estudiado por su importancia en aplicaciones en Ingeniería Nuclear, debido que el fluido crítico ocurre principalmente en un accidente de pérdida de refrigerante (LOCA, por sus siglas en inglés), el cual es un accidente que puede ocurrir tras la rotura de una tubería que transporta el fluido refrigerante con bastante energía ubicado en el primario.

Definir y correlacionar el fluido de manera correcta es esencial para poder llevar a cabo el diseño y evaluación del reactor en condiciones seguras, esto se logra al cumplir con los parámetros establecidos en la normativa de seguridad e integridad [1] para el análisis de reactores nucleares.

El cálculo de los parámetros en un transitorio que establecen un reactor en condiciones seguras, deben ser calculados bajo un código termohidráulico que permite determinar, con las correlaciones matemáticas correctas, los criterios de aceptación como lo son: el nivel de agua del reactor, el inventario de refrigerante, presiones, temperatura de pico de vaina, niveles energéticos, entre otros. Actualmente los códigos termohidráulicos como TRACE definen cada fenómeno según las condiciones de contorno y de operación en el que se presenten los transitorios.

Por lo que es necesario validar computacionalmente el comportamiento del fluido bajo las correlaciones dadas con respecto a datos experimentales, como los realizados en Marviken.

1.1 Objetivos del proyecto

Los objetivos del presente trabajo son, por un lado, estudiar la fenomenología del flujo crítico a través del modelo de vaciado de un tanque o depósito a presión que ha sido diseñado como la vasija de un reactor a agua ligera en ebullición y en segundo lugar, simular por medio del código termohidráulico TRACE los experimentos de flujo de descarga realizados en la instalación experimental Marviken, situada en Suecia.

ESTUDIO DEL FLUJO DE CAUDAL CRÍTICO Y VALIDACIÓN DEL CÓDIGO TRACE FRENTE A EXPERIMENTOS DE FLUJO CRÍTICO REALIZADOS EN LA INSTALACIÓN MARVIKEN

Para ello se comenzará primero con una descripción del fenómeno físico y la importancia de su estudio, para describir las leyes físicas que rigen el comportamiento del flujo crítico y además, comparar las correlaciones utilizadas por el software frente a las correlaciones más actualizadas.

El análisis se hará mediante la herramienta SNAP, que a través del código TRACE nos permitirá simular el comportamiento de este fenómeno el cual ocurre cuando sucede un accidente tipo Loss of Coolant Accident (LOCA). De hecho, los códigos utilizados para centrales nucleares como TRACE se han desarrollado para afrontar transitorios de accidentes de este tipo.

El resultado de este trabajo es determinar si, mediante los componentes aportados por el código, se puede simular correctamente el fenómeno de flujo crítico validándose los resultados con los ensayos experimentales de Marviken. Para ello consideramos que en el accidente tipo LOCA representado se produce por la apertura de una válvula que simula la rotura produciendo la pérdida del refrigerante mediante el cual se vacía el circuito primario y esto, trae como consecuencia el vaciado de la vasija, la cual está representada como un recipiente a presión.

Con ello se quiere llegar a concluir que el fenómeno físico de flujo crítico esté bien representado como parte confiable del código TRACE, teniendo en consideración las ventajas e inconvenientes de que podría proporcionar las correlaciones más detalladas del fenómeno.

1.2 Estructura del proyecto

El proyecto se compone de dos partes:

- Memoria
- Anexos

La Memoria a su vez contiene 6 capítulos más las referencias bibliográficas. Entre los diferentes capítulos se han distribuido la información en cuatro grupos de contenido: el marco teórico, la generación y validación del modelo termohidráulico, el transitorio operacional del sistema y el análisis de incertidumbre. De esta manera, progresivamente se van incorporando todos los conocimientos necesarios para comprender el proyecto, luego se procede a la puesta en práctica de los conocimientos adquiridos, y en último lugar, se realiza un análisis de los resultados obtenidos. En el último capítulo, se exponen las conclusiones extraídas a lo largo de todo el trabajo desarrollado. Por último, la parte de los anexos simplemente contemplan las resoluciones y métodos numéricos que se llevaron a cabo por el código TRACE para resolver las ecuaciones que modelan el fenómeno de flujo crítico, además de los datos reproducidos para diferentes test de la instalación.

Descripción del Flujo Crítico

2.1 Fundamentos de Seguridad en Reactores Nucleares

En el diseño de una planta nuclear, se toma un dominio prescrito para operar bajo condiciones estacionarias, sin embargo, el proceso que lleva parte de la seguridad e integridad del reactor suele llevar a cabo diferentes condiciones de operación que debe ser capaz de corregir desviaciones de la condiciones normales y priorizar la integridad del núcleo.

Entre estas desviaciones, se incluyen transitorios producidos por una malfunción de control, error de un operador, fallos de un componente de un sistema o potencia. Con lo cual, para una planta nuclear dada, la operación es segura si cumple con las características de seguridad que permita hacer frente a transitorios postulados, con el objetivo de evitar la propagación de material radiactivo y exponer la exposición del personal y medio a radiaciones ionizantes.

El accidente más significativo y estudiado en el diseño de reactores de agua ligera (LWR) es el accidente con pérdida de refrigerante (“Loss of Coolant Accident”). El LOCA de peores consecuencias es el debido a una gran rotura en el sistema de refrigerante del reactor, el llamado LOCA grande, y constituye la base del diseño para muchos aspectos del reactor: potencia máxima del núcleo, sistemas de refrigeración de emergencia del núcleo (ECCS), la contención y sus sistemas, estructuras internas del reactor.

2.1.1 Accidente de pérdida de refrigerante

Un LOCA se define como un accidente de pérdida de refrigerante que ocurre en el reactor y si no es manejado adecuadamente, podría tener consecuencias de daño en el núcleo. Esto es debido por una rotura en la barrera de la presión del reactor o de algún componente como una válvula. Por tanto, se hace necesaria la actuación de los sistemas de refrigeración de emergencia del núcleo (ECCSs) que constituyen una de las salvaguardias tecnológicas de la central.

El tamaño de la rotura determinará la clasificación del LOCA, que puede describirse como el área de la rotura o el diámetro equivalente:

$$D_{eq} = 2\left(\frac{A_b}{\pi}\right)^{1/2} \quad (2.1)$$

Donde A_b es el área de la rotura. En este aspecto, cuando el tamaño de la rotura es grande, se denomina LBLOCA (“Large Break LOCA”) y cuando la rotura es pequeña se denomina SBLOCA (“Small Break LOCA”). El LBLOCA es considerado como el peor accidente base de diseño porque la compensación de la pérdida de refrigerante implica un déficit en la refrigeración del núcleo, en consecuencia compromete la seguridad del mismo. En la actualidad, no ha ocurrido ningún accidente de esta magnitud, debido a que tienen menos probabilidad de ocurrir que un SBLOCA.

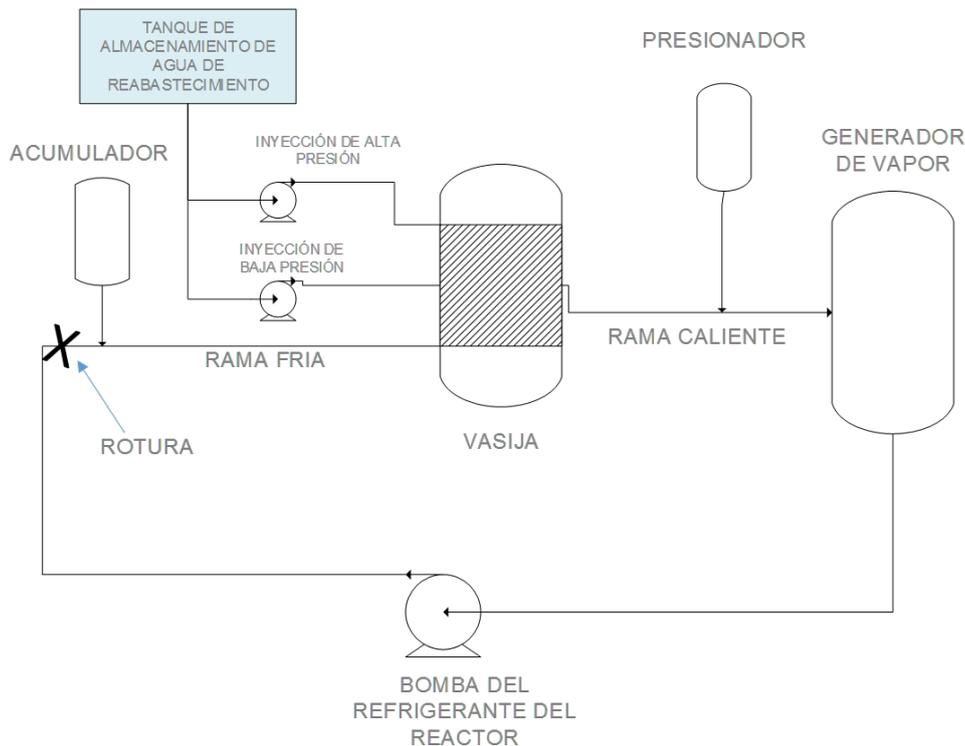


Figura 2.1: Representación esquemática de un LOCA en un accidente en reactores nucleares

Desde el accidente Three Mile Island (1979), el SBLOCA ha sido ampliamente estudiado tras su asociación a un iniciador LOCA. Existen varios reportes basados en los análisis termohidráulicos, en los cuales se detallan las investigaciones de los fenómenos físicos que

están envueltos en este accidente. Los resultados muestran la dependencia de múltiples factores como el diseño del reactor, la ubicación de la rotura, la localización de los ECCSs, tamaño de la rotura y concentración de boro [6].

Durante los primeros segundos de un accidente tipo LOCA, la rotura da paso a la despresurización del recipiente y esto induce la saturación del agua, permitiendo la transferencia de calor entre fases logrando una composición entre agua líquida, vapor y mezcla bifásica. Por seguridad, el secado del núcleo ocurre solo si los sistemas de enfriamiento del núcleo de emergencia (ECCS) no están disponibles o el operador comete un error, esto significa que el nivel del agua del recipiente tenderá a disminuir lentamente.

Entorno a los ECCS, típicamente entrarán en funcionamiento el SCRAM y la inyección de seguridad de alta presión (HPSI) alrededor de los 20-60 segundos y, puesto a la alta presión en la contención del núcleo, el nivel del presurizador será menor ó disminuirá la presión en el recipiente del reactor. Si la rotura es extremadamente grande, la presión disminuirá continuamente porque el HPSI no es lo suficientemente eficiente como para detener la disminución del inventario hasta que alcance un valor de temperatura de saturación, que está cerca de la temperatura del agua de reactores tipo PWR. La presión en el recipiente es casi constante hasta que el inventario de agua en el recipiente alcanza el nivel de la rama caliente; esto da como resultado una segunda despresurización debido al escape del vapor sobrecalentado de ruptura.

2.2 Flujo crítico

El flujo crítico o “choking” es un fenómeno que ocurre durante la rotura de un accidente tipo LOCA, el marco de este estudio se basa debido a la importancia de su efecto para accidentes de base de diseño en plantas nucleares [8].

Este fenómeno se forma en la zona de transición cuando el líquido cambia de fase a vapor. Debido a su espontaneidad, el flujo másico se convierte independiente de sus condiciones a la salida de la rotura; lo que conlleva que no va a cambiar sus propiedades ni velocidades antes de la rotura, si se disminuye la presión en aguas abajo (es un proceso irreversible).

La importancia que reside en el estudio del flujo crítico, parte de la necesidad en caracterizarlo correctamente para ser implementado en códigos termohidráulicos como TRACE, pues el modelado bajo el código predice los parámetros que demuestran que el reactor se encuentra en condiciones seguras. Cubriendo un rol en la respuesta de la planta durante un transitorio hipotético para accidentes base de diseño como parte de un análisis de un accidente tipo LOCA.

2.2.1 Fenómeno físico

El fenómeno puede ocurrir debido a la enorme diferencia de presión en la que se expone el fluido cuando sucede la rotura. En las centrales nucleares (ver figura 2.2) este tipo de accidentes se pueden encontrar entre el sistema primario y la contención del reactor, y cuando ocurre la rotura, el caudal másico se ahoga resultando que la velocidad de mezcla del refrigerante a través de la rotura iguala la velocidad del sonido local.

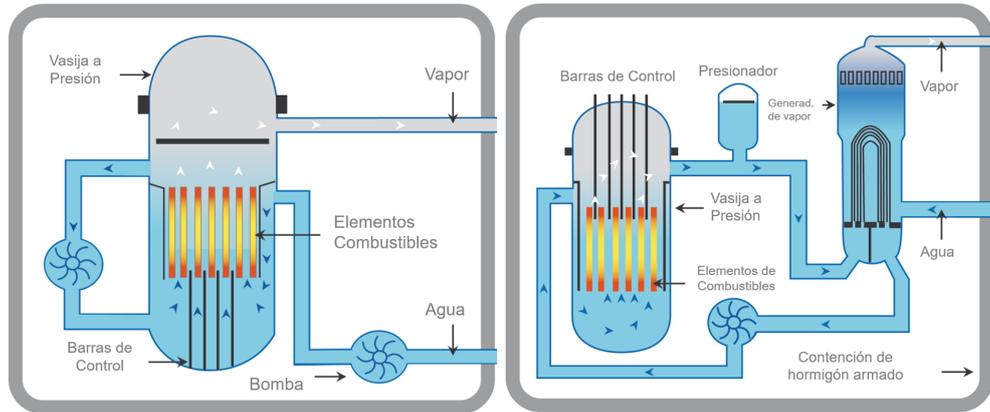


Figura 2.2: Reactores tipo BWR (izquierda) y PWR (derecha). Ref. World Nuclear Association website

El funcionamiento entre estos dos reactores tienen similitudes en varias funciones, pero una de las principales diferencias entre ambos son las presiones de los circuitos primarios, dado que se encuentran desde 80 bar (BWR) o 160 bar (PWR). En consecuencia, en un accidente de pérdida de refrigerante en el cual se produce una rotura como la representada en la figura 2.1, el fluido se expandiría desde la presión de operación (80 bar en el caso de un BWR) hasta la presión atmosférica, por lo cual el caudal másico se convertirá en flujo crítico, el cambio de fase se llevará a cabo y el proceso será irreversible.

Por otra parte, el flujo también se conoce como flujo crítico cuando el caudal másico se vuelve independiente de las condiciones del fluido de aguas abajo. Esto significa que la descarga será descontrolada debido que desaparece la dependencia de la presión, hasta el punto de una cierta presión crítica.

La presión crítica se puede localizar, para un conducto recto, en la sección transversal crítica que generalmente se ubica en la salida, mientras que para las boquillas divergentes o convergentes como la representada en la figura 2.4 la sección crítica se puede ubicar tanto aguas arriba como aguas abajo [18].

El fenómeno se ha estudiado cuando ocurre principalmente en dos sistemas: sistema de una fase y sistema bifásico, por tanto el cálculo del modelo de flujo crítico se correlaciona según su título:

- Modelo para el líquido subenfriado
- Modelo de flujo bifásico
- Modelo de flujo para el vapor

Para el sistema de una fase, se entiende cuando el flujo es subenfriado o cuando el flujo es vapor sobrecalentado. Las ecuaciones de conservación de energía y la teoría de Bernoulli

ESTUDIO DEL FLUJO DE CAUDAL CRÍTICO Y VALIDACIÓN DEL CÓDIGO TRACE FRENTE A EXPERIMENTOS DE FLUJO CRÍTICO REALIZADOS EN LA INSTALACIÓN MARVIKEN

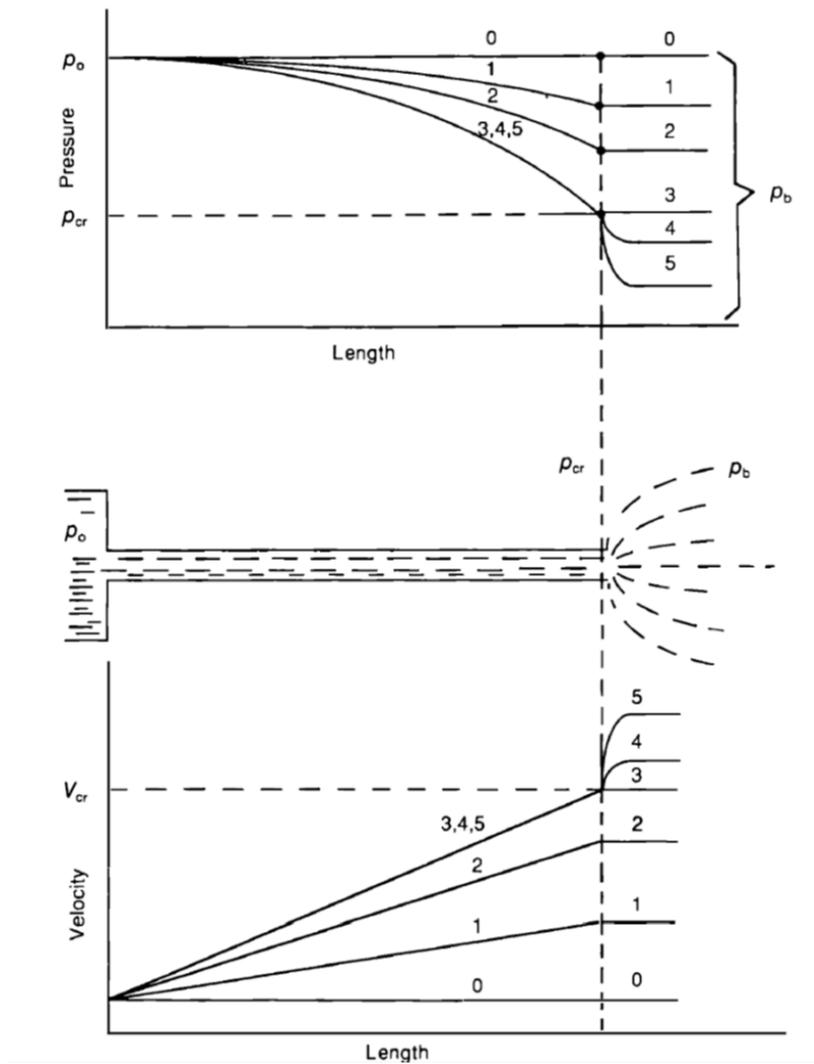


Figura 2.3: Comportamiento del flujo crítico

describen perfectamente el fenómeno y ya se encuentra matemáticamente descrito, los cuales se presentarán los modelos más aceptados por la literatura en este capítulo.

Sin embargo, cuando el sistema es bifásico, la teoría detallada para el fenómeno no está totalmente desarrollada. Se ha correlacionado el comportamiento del flujo crítico y posteriormente se validan con datos experimentales como por ejemplo, los realizados en los ensayos de Marviken. Pero la fenomenología sigue siendo un cálculo muy complejo y cada autor modela el fenómeno según las suposiciones realizadas. Estos modelos se presentan con más detalles en el capítulo 3.

El objetivo principal de estudiar cada una de las correlaciones que describen matemáticamente el flujo crítico, es porque permite analizar las variables que se consideran que influyen en la fenomenología y estudiar si está correctamente implementado en el código TRACE, lo que proporcionará que el resultado reproduzca los fenómenos.

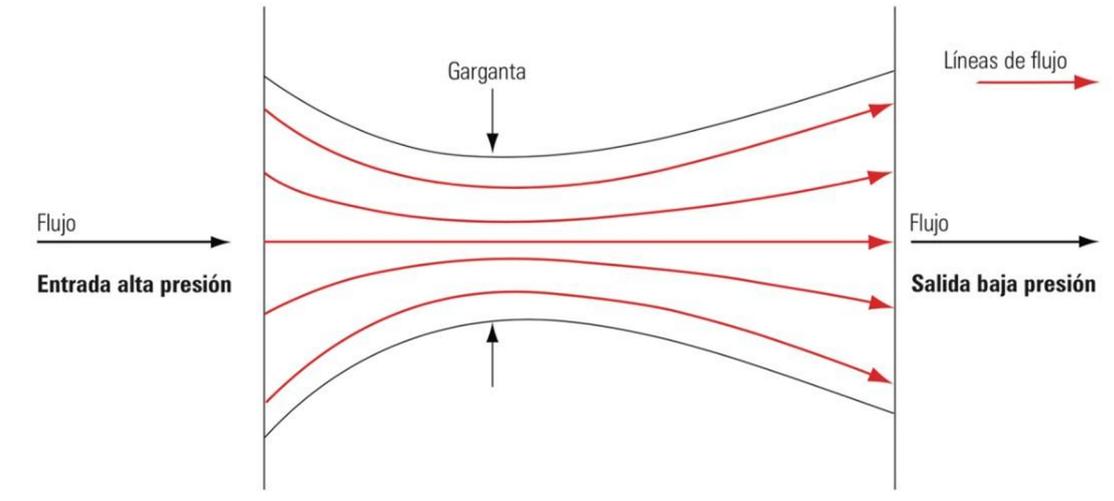


Figura 2.4: Representación esquemática de una boquilla convergente - divergente. Ref. Sitio web de Vapor para la Industria

2.3 Correlaciones para el sistema líquido subenfriado

El chocking ocurre en esta fase cuando se encuentran las condiciones de líquido subenfriado a alta presión sobre la zona de la divergencia o boquilla, y cuando ocurre la descarga, la presión alcanza la saturación produciendo la evaporización. Para modelar este fenómeno, se toma en consideración las leyes de conservación de momento y energía, pero además existen otras correlaciones en la literatura en donde modelan el fenómeno según la dispersión de la velocidad del sonido en el sistema. A continuación, se mencionan los principales modelos que más aceptación tienen en cuanto a la definición del fenómeno.

2.3.1 Modelo 1 publicado por Xu, et al., 2021, [19]

Supone que el flujo monofásico crítico a través de una tubería se puede modelar mediante una ecuación de conservación unidimensional de continuidad:

$$\rho_F V_F A = \text{const.} \quad (2.2)$$

Donde ρ es la densidad del fluido (F), V es la velocidad y A es el área de la tubería de descarga. De manera diferencial, se obtiene la ley de la conservación de la masa:

$$\rho_F \frac{dV_F}{dz} + \rho_F u_F \frac{1}{A} \frac{dA}{dz} + u_F \left(\frac{\partial \rho_F}{\partial P} \right)_s \frac{dP}{dz} = 0 \quad (2.3)$$

El subíndice (s) supone que la entropía se mantiene constante en el flujo de descarga. Para la ecuación de conservación de momento, se obtiene que:

$$\rho_F u_F \frac{dV_F}{dz} + \frac{dP}{dz} = -F_{WF} - \rho_F g \sin(\theta) \quad (2.4)$$

Donde F_{WF} son las pérdidas por fricción por unidad de volumen y (θ) es el ángulo de inclinación del tubo respecto a la línea horizontal.

ESTUDIO DEL FLUJO DE CAUDAL CRÍTICO Y VALIDACIÓN DEL CÓDIGO
TRACE FRENTE A EXPERIMENTOS DE FLUJO CRÍTICO REALIZADOS EN LA
INSTALACIÓN MARVIKEN

Además, basándose en el principio de Bernoulli, la ecuación de conservación de energía puede definirse como:

$$C_P \frac{dT_F}{dz} + V_F \frac{dV_F}{dz} + g \sin(\theta) = 0 \quad (2.5)$$

Donde T_F es la temperatura del fluido y C_P es la capacidad calorífica a presión constante.

2.3.2 Modelo 2 publicado por Kazimi y Todreas (1^a Ed.) [12]

En este modelo, consideran que el fluido de una sola fase fluye a través de un tubo horizontal. Con lo cual parten de la conservación de masa y momento:

$$\dot{m} = \rho V A \quad (2.6)$$

$$\frac{\dot{m}}{A} \frac{dV}{dz} = -\frac{dp}{dz} - \left(\frac{dp}{dz} \right)_{\text{friction}} \quad (2.7)$$

De manera similar a las ecuaciones planteadas por [19]. Pero, si no se toma en consideración la transferencia de calor ni las pérdidas por fricción, entonces el proceso se convierte ideal, lo que lo convierte en reversible y adiabático, por lo tanto es isentrópico.

En esta edición [12] señala que el choking implica que el flujo \dot{m} es máximo independientemente de los cambios de presión en aguas abajo, por tanto:

$$\frac{d\dot{m}}{dp} = 0 \quad (2.8)$$

Por lo que, sustituyendo a la ecuación de conservación de masa:

$$\frac{d\dot{m}}{dp} = V A \frac{d\rho}{dp} + \rho A \frac{dV}{dp} \quad (2.9)$$

Obteniéndose así, la condición crítica:

$$\left(\frac{dV}{dp} \right)_{\text{cr}} = -\frac{V}{\rho} \frac{d\rho}{dp} \quad (2.10)$$

Además, partiendo de la ecuación de momento para flujos isentrópicos (sin fricción):

$$\frac{dV}{dp} = -\frac{A}{\dot{m}} \quad (2.11)$$

Se obtiene la expresión del flujo másico crítico:

$$\frac{\dot{m}_{\text{cr}}}{A} = G_{\text{cr}} = \frac{\rho}{V} \frac{dp}{d\rho} \quad (2.12)$$

O de esta manera:

$$G_{cr}^2 = \rho^2 \frac{dp}{d\rho} \quad (2.13)$$

El flujo crítico también se puede expresar en términos del volumen específico:

$$\rho = \frac{1}{v} \quad (2.14)$$

$$\frac{dp}{d\rho} = -v^2 \frac{dv}{dv} \quad (2.15)$$

Partiendo de las ecuaciones 2.13 y 2.15 se obtiene:

$$G_{cr}^2 = -\frac{dp}{dv} \quad (2.16)$$

Para una sola fase, la velocidad del sonido en condiciones isentrópicas es dada por:

$$c^2 = \left(\frac{dp}{d\rho} \right)_s \quad (2.17)$$

Por lo tanto, el flujo crítico es idéntico al flujo másico a la velocidad sónica para condiciones isentrópicas. Esta identidad no es válida para flujos de dos fases [12].

2.3.3 Modelo 3 publicado por Kazimi y Todreas (2^a Ed.) [13]

Para analizar el flujo crítico, se considera en primer lugar un flujo de una fase que fluye a través de un tubo horizontal, cuya descarga viene desde el reservorio o tanque de reserva hasta la atmósfera. Se considera la temperatura y presión del tanque (T_o, p_o) y las condiciones atmosféricas de presión en el tubo de descarga p_b . Un esquema se muestra en la figura 2.5.

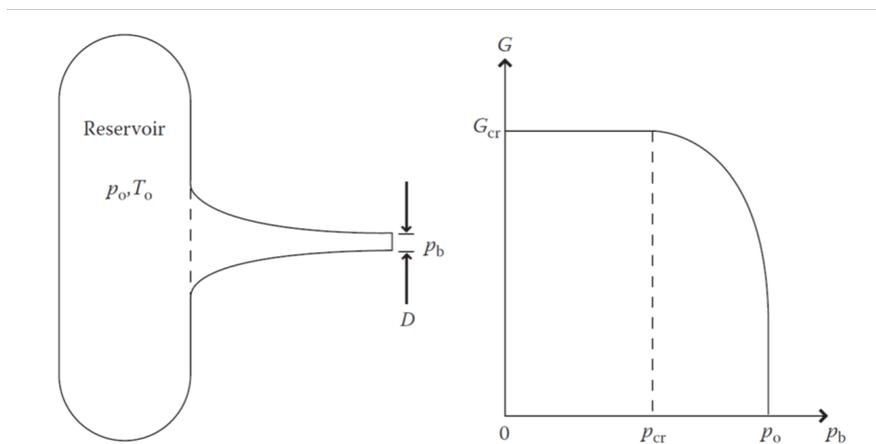


Figura 2.5: Comportamiento del flujo crítico para un fluido compresible

ESTUDIO DEL FLUJO DE CAUDAL CRÍTICO Y VALIDACIÓN DEL CÓDIGO TRACE FRENTE A EXPERIMENTOS DE FLUJO CRÍTICO REALIZADOS EN LA INSTALACIÓN MARVIKEN

Para un sistema de una fase líquida bajo condiciones estacionarias, incomprensibles y adiabática, se puede aplicar la ecuación de Bernoulli en la geometría de la figura 2.5. Debido que la tubería es horizontal y la velocidad puede despreciarse en la entrada, se obtiene:

$$\frac{p_o}{\rho} = \frac{p_b}{\rho} + \frac{V_b^2}{2} \quad (2.18)$$

Por lo que la velocidad de salida del tubo es:

$$V_b = \sqrt{\frac{2}{\rho}(p_o - p_b)} \quad (2.19)$$

Con lo que el flujo másico crítico se define como:

$$G_b = \rho V_b = \sqrt{2\rho(p_o - p_b)} \quad (2.20)$$

Por eso cuando el caudal aumenta, p_b disminuye, alcanzando su máximo cuando $p_b = 0$:

$$G_{b\max} = \sqrt{2\rho p_o} \quad (2.21)$$

2.3.4 Modelo desarrollado para el código TRACE

Este modelo correlaciona la disminución de la presión aguas arriba en la zona de la divergencia, hasta el momento en el que alcanza la presión de saturación. Cuando esto ocurre, existe una relación entre la velocidad del sonido en el fluido a y la velocidad del fluido V que se puede describir como el número Mach:

$$M = \frac{V}{a} \quad (2.22)$$

Desde el punto de vista de la mecánica de fluidos, la importancia del número de Mach reside en la comparación de la velocidad del fluido con la velocidad del sonido, la cual coincide con la velocidad máxima de las perturbaciones mecánicas en el fluido [2].

La velocidad del flujo líquido en la divergencia V_t puede determinarse a través de la ecuación de Bernoulli, en donde los dos puntos de estudio será el de aguas arriba y justo en la divergencia:

$$V_t = \left[V_{up}^2 + \frac{2(p_{up} - p_t)}{\rho_t} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.23)$$

Donde el subíndice t se refiere a todos los valores en la divergencia y el subíndice up se refiere al flujo en aguas arriba. La presión en la boquilla p_t es igual a la presión de nucleación, p_{nuc} y puede ser considerablemente menor que la presión de saturación local p_{sat} , porque los efectos del desequilibrio térmico pueden causar un retraso en la nucleación. La ecuación 2.23 define la velocidad del líquido en la boquilla para cualquier presión aguas

ESTUDIO DEL FLUJO DE CAUDAL CRÍTICO Y VALIDACIÓN DEL CÓDIGO
TRACE FRENTE A EXPERIMENTOS DE FLUJO CRÍTICO REALIZADOS EN LA
INSTALACIÓN MARVIKEN

abajo inferior a la presión necesaria para que el líquido subenfriado comience a cambiar de fase, esto se cumple cuando $M < 1$, descrito en la ecuación 2.22.

En el caso de que disminuya la presión aguas arriba, se alcanzará un punto en el que la velocidad del líquido en la divergencia es igual a la velocidad del sonido en el equilibrio homogéneo de dos fases, esto será que $M=1$ y por lo tanto:

$$V_t = a_{HE} \quad (2.24)$$

Donde a_{HE} es la velocidad del sonido en equilibrio homogéneo. La presión aguas arriba se irá reduciendo hasta que el punto en el que la presión de nucleación se mueva aguas arriba produciendo un flujo completo de dos fases. La determinación de la velocidad V_t en la divergencia se describe matemáticamente por un modelo de nucleación desarrollado para el código TRACE [14]:

$$V_t = \text{Max} \left\{ a_{HE}, \left[V_{up}^2 + \frac{2(p_{up} - p_t)}{\rho_l} \right]^{\frac{1}{2}} \right\} \quad (2.25)$$

$$p_t = p_{nuc} = p_{sat} - \text{Max} \left[0, 0, 0, 258 \frac{\sigma^{1,5} \left(\frac{T_l}{T_c} \right)^{13,76} \sqrt{1 + 13,25 \left(-\frac{1}{1,01325 \times 10^{11}} \frac{Dp}{Dt} \right)^{0,8}}}{(kT_c)^{0,5} \left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_l} \right)} - 27(0,072)^2 \left(\frac{A_t}{A_{up}} \right)^2 \frac{\rho_l V_t^2}{2} \right] \quad (2.26)$$

Donde σ es la tensión superficial, T_l es la temperatura del líquido aguas arriba, T_c es la temperatura crítica, Dp y Dt son las derivadas sustanciales de las presiones, k es la constante de Boltzmann, ρ_l y ρ_g son las densidades en cada fase en la celda y A_t y A_{up} es el flujo del área para la divergencia y aguas arriba, respectivamente.

Las ecuaciones 2.25 y 2.26 forman parte de un sistema de ecuaciones acopladas que tras sucesivas iteraciones, se pueden resolver para determinar la velocidad en la divergencia que es la considerada cuando el flujo es crítico.

Ésta velocidad es comparada con la solución de la velocidad determinada por la conservación de momento y TRACE puede determinar si, de hecho, se ha producido un flujo crítico.

2.4 Correlaciones para el sistema vapor sobrecalentado

2.4.1 Modelo 1 publicado por Kazimi y Todreas (1^a Ed.) [12]

Las ecuaciones 2.13 y 2.17 planteadas en la sección 2.3.1 son dependientes de la temperatura y presión, por tanto, para líquidos incomprensibles resultan un buen ajuste. El problema es cuando el flujo crítico se considera comprensible y es dependiente de la temperatura y presión en la divergencia de una boquilla o la salida de una tubería.

ESTUDIO DEL FLUJO DE CAUDAL CRÍTICO Y VALIDACIÓN DEL CÓDIGO
TRACE FRENTE A EXPERIMENTOS DE FLUJO CRÍTICO REALIZADOS EN LA
INSTALACIÓN MARVIKEN

Una alternativa para el flujo crítico en vapor, es considerar la temperatura en la entrada y salida de la divergencia, y obtener la entalpía de estancamiento (h_o^0 que a su vez es igual a la entalpía termodinámica (h_o)):

$$h_o^0 = h_o = h + \frac{V^2}{2} \quad (2.27)$$

Por lo que el flujo másico en la tubería es definida matemáticamente como:

$$G = \rho V = \rho \sqrt{2(h_o - h)} \quad (2.28)$$

Para una expansión isentrópica de un gas ideal, se sabe las siguientes relaciones:

$$\frac{\rho}{\rho_o} = \left(\frac{p}{p_o} \right)^{1/\gamma} \quad (2.29)$$

$$\frac{T}{T_o} = \left(\frac{p}{p_o} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} \quad (2.30)$$

Donde $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$, y para un gas ideal:

$$dh = c_p dT \quad (2.31)$$

Usando estas relaciones, la ecuación 2.28 se reescribe como:

$$G = \rho_o \sqrt{2c_p T_o \left(1 - \frac{T}{T_o} \right) \left(\frac{p}{p_o} \right)^{2/\gamma}} \quad (2.32)$$

$$G = \rho_o \sqrt{2c_p T_o \left[\left(\frac{p}{p_o} \right)^{2/\gamma} - \left(\frac{p}{p_o} \right)^{(\gamma+1)/\gamma} \right]} \quad (2.33)$$

El flujo de masa varía con la relación $\frac{p}{P_o}$, para $P = P_b$ siempre que P_b sea mayor o igual a una presión crítica (P_{cr}). Para valores más bajos de P_b el flujo de masa permanece constante. El valor del flujo de masa se puede obtener diferenciando G de la ecuación 2.33 con respecto a la presión.

$$\frac{\partial G}{\partial p} = 0 \quad (2.34)$$

$$\left(\frac{p_b}{p_o} \right)_{cr} = \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (2.35)$$

2.4.2 Modelo 2 publicado por Kazimi y Todreas (2^a Ed.) [13]

Para un sistema de una fase vapor, se considera una tubería horizontal bajo las mismas condiciones estacionarias, ideales y adiabáticas, por tanto isentrópicas, y despreciando la velocidad en el depósito de tanque, con lo que la conservación de energía se obtiene:

$$0 = h_o - \left(h_b + \frac{V_b^2}{2} \right) \quad (2.36)$$

Como se mencionó en la sección 2.4.1, para un gas ideal se cumple la ecuación 2.31. La velocidad de salida se puede definir como:

$$V_b = \sqrt{2(h_o - h_b)} = \sqrt{2c_p(T_o - T_b)} \quad (2.37)$$

Obteniéndose así el flujo de masa:

$$G_b = \rho_b V_b = \sqrt{2\rho_b^2 c_p T_o \left(1 - \frac{T_b}{T_o} \right)} \quad (2.38)$$

Considerando las relaciones 2.29 y 2.30 para la expansión isentrópica de gases ideales, se sustituyen en la ecuación 2.38 y se obtiene la expresión:

$$G = \rho_o \sqrt{2c_p T_o \left[\left(\frac{p_b}{p_o} \right)^{2/\gamma} - \left(\frac{p_b}{p_o} \right)^{(\gamma+1)/\gamma} \right]} \quad (2.39)$$

El valor de G es máximo cuando p_b es mínimo, con lo que se obtienen las mismas relaciones de la sección anterior 2.34 y 2.35.

Sin embargo, el cálculo de la velocidad de flujo crítico en esta edición [13], se obtiene de la ecuación anterior, sustituyendo T_o usando la relación 2.30 y reemplazando los términos $\left(\frac{p_b}{p_o} \right)_{cr}$ de la ecuación 2.35:

$$V_{b,cr} = \sqrt{\gamma R_{sp} T_b} \quad (2.40)$$

Donde $R_{sp} = \frac{R}{M}$ es la constante específica del gas (R es constante universal de gases ideales y M es la masa molecular del gas).

Esta magnitud de velocidad se asocia a la velocidad del sonido (c) para un gas perfecto, es decir, en general:

$$c = \sqrt{\left(\frac{\delta p}{\delta \rho} \right)_s} = \sqrt{\gamma \left(\frac{\delta p}{\delta \rho} \right)_T} \quad (2.41)$$

Y para un gas perfecto usando su ecuación de estado:

$$p = \rho R_{sp} T \quad (2.42)$$

Por lo que:

$$c = \sqrt{\gamma R_{sp} T} \quad (2.43)$$

2.4.3 Modelo desarrollado para el código TRACE

El modelo de flujo crítico para el vapor sobrecalentado, se basa en una expansión isentrópica de un gas ideal. La presión en la divergencia p_e , se determina de la siguiente manera:

$$p_e = p_o \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\gamma/\gamma-1} \quad (2.44)$$

La temperatura en la divergencia para el vapor aguas abajo se puede determinar mediante la siguiente ecuación.

$$T_e = T_o \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right) \quad (2.45)$$

Donde T_0 es la temperatura de estancamiento. Cuando T_e es mayor que la temperatura de saturación en p_e , se predice el flujo del fluido en la divergencia por ser sobrecalentado según las relaciones del gas ideal. Finalmente la velocidad en la divergencia sería:

$$V_{ge} = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma + 1} RT_o} \quad (2.46)$$

Si T_e es menor o igual a la temperatura de saturación de p_e entonces el fluido en la divergencia no puede ser correlacionado como vapor sobrecalentado en las relaciones del gas ideal. En este caso la velocidad del chocking debe ser calculado mediante iteraciones para maximizar el flujo másico que se extiende desde aguas arriba en condiciones sobrecalentadas hasta la divergencia en la boquilla, de manera isentrópica.

2.5 Resumen

El chocking ocurre durante la rotura de un accidente tipo LOCA, su estudio contempla la necesidad de caracterizarlo correctamente con el fin de implementar su definición matemática en códigos como TRACE, que genera parámetros que demuestran que un reactor nuclear se encuentra bajo condiciones seguras.

Durante el proceso de flujo crítico se presentan cambios en el título del flujo, en consecuencia habrá una variabilidad en su fracción de huecos y dará lugar a la formación de vapor de manera no lineal. Para la situación en la que el fluido sea monofásico, se expondrán correlaciones para líquido subenfriado o en su defecto, para vapor sobrecalentado.

ESTUDIO DEL FLUJO DE CAUDAL CRÍTICO Y VALIDACIÓN DEL CÓDIGO TRACE FRENTE A EXPERIMENTOS DE FLUJO CRÍTICO REALIZADOS EN LA INSTALACIÓN MARVIKEN

Las correlaciones para el flujo crítico subenfriado, modela la condición cuando el fluido cambia de fase cuando la presión aguas abajo es menor que la presión de saturación para la temperatura del líquido subenfriado. Algunos autores [19], [12], parten el modelo a partir de la ecuación de continuidad, pero solo algunos toman en cuenta las pérdidas por fricción en la ecuación de Bernoulli [19], mientras que [12] obtiene el flujo crítico máximo a implementando la propagación de la velocidad del sonido a través del flujo, lo cual indica que el flujo crítico es idéntico al flujo másico a la velocidad sónica para condiciones isentrópicas.

Este último autor profundiza el mismo fenómeno en la segunda edición [13] y tercera [17], indicando que para un sistema de una fase líquida bajo condiciones estacionarias, incomprensibles y adiabáticas, se puede aplicar la ecuación de Bernoulli tomando el primer punto en el reservorio (así como en el tanque a presión de la instalación Marviken) y el segundo punto en la salida de la tubería de descarga de dicha instalación. Con esto se logra obtener el flujo de masa crítico que se descarga.

Para efectos del código TRACE, aplican la relación del número de Mach para comparar la velocidad del fluido con la velocidad del sonido, y expone que para el flujo crítico $M = 1$ y aplicando Bernoulli, se puede obtener las condiciones del flujo crítico [14].

Sin embargo, cuando se considera el fluido monofásico con título de vapor sobrecalentado está basado en la teoría de expansión isoentrópica del gas ideal, coincidiendo el autor en sus tres ediciones [12], [13], [17] y de igual manera, las predicciones implementadas para TRACE [14].

Flujo Crítico - Sistema Bifásico

El capítulo anterior vincula el concepto de la velocidad del sonido con el flujo crítico para el sistema de fase única. No obstante, la relación de las condiciones bifásicas con la velocidad del sonido se convierte más extensa de describir, puesto que presenta dificultades para evaluar la convergencia entre la transferencia de masa y la transferencia de calor, las fricciones con las superficies y fuerzas interfaciales.

3.1 Clasificación de los modelos

La descripción de los modelos para el flujo crítico se ve clasificada por condiciones de equilibrio y no-equilibrio en términos de diferencia de temperaturas y velocidades entre fases [12], [13], [17], [18] y [19]. Expresándose de la siguiente manera [19]:

- Equilibrio Homogéneo
- Equilibrio No-Homogéneo
- No-Equilibrio Homogéneo
- No-Equilibrio No-Homogéneo

En la tabla 3.1 se presentan los modelos utilizados para cada caso.

Cuadro 3.1: Principales Modelos para el Flujo Crítico

	Homogéneo (Slip=1)	No-Homogéneo (Slip 1)
Equilibrio Térmico	HEM [11]	$S = \frac{\rho_f}{\rho_g}^{1/3}$ (Moody [10])
No-Equilibrio Térmico	Starkman [16]	$S = \frac{\rho_f}{\rho_g}^{1/2}$ (Fauske [3])
		Richter [15]
	Henry [5]	

Otros autores [9] consideran que la caracterización de los modelos del flujo crítico se realiza de la siguiente estructura:

3.1.1 Técnica derivación de modelos

La derivación de los modelos se obtienen mediante dos métodos:

- **Antecedentes teóricos**

Emplean ecuaciones termodinámicas, conservación de masa, momento y energía para ambas fases separadas o por mezcla homogénea.

- **Sin Antecedentes teóricos**

Emplean correlaciones o fórmulas semi-empíricas. Como las variables termodinámicas del flujo crítico y coeficientes adimensionales adaptadas para definir los datos experimentales.

Los modelos de Henry-Fauske y Ransom-Trapp son los utilizados en esta última subcategoría, y son las principales ecuaciones empíricas que se ejecutan en el desarrollo de códigos termohidráulicos como TRACE.

3.1.2 Formulación de modelos

La formulación de modelos permite otorgan información acerca el número de ecuaciones de conservación, por ejemplo, masa, momento y energía y parámetros necesarios de ajustes semi-empíricos.

3.1.3 Suposiciones consideradas

Provee información acerca los fenómenos físicos que ocurren en un transitorio, ecuaciones multidimensionales, cambios de homogeneidad en la vasija a presión, transferencia de calor con los alrededores, pérdidas en las tuberías, accesorios y orificios.

3.1.4 Datos de salida

Está relacionado con la aplicabilidad del modelo. Depende de los parámetros de interés, los diferentes diagramas, variables termodinámicas o correlaciones que pueden ser necesarias.

En la gran mayoría de la bibliografía, la clasificación principal del flujo crítico es acorde a la presentada en la tabla 3.1, donde se provee información acerca de la velocidad relativa entre vapor y líquido, o el llamado *slip*.

3.2 Correlaciones para los modelos en Equilibrio Homogéneo

Los modelos homogéneos asumen que el líquido y el vapor se mezclan y se pueden correlacionar como una mezcla. En esta categoría se conoce el Modelo de Equilibrio Homogéneo (HEM) [11] y el modelo Babitsky.

3.2.1 Modelo 1 publicado por Kazimi y Todreas (2^a Ed.) [13]

Bajo condiciones de equilibrio, se parte de la ecuación 2.36 para una fase de vapor sobrecalentado, para determinar la entalpía de una mezcla de dos fases en condiciones estacionarias y expansión adiabática, expresándose como:

$$0 = h_o - \left[xh_v + (1-x)h_l + x\frac{V_v^2}{2} + (1-x)\frac{V_l^2}{2} \right] \quad (3.1)$$

Donde x es la calidad o fracción de vapor que se asume el estado de equilibrio termodinámico.

También, se tiene la definición de la segunda ley de termodinámica, donde se define matemáticamente la entropía:

$$0 = s_o - [xs_v + (1-x)s_l] \quad (3.2)$$

A partir de esto, podemos determinar la calidad de la mezcla:

$$x = \frac{s_o - s_v}{s_v - s_l} \quad (3.3)$$

Ahora bien, para obtener el flujo de masa (G), reemplazamos las velocidades V_v y V_l de la ecuación 3.1 usando las siguientes relaciones:

$$xG_m = \{\rho_v \alpha v_v\} \quad (3.4)$$

$$(1-x)G_m = \{\rho_l(1-\alpha)v_l\} \quad (3.5)$$

Obtenemos el flujo de masa:

$$G = \sqrt{\frac{2[h_o - xh_v - (1-x)h_l]}{[(x^3/\rho_v^2\alpha^2) + ((1-x)^3/(\rho_l^2(1-\alpha)^2))]} \quad (3.6)$$

Además, implementando las relaciones de fracción de huecos, calidad y la relación de *slip* o deslizamiento:

$$G = \rho''' \sqrt{2[h_o - xh_g - (1-x)h_f]} \quad (3.7)$$

$$\rho''' = \left\{ \left[\frac{x}{\rho_v} + \frac{(1-x)S}{\rho_l} \right]^2 \left[x + \frac{1-x}{S^2} \right] \right\}^{-0,5} \quad (3.8)$$

$$S = \frac{V_v}{V_l} \quad (3.9)$$

Para el modelo de equilibrio homogéneo, la razón del deslizamiento o *slip* es la unidad.

3.3 Correlaciones para los modelos en Equilibrio No-Homogéneo

Los modelos de equilibrio no-homogéneos asumen que el vapor y el líquido existen como fases separadas. Se conocen los principales desarrollados por [10], [3]. Partiendo de la ecuación 3.7, se han propuesto dos modelos destacados para la relación de deslizamiento, *slip*, que da el flujo de masa máximo, es decir, G_{cr} .

Moody [10]:

$$S = (\rho_l/\rho_v)^{1/3} \quad (3.10)$$

Fauske [3]:

$$S = (\rho_l/\rho_v)^{1/2} \quad (3.11)$$

Donde ρ_v y ρ_l son las densidades de ambas fases a la presión crítica.

El modelo Moody se basa en maximizar la energía cinética específica de la mezcla con respecto a la relación de deslizamiento:

$$\frac{\partial}{\partial S} \left[\frac{xv_g^2}{2} + \frac{(1-x)v_f^2}{2} \right] = 0 \quad (3.12)$$

El modelo de Fauske se basa en maximizar el impulso del flujo con respecto a la relación de deslizamiento:

$$\frac{\partial}{\partial S} [xv_g + (1-x)v_f] = 0 \quad (3.13)$$

La velocidad de masa del flujo crítico se predice mediante cualquiera de estos dos modelos, que emplean diagramas basados en las condiciones del fluido en el reservorio o estancamiento en la vasija y las condiciones de los diámetros de la tubería de descarga. Estos modelos se presentan con más detalle en el anexo 7.2.

3.4 Correlaciones para los modelos en No-Equilibrio Homogéneo

Los modelos no-equilibrio homogéneo asumen que entre dos fases, vapor y líquido, no hay presencia de:

- **Equilibrio térmico**

Significa que ambas fases coexisten a las mismas condiciones de saturación.

- **Equilibrio dinámico (mecánico)**

Significa que ambas fases están bien mezcladas, a la misma velocidad.

- **Equilibrio químico**

Significa que las densidades de ambas fases no cambian a lo largo de la expansión.

Los modelos basados en esta teoría son desarrollados por Burnell, Zaloudek, D'Arcy, [16] y [5].

Básicamente el proceso ocurre cuando se considera que el fluido ha sufrido un cambio de fase por medio de una despresuración en un tiempo adecuado, para que se considera que las velocidades entre fases sean las mismas.

Cuando ocurre la despresuración o *flashing*, la calidad aumenta hasta alcanzar el equilibrio. Para tramos cortos de tubería o estados de fluidos aguas arriba muy por debajo de la saturación, el fluido de descarga puede permanecer en un estado metaestable. Este estado produce un caudal de descarga mucho más alto que para condiciones de equilibrio térmico.

Para que ocurra el *flashing*, se necesita una longitud del flujo que pasa a través de la tubería para alcanzar el equilibrio térmico. Por ejemplo, para casos de líquidos subenfriados y gases no condensables, esta longitud suele ser estar por el orden de 0.1m [13].

Por tanto, se dice que hay relación entre la presión crítica que sufre el flujo crítico, con la relación de longitud y diámetro (L/D) de la tubería de descarga. Para condiciones metaestables, la figura 3.1 representa esta relación.

3.4.1 Modelo Frozen [13]

La tasa del flujo crítico se basan en los modelos de Starkman [16] y Henry y Fauske [4], en los cuales tienen:

$$G_c = \rho_c \left(\frac{2p_o x_e}{\rho_v} \frac{\gamma}{1 + \gamma} \right)^{1/2} \quad (3.14)$$

$$\frac{1}{\rho_c} = (1 - x_e) \frac{1}{\rho_v} + \frac{x_e}{\rho_v} \left(\frac{2}{1 + \gamma} \right)^{\frac{1}{1-\gamma}} \quad (3.15)$$

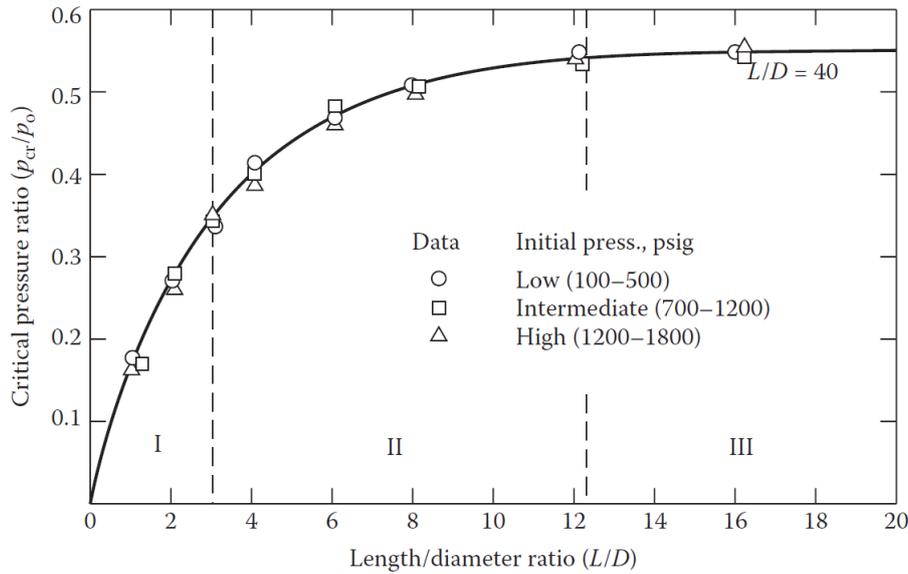


Figura 3.1: Relación de presión crítica en función de L/D . [13]

Este resultado surge de la ecuación de energía para flujo estacionario, considerando la entalpía de cambio de fase y suponiendo que la relación de presión crítica es la misma que en el flujo monofásico.

3.5 Correlaciones para los modelos en No-Equilibrio No-Homogéneo

Estos modelos son los más complicados respecto a todos modelos mencionados. En las últimas décadas se han derivado muchas correlaciones. Sin embargo, los más importantes son los dos desarrollados por: Henry-Fauske y Ransom Trapp, presentados en la tabla 3.2. Vale la pena señalar que estos dos pueden formularse como la categoría más simple.

”Frozen” significa que no hay transferencia de calor ni masa entre fases. La primera derivación del modelo Henry-Fauske es de 1970. Del tipo No-homogeneo; lo cual es adaptable para relación longitud/diámetro ($3 < L/D < 12$)

Después de desarrollar este modelo, Henry y Fauske decidieron lanzar una versión modificada de ella. Se desarrolló el modelo *Frozen*. El objetivo del trabajo era proporcionar capacidad de predecir el flujo crítico de dos fases compartiendo el conocimiento solo sobre el condiciones de estancamiento y contabilización de la naturaleza de desequilibrio del flujo.

Las ventajas de la versión más simple es que los cálculos requieren menos tiempo y almacenamiento computacional. Es aplicable solo a tubos largos, con ($L/D > 12$).

El primer modelo Ransom-Trapp *Frozen* fue desarrollado en 1978. La segunda versión fue el modelo de no-equilibrio publicado en 1982. El principal objetivo del trabajo era crear

ESTUDIO DEL FLUJO DE CAUDAL CRÍTICO Y VALIDACIÓN DEL CÓDIGO TRACE FRENTE A EXPERIMENTOS DE FLUJO CRÍTICO REALIZADOS EN LA INSTALACIÓN MARVIKEN

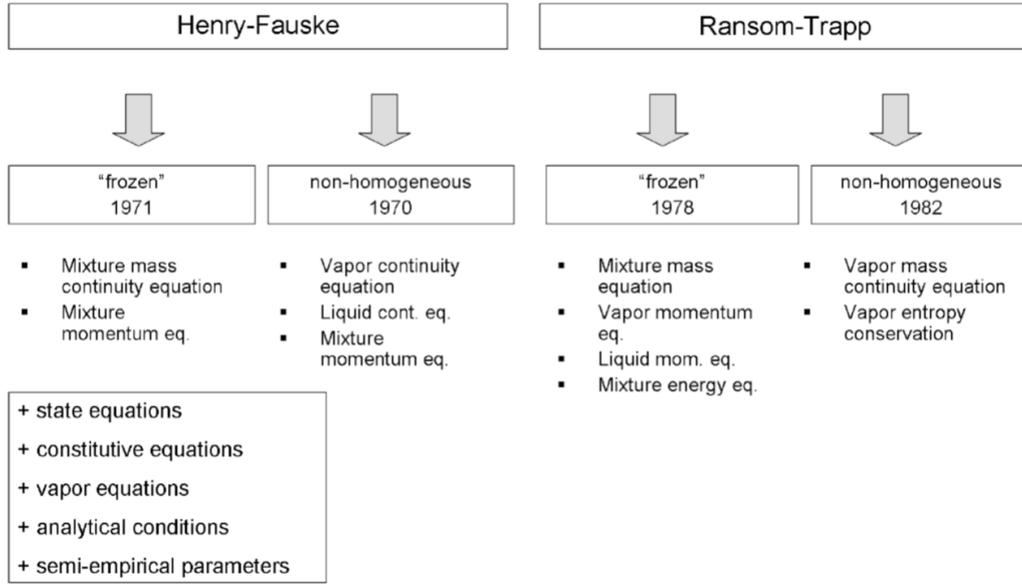


Figura 3.2: Modelos de Henry-Fauske y Ransom Trapp

un modelo que tuviera la capacidad de predecir caudales críticos con menos sensibilidad al paso de tiempo y la velocidad correcta del flujo bloqueado.

3.5.1 Modelo 1 publicado por Xu, et al., 2021, [19]

La correlación propuesta por [19], considera que en el modelo bifásico no hay equilibrio termodinámico y fluidodinámicamente no es homogéneo, esto da lugar a 2 ecuaciones de conservación de masa, 2 ecuaciones de momento y 2 ecuaciones de conservación de energía (cada ecuación para cada fase) obteniéndose sistema de **6** ecuaciones termohidráulicas:

$$-\rho_L V_L \frac{d\alpha}{dz} + \rho_L (1-\alpha) \frac{dV_L}{dz} + \rho_L (1-\alpha) V_L \frac{1}{A} \frac{dA}{dz} + V_L (1-\alpha) \left(\frac{\partial \rho_L}{\partial P} \right)_{sat} \frac{dP}{dz} + G \frac{dx}{dz} = 0 \quad (3.16)$$

$$\rho_v V_v \frac{d\alpha}{dz} + \rho_v \alpha \frac{dV_v}{dz} + \rho_v \alpha V_v \frac{1}{A} \frac{dA}{dz} + V_v \alpha \left(\frac{\partial \rho_v}{\partial P} \right)_{sat} \frac{dP}{dz} - G \frac{dx}{dz} = 0 \quad (3.17)$$

$$\rho_L V_L (1-\alpha) \frac{dV_L}{dz} + (1-\alpha) \frac{dP}{dz} = -F_{WL} + F_{LG} - F_{Li} - (1-\alpha) \rho_L g \sin(\theta) \quad (3.18)$$

$$\rho_v V_v \alpha \frac{dV_v}{dz} + \alpha \frac{dP}{dz} = -F_{LG} - F_{Gi} - \alpha \rho_v g \sin(\theta) \quad (3.19)$$

$$-G \frac{dx}{dz} \left[h_L + \frac{V_L^2}{2} \right] + G_L \left[C_p \frac{dT_L}{dz} + V_L \frac{dV_L}{dz} \right] + G v \sin(\theta) + q_i = 0 \quad (3.20)$$

$$G_v \left(\frac{\partial h_v}{\partial P} \right)_{sat} \frac{dP}{dz} + G_v V_v \frac{dV_v}{dz} + G \frac{dx}{dz} \left(h_v + \frac{V_v^2}{2} \right) - q_i = 0 \quad (3.21)$$

ESTUDIO DEL FLUJO DE CAUDAL CRÍTICO Y VALIDACIÓN DEL CÓDIGO
TRACE FRENTE A EXPERIMENTOS DE FLUJO CRÍTICO REALIZADOS EN LA
INSTALACIÓN MARVIKEN

Donde el subíndice v corresponde a la fase vapor y $F_{WL}, F_{LG}, F_{Li}, F_{Gi}$ son las fuerzas de la pared al fluido, fuerza interfacial, fuerza de momento interfacial debido al desplazamiento de masa para líquido y fuerza de momento interfacial debida al movimiento de masa de vapor, respectivamente.

3.5.2 Modelo 2: Henry-Fauske

Partiendo y combinando las ecuaciones de momento y flujo para altas velocidades:

$$-AdP = d(m_v u_v + m_l u_l) + dF \quad (3.22)$$

$$G = - \left\{ \frac{d[xu_v + (1-x)u_l]}{dP} \right\}_t \quad (3.23)$$

Se obtiene la expresión para el criterio de chocking:

$$G_c^2 = \frac{-1}{\left\{ x \frac{\partial V_v}{\partial P} + (1-x) \frac{\partial V_l}{\partial P} + (V_v - V_l) \left. \frac{\partial x}{\partial P} \right|_s \right\}_t} \quad (3.24)$$

Donde G es el flujo de masa, x es la calidad, V_v la velocidad del vapor, V_l es la velocidad del líquido, P la presión, $m_{v,l}$ masa del vapor y líquido y u la velocidad del vapor y líquido.

Asumiendo que:

- El proceso de expansión politrópico afecta la tasa de flujo crítico menos de un 1 %.
- La relación $\frac{dv_g}{dp}$ es determinada a través de las propiedades de saturación ($n \sim 1$)

Con lo que la ecuación 3.24 se puede simplificar en:

$$G_c^2 = \left(\frac{1}{\frac{N}{G_{cHE}} - v_g x_E \frac{dN}{dP}} \right)_e \quad (3.25)$$

Donde G_{cHE} es la tasa de flujo crítico obtenido de la teoría de equilibrio homogéneo y N es un parámetro de No-Equilibrio definido por:

$$N = \frac{v_f}{x_E(1-\alpha)v_g} \quad (3.26)$$

3.5.3 Modelo 3: Ransom-Trapp (El implementado en el código TRACE)[14]

El modelo de TRACE para el flujo crítico bifásico, es una extensión de un modelo desarrollado por Ransom-Trapp en el que incorporan un gas inerte y asumen un equilibrio térmico entre esas fases.

En consecuencia, el comportamiento se describe mediante la ecuación de continuidad general:

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_m V_m) = 0 \quad (3.27)$$

Dos ecuaciones de momento bifásico:

$$\begin{aligned} & \alpha \rho_g \left[\frac{\partial V_g}{\partial t} + V_g \frac{\partial V_g}{\partial z} \right] + \alpha \frac{\partial p}{\partial z} + \\ C \alpha (1 - \alpha) \rho_m \left[\frac{\partial V_g}{\partial t} + V_l \frac{\partial V_g}{\partial z} - \frac{\partial V_l}{\partial t} - V_g \frac{\partial V_l}{\partial z} \right] &= 0 \end{aligned} \quad (3.28)$$

$$\begin{aligned} & (1 - \alpha) \rho_l \left[\frac{\partial V_l}{\partial t} + V_l \frac{\partial V_l}{\partial z} \right] + (1 - \alpha) \frac{\partial p}{\partial z} + \\ C \alpha (1 - \alpha) \rho_m \left[\frac{\partial V_l}{\partial t} + V_g \frac{\partial V_l}{\partial z} - \frac{\partial V_g}{\partial t} - V_l \frac{\partial V_g}{\partial z} \right] &= 0 \end{aligned} \quad (3.29)$$

Una ecuación de energía de la mezcla:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_m s_m) + \frac{\partial}{\partial z} [\alpha \rho_g V_g s_g + (1 - \alpha) \rho_l V_l s_l] = 0 \quad (3.30)$$

Y una ecuación de continuidad del gas inerte:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha \rho_a) + \frac{\partial}{\partial z} (\alpha \rho_a V_g) = 0 \quad (3.31)$$

Donde C es el coeficiente de masa virtual, s la entropía, los subíndices a , g , l , m corresponden respectivamente al gas no condensable, mezcla vapor/gas, líquido y mezcla.

Los últimos términos de las ecuaciones 3.28 y 3.29 representan las fuerzas interfaciales causadas por la aceleración relativa. Esto implica que el sistema de ecuaciones de conservación de energía emplea el segundo principio de la termodinámica, en el que el fluido se considera adiabático y por tanto la entropía específica se mantiene constante (*es un proceso iso-entrópico*) pero sin tomar en consideración las irreversibilidades asociadas en la transferencia de masa entre fases [14]. Para obtener más información de la resolución de las ecuaciones respecto a sus relaciones termohidráulicas, se encuentran en el anexo 7.1.

3.6 Resumen

La descripción de los modelos para el flujo crítico bifásico se ve clasificada por condiciones de equilibrio y no-equilibrio en términos de diferencia de temperaturas y velocidades entre fases, presentandose los más comunes en la tabla 3.1.

Los modelos homogéneos asumen que el líquido y el vapor se mezclan y se pueden correlacionar como una mezcla. Para equilibrio homogéneo [13], parten de la segunda ley de la termodinámica en las cuales, la mezcla homogénea mantiene su entropía en su proceso

de expansión, para ello se considera ideal y adiabática. En este caso, la fracción de deslizamiento es la unidad, dado que se define como el cociente de la velocidad de la fase de vapor y la del líquido promediadas con respecto al área [2].

Cuando la fracción de deslizamiento es distinta de 1, ya se considera un equilibrio no-homogéneo y se conocen dos tipos de correlaciones que modelan el fenómeno. El primer se basa en maximizar la energía cinética específica de la mezcla con respecto a la fracción de deslizamiento [10] y el segundo se basa en maximizar el impulso del flujo con respecto a la fracción de deslizamiento [3]. Cualquiera de estos modelos, se predicen la velocidad de masa del flujo crítico a partir de diagramas representativos de las condiciones de operación en el apéndice 7.2.

Las correlaciones para el No-Equilibrio homogéneo, asumen que entre dos fases no hay presencia de equilibrio termodinámico ni químico. Los modelos basados en esta teoría son desarrollados por Burnell, Zaloudek, D'Arcy, [16] y [5]. El flujo crítico considerado bajo esta condición, sufre una despresuración cuasi-estática con lo cual se puede considerar que las velocidades de ambas fases son iguales, hasta lograr el equilibrio. Para que ocurra este fenómeno, debe existir una relación longitud y diámetro (L/D) en la tubería de descarga, pudiéndose obtener una estimación gráfica a través de la figura 3.1. Sin embargo, existen dos tipos de modelos, el *Frozen* y el modelo de *Henry-Fauske* [13].

La principal diferencia entre ambos modelos, es que el modelo *Frozen* parte de un sistema estacionario, con fluido subenfriado o en saturación líquida y su presión crítica se mantiene constante desde ese punto inicial. Con respecto al modelo *Henry-Fauske*, parte de un líquido calentado y posteriormente, continúa el mismo comportamiento que el modelo *Frozen*, este punto de partida depende de la relación L/D , que influirá en su cantidad energética inicial.

Las correlaciones para los modelos en No-Equilibrio No-Homogéneo, son más complicadas que los modelos mencionados. Se han propuesto diferentes derivaciones de estos modelos, debido que parten de ecuaciones semi-empíricas, aunque al considerar un sistema bifásico donde no hay equilibrio termodinámico y fluidinámicamente no es homogéneo, se generan 6 ecuaciones de estado: 2 conservación de masa, 2 conservación de energía y 2 ecuaciones de momento, como los propuestos por [19].

Existen dos modelos con mayor envergadura, el modelo de Henry y Fauske y el modelo de Ransom-Trapp, ambos son ecuaciones semi-empíricas y correlaciones adaptadas a las condiciones experimentales del flujo crítico. El primero proporciona la capacidad de predecir el flujo crítico de dos fases compartiendo el conocimiento sobre las condiciones de estancamiento y las predicciones del desequilibrio del flujo, el principal inconveniente es es aplicable para tubos muy largos, $L/D > 12$. En esta teoría relaciona la tasa de flujo crítico obtenido por la teoría de equilibrio homogéneo y un parámetro de no-equilibrio.

El modelo de mayor aceptación es el de Ransom-Trapp, desarrollado en 1978. El principal objetivo del trabajo era crear un modelo que tuviera la capacidad de predecir caudales críticos con menos sensibilidad al paso de tiempo y la velocidad correcta del flujo bloqueado. El código TRACE utiliza una extensión de este modelo en el que incorporan un gas inerte y asumen un equilibrio térmico entre esas fases, generando una ecuación de conservación de masa, dos ecuaciones de momento bifásico, una ecuación de energía

ESTUDIO DEL FLUJO DE CAUDAL CRÍTICO Y VALIDACIÓN DEL CÓDIGO
TRACE FRENTE A EXPERIMENTOS DE FLUJO CRÍTICO REALIZADOS EN LA
INSTALACIÓN MARVIKEN

y una ecuación de continuidad del gas inerte, el inconveniente en este modelo es que no consideran las irreversibilidades asociadas a la transferencia de masa entre fases.

Procedimiento Experimental: Instalación Marviken

La instalación está situada a lo largo de la costa báltica en una península a 150 km del sur de Estocolmo - Suecia, construida en 1978-1979. La Central Nuclear de Marviken fue construida inicialmente como reactor nuclear de agua a ebullición. Sin embargo, debido a razones económicas y técnicas, el combustible nuclear nunca fue cargado dentro del reactor por lo que la instalación se dejó para realizar experimentos de seguridad a gran escala.

Dentro de estos experimentos, diversas fenomenologías ocurren tras la descarga del fluido de la vasija, pudiéndose encontrar el fenómeno del flujo crítico. Así de esta manera se logra obtener una base de datos experimentales bajo condiciones similares a aquellos de los que podrían suceder en un accidente LOCA en gran escala.

Estos datos experimentales son de gran interés debido que conducen a la validación de códigos termohidráulicos como TRACE, además de proporcionar conocimientos comprensivos acerca del funcionamiento de los fenómenos en el código.

Los experimentos realizados son:

- **Serie I (reporte verde)**

El estudio de las condiciones de presión y temperatura durante la purga de la contención de supresión de presión. Se realizaron 16 experimentos para investigar, por un lado el efecto del contenido de energía en el reactor y el vapor en el recipiente de presión del reactor y por otro lado, la ubicación y el tamaño de la profundidad de inmersión de la bomba de ventilación en la piscina de supresión.

- **Serie II (reporte azul)**

El estudio del proceso dinámico en las líneas de purga y la piscina de supresión (9 experimentos).

■ **Serie III (Ensayos de Flujo Crítico, reporte amarillo)**

El objetivo principal de estos ensayos (27 experimentos) fue determinar la tasa del flujo másico crítico de una mezcla bifásica de una tubería de gran diámetro.

■ **Prueba de Choque de Chorro (reporte gris)**

El estudio de los efectos a gran escala de fenómenos en la contención (12 experimentos).

4.1 Descripción de la instalación de prueba

La instalación cuenta con varios componentes principales:

- Un recipiente a presión *o vasija* con volumen neto de 425 m^3 , bajo la presión de diseño máximo de 5.75 MPa y una temperatura de diseño máxima de 272 C .
- Una tubería de descarga que consiste en una válvula de bola y accesorios instrumentales que conectan las boquillas de distintos tamaños.
- Un conjunto de discos de ruptura: un conjunto de boquillas de especificación longitudes y diámetros a los que se unieron los conjuntos de disco de ruptura.
- Los tubos de contención y escape que consisten en un volumen neto de 1934 m^3 de pozo seco.

El esquema de la instalación se presenta en la figura [4.1](#)

4.1.1 Recipiente a Presión

Las dimensiones del recipiente a presión y de la tubería de descarga, se presentan en las figuras [4.2a](#) y [4.2b](#). Para aislar la transferencia de calor con los alrededores, el recipiente a presión está recubierto con lana de vidrio, el material del recipiente es de una aleación de acero denominada *Swedish standard: DE-631A* con un espesor de pared de 76 mm.

ESTUDIO DEL FLUJO DE CAUDAL CRÍTICO Y VALIDACIÓN DEL CÓDIGO TRACE FRENTE A EXPERIMENTOS DE FLUJO CRÍTICO REALIZADOS EN LA INSTALACIÓN MARVIKEN

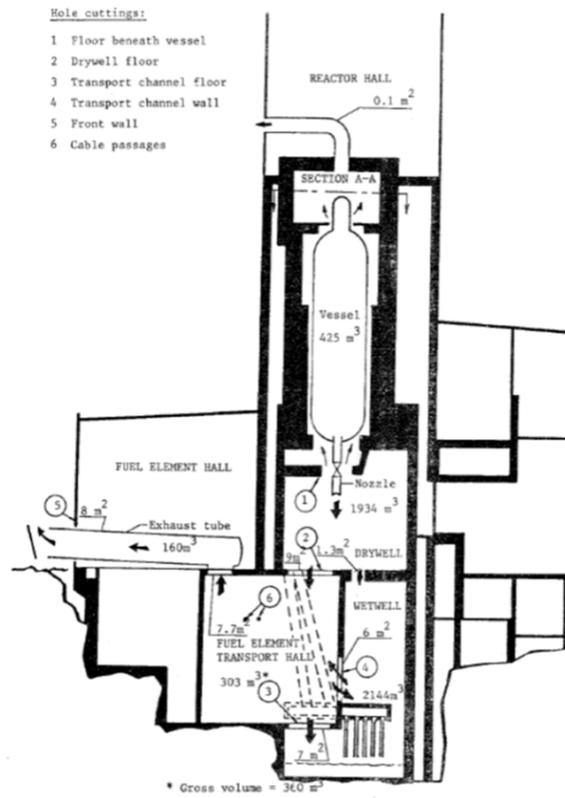


Figura 4.1: Diagrama de la instalación Marviken

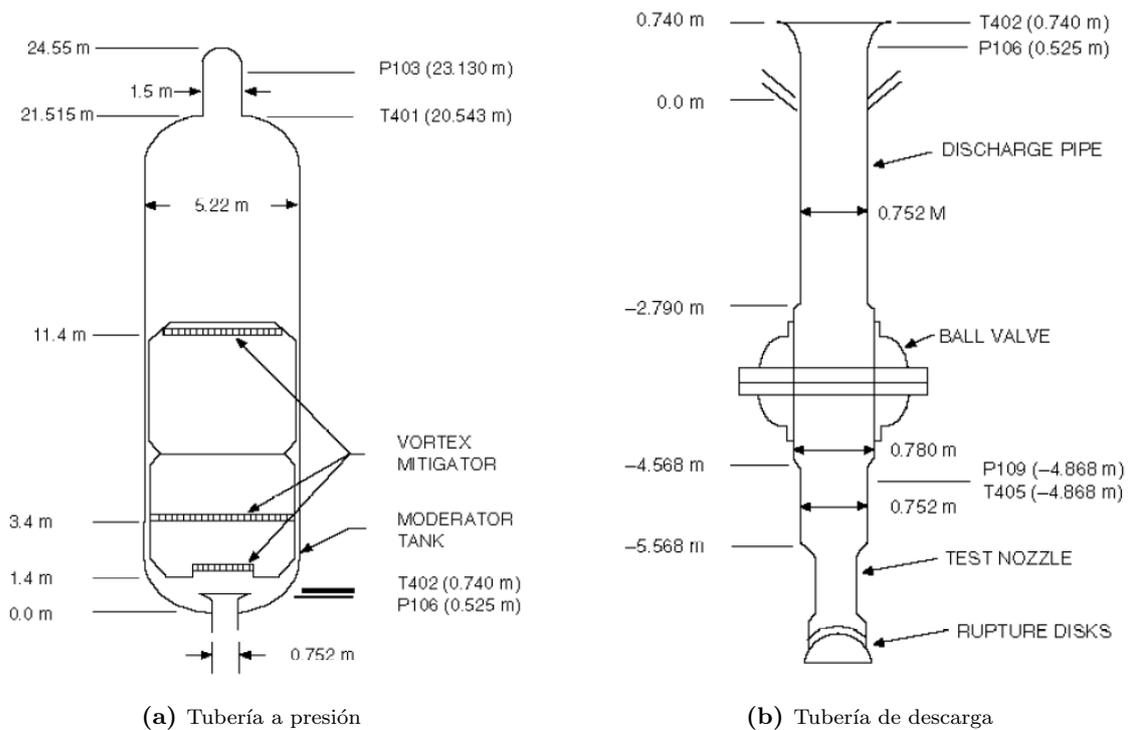


Figura 4.2: Dimensiones del montaje

ESTUDIO DEL FLUJO DE CAUDAL CRÍTICO Y VALIDACIÓN DEL CÓDIGO TRACE FRENTE A EXPERIMENTOS DE FLUJO CRÍTICO REALIZADOS EN LA INSTALACIÓN MARVIKEN

La mayor parte de los componentes internos de la vasija se retiraron, pero no en su totalidad debido a su dificultad de removerlo. Entre otros componentes, se instalaron para realizar los ensayos, entre estos se encuentran los mitigadores vortex, las tuberías primarias y las líneas de instrumentación.

4.1.2 Tubería de Descarga

Con respecto a la tubería de descarga, se encuentra entre el recipiente a presión y la boquilla. Además, se instalaron anillos de instrumentación para detectar valores de presión y temperatura; su material es de acero inoxidable (*SIS 1330, Swedish Standard*) y su espesor es de 4mm.

4.1.3 Conjunto de Boquillas

Se utilizaron un total de 9 boquillas que se utilizaron para los experimentos. Con el fin de obtener datos del flujo crítico en función de la relación (L/D), sus valores se encuentran en la tabla 4.1.

Cuadro 4.1: Conjunto de condiciones y dimensiones de las boquillas utilizadas

Boquilla	D (mm)	L (mm)	L/D	L1 (mm)	L2 (mm)	L3 (mm)	L4 (mm)	R (mm)	Test Nro.
1	200	590	3,0	0	100	100	100	100	13-14
2	300	290	1,0	55	150	150	150	150	6-7
3	300	511	1,7	0	150	150	150	150	25-26
4	300	895	3,0	55	150	150	150	150	1-2-12
5	300	111	3,7	0	150	150	150	150	17-18-19
6	500	160	0,3	0	225	225	250	250	23-24
7	500	730	1,5	0	225	225	250	250	20-21-22-27
8	500	180	3,6	0	181	156	241	250	15-16
9	509	158	3,1	55	156	225	241	250	3-4-5-8-9-10-11

4.2 Experimentos

Los experimentos de interés para el presente estudio, tienen como objetivo principal proveer información de los ensayos realizados para el flujo crítico. Estos consisten en clasificar la boquilla que conecta el disco de rotura con la tubería de descarga, estos son, 27 experimentos de los cuales se estudiaron las diferentes relaciones de longitud y diámetro en la boquilla, como expuesto en la tabla 4.1.

Los datos se obtuvieron por medio de las medidas de presión y la temperatura en distintas localizaciones en el ensamble de la instalación, indicados en las figuras 4.2. Los cuales se compararán contra las predicciones computacionales del código TRACE.

El flujo proveniente de la rotura se ha medido a través de un tubo de pitot estático, el cual provee la medida de presión puntual cerca de la entrada de la tubería de descarga. Estas lecturas fueron aumentadas con medidas de densidades provenientes por densiómetro gamma y por medidas de temperatura.

Se conoce la probabilidad del error de medida, el cual es $\pm 9\text{kPa}$ para la presión absoluta, $\pm 0.6^\circ\text{C}$ para la medición de la temperatura, y $\pm 3-10\%$ y $\pm 8-15\%$ para el flujo subenfriado

ESTUDIO DEL FLUJO DE CAUDAL CRÍTICO Y VALIDACIÓN DEL CÓDIGO TRACE FRENTE A EXPERIMENTOS DE FLUJO CRÍTICO REALIZADOS EN LA INSTALACIÓN MARVIKEN

y flujo bifásico saturado determinados por el método del pitot estático. Igualmente, el error máximo de medida para la presión es de $\pm 90\text{kPa}$ para las medidas de presión absoluta, y $\pm 2^\circ\text{C}$ para las medidas de temperatura.

4.2.1 Procedimiento de ensayos

Para cada experimento, el recipiente se llena parcialmente con agua desmineralizada. El agua se toma del fondo de la vasija, es calentada y luego devuelta por la parte superior. En consecuencia, se pueden producir distribuciones de temperatura no lineales.

La presión correspondiente a la zona superior de la vasija se mantiene alrededor de 5 MPa. Una vez alcanzada las condiciones iniciales deseadas, la prueba se inicia rompiendo el disco en el extremo de la boquilla de prueba, permitiendo que el flujo pase desde las condiciones de operación a condiciones ambientales.

Debido a la gran caída de presión, se espera que ocurra el “chocking” en el flujo que sale de la rotura y se considera completado cuando la válvula en la línea de descarga se cierra en un tiempo específico o se detecta flujo de vapor en la tubería de descarga. Si se detecta flujo de vapor, la válvula se cierra instantáneamente después de detectarla.

4.2.2 Conjunto de ensayos

La tabla a continuación muestra las características de algunas pruebas que se han estudiado por el código TRACE comparadas con sus valores experimentales [14].

Cuadro 4.2: Pruebas de Marviken utilizadas para evaluaciones de flujo crítico.

Ensayo Nro	Presión (MPa)	Temp. baja vasija ($^\circ\text{C}$)	Temp. mínima ($^\circ\text{C}$)	Nivel de agua (m)	Masa inicial (kg)	Masa calc. TRACE (kg)	Volumen sistema (m^3)	Diámetro boquilla (m)	Longitud boquilla (m)	L/D	Tiempo (s)
4	4.94	37	224	17.59	$2,86 \times 10^5$	$2,94 \times 10^5$	428.3	0.509	1.745	3.43	49
13	5.09	31	236	17.52	$2,82 \times 10^5$	$2,85 \times 10^5$	427.9	0.200	0.690	3.45	148
15	5.04	31	233	19.93	$3,27 \times 10^5$	$3,33 \times 10^5$	428.3	0.509-0.500	1.990	3.91	55
20	4.99	7	257	16.65	$2,67 \times 10^5$	$2,69 \times 10^5$	428.1	0.509-0.500	0.955	1.88	58
22	4.93	52	211	19.69	$3,34 \times 10^5$	$3,39 \times 10^5$	428.1	0.509-0.500	0.955	1.88	48

La presión promedio en la vasija es de 5 MPa, solo el ensayo **5** se realizó con la presión de 4 MPa. Además, se varió desde 16,5 hasta 20 metros la altura del nivel del agua en la vasija. En el apéndice 7.3 se encuentra el resumen de las condiciones iniciales para el resto de los ensayos realizados.

4.3 Modelo en TRACE

TRACE (TRAC/RELAP Advancep Computational Engine) es un código computacional desarrollado por la NRC para modelar el comportamiento termohidráulico desarrollado específicamente para la simulación de reactores nucleares tanto de tipo PWR como BWR. Este código fue diseñado para unir y desarrollar las capacidades de TRAC-P, TRAC-B y RELAP5.

- TRAC-P estuvo habilitado para estudiar los accidentes de rotura grande de LOCA en PWRs, mientras que TRAC-B se utilizaba para analizar los accidentes de rotu-

ra grandes y pequeños en BWRs. Ambos códigos están capacitados para modelar fenómenos termohidráulicos en componentes unidimensionales y tridimensionales.

- RELAP5 es un programa de análisis de fugas y excursiones, actualmente se utiliza para analizar los accidentes de rotura pequeños de LOCA y otros transitorios en PWRs y BWRs. Está habilitado para modelar fenómenos termohidráulicos en volúmenes unidimensionales. Es ampliamente usado en todo el mundo en análisis de seguridad para el diseño, la consecución de licencias y la operaciones de las centrales nucleares.

Al acoplar estas capacidades, TRACE se encuentra habilitado para analizar accidentes tipo LOCA de rotura grandes y pequeños, sistemas de transitorios en PWRs y BWRs, modelar fenómenos termohidráulicos en espacios unidimensionales y tridimensionales para geometrías más complejas, como los que ocurren en la vasija y recipientes a presión.

4.3.1 SNAP

El código TRACE funciona procesando un valor de entrada en formato **ASCII**, a partir del cual ejecuta los cálculos y genera unos resultados. Esta forma de funcionar hace que trabajar con el código sea súmamente complejo y para nada intuitivo, dificultando enormemente la labor de modelaje. Es por esto que se desarrolló la interfaz gráfica SNAP por parte de la NRC (Nuclear Regulatory Commission) y de esta forma llevar a formato gráfico la modelación en TRACE.

SNAP es un programa desarrollado por NRC el cual integra diferentes aplicaciones desarrolladas para simplificar el proceso de análisis de diferentes situaciones que se puedan dar en una central. Este programa reúne varios códigos, entre ellos TRACE.

El programa posee una interfaz intuitiva que facilita enormemente la introducción de los datos del problema, a través del panel de herramientas, en el que se puede escoger el componente a modelar, como en la figura 4.3

ESTUDIO DEL FLUJO DE CAUDAL CRÍTICO Y VALIDACIÓN DEL CÓDIGO TRACE FRENTE A EXPERIMENTOS DE FLUJO CRÍTICO REALIZADOS EN LA INSTALACIÓN MARVIKEN



Figura 4.3: Panel de Herramientas

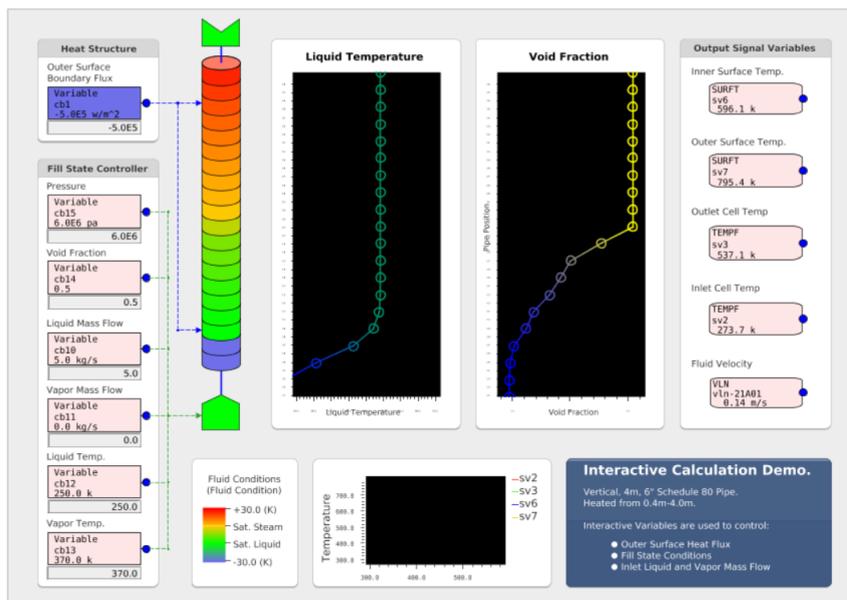


Figura 4.4: Ejemplo de una animación en SNAP

Además del bloque correspondiente al código de cálculo de TRACE, el programa dispone de un modo de editor de animaciones para poder seguir el desarrollo de la simulación de unan forma mucho más visual e intuitiva, de esta forma se pueden conseguir resultados como el de la figura 4.4.

4.3.2 Diseño del modelo

Después de haber presentado la instalación de prueba Marviken y las herramientas de simulación, esta sección se centra en los procedimientos y criterios seguidos para el desarrollo del modelo.

Cálculo simbólico

Las ecuaciones de dinámica de fluidos de TRACE para componentes unidimensionales utilizan un procedimiento computacional que permite evitar la convergencia de la condición Courant, con esto se logra determinar la presencia de flujo crítico prediciendo para componentes con pequeños cambios de área simplemente usando una nodalización. Sin embargo, la eficiencia computacional de modelos que contemplan esta técnica generalmente causan resultados erróneos incluso para cambios abruptos del área para componentes unidimensionales.

Por lo tanto, la base para el cálculo de un modelo de flujo crítico es predecir para una celda dada, las condiciones del flujo en la cual se espera que suceda. Después, se comparan las correlaciones de conservación de momento frente a esas condiciones esperadas, TRACE puede determinar el paso del flujo crítico en una celda en particular y ajustar la velocidad con la presión derivada.

El modelo la nodalización se ajustó para satisfacer la condición de que el cálculo no debería ser costoso computacionalmente y sea posible ejecutar los cálculos en computadoras personales[14].

Nodalización

El cálculo del flujo crítico tiene consideraciones importantes al simular la instalación bajo las nodalizaciones prestadas por SNAP y codificadas bajo TRACE. En la literatura se conocen dos publicaciones presentadas por el mismo código TRACE, en el que reproducen el proceso de la descarga de la instalación en donde podemos encontrar el fenómeno del flujo crítico.

ESTUDIO DEL FLUJO DE CAUDAL CRÍTICO Y VALIDACIÓN DEL CÓDIGO TRACE FRENTE A EXPERIMENTOS DE FLUJO CRÍTICO REALIZADOS EN LA INSTALACIÓN MARVIKEN

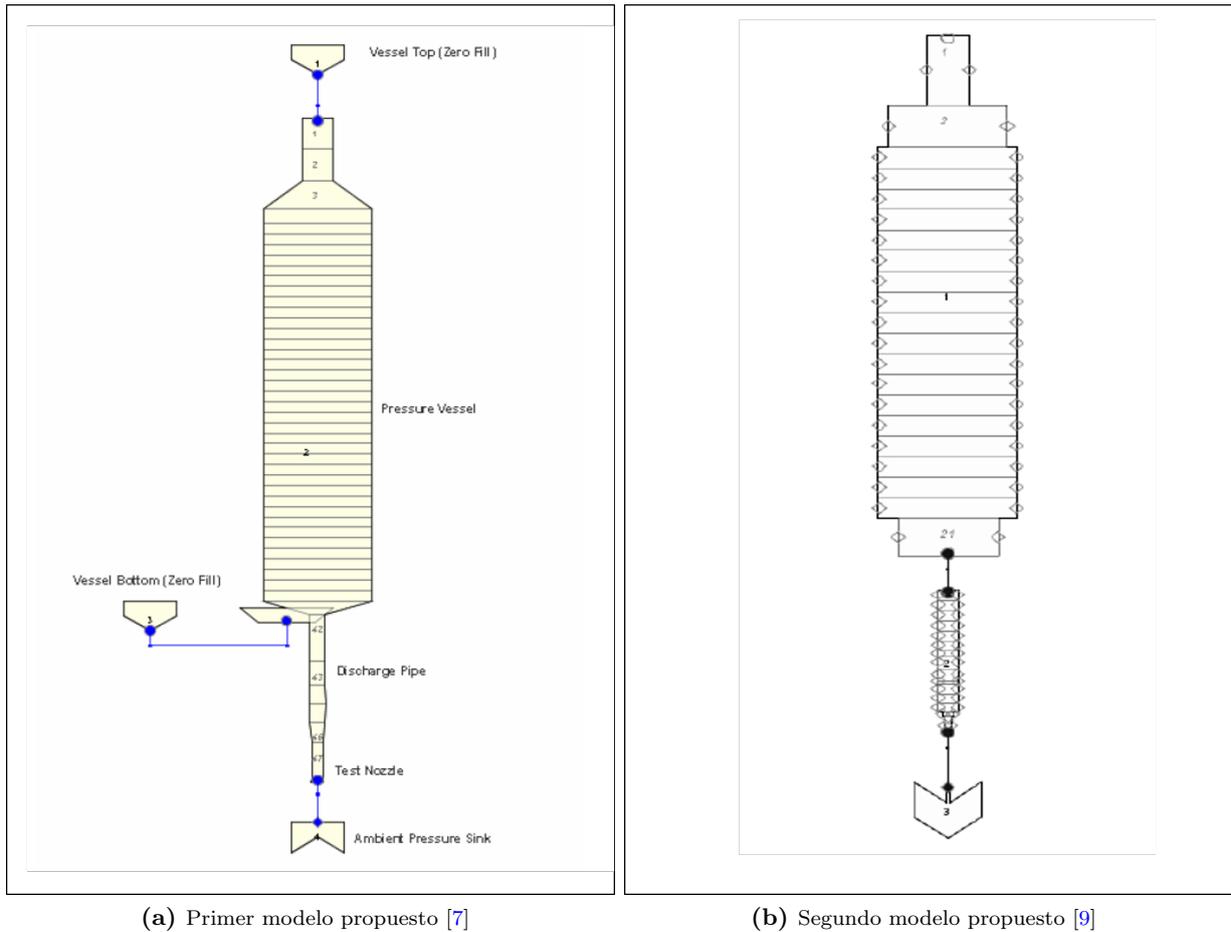


Figura 4.5: Nodalizaciones conocidas

La principal diferencia entre los modelos, es que el segundo es una actualización de las ecuaciones utilizadas para correlacionar el flujo crítico, acercándose más a los datos experimentales. Respecto a la nodalización, el primer modelo [7] utilizaron el componente VESSEL para simular la vasija de la instalación, mientras que el segundo modelo [9] está diseñado con un componente PIPE. Además, este modelo fue comparado con el modelo generado para RELAP5, que consistió en dos componentes PIPE, dos SIGLE JUNCTIONS y un TIME DEPENDET VOLUME.

Para efectos de esta investigación, el modelo presentado está compuesto por dos componentes PIPE, un FILL y un BREAK, cuyo modelo ha sido propuesto [9] y se encuentra esquematizado en la figura 4.6.

La primera tubería corresponde a la vasija o *recipiente a presión*. Los dos primeros volúmenes corresponden a la cúpula de la vasija y la parte superior del recipiente. Los siguientes volúmenes forman el resto del recipiente, contienen la misma altura y el diámetro de 5.2m.

La segunda tubería corresponde al resto del recipiente, los dos primeros volúmenes modelan la parte inferior de la tubería a presión, seguidamente contiene 6 volúmenes correspondientes a la tubería de descarga, y por último, los dos últimos volúmenes modelan la boquilla, cuya longitud y diámetro dependerá del ensayo.

ESTUDIO DEL FLUJO DE CAUDAL CRÍTICO Y VALIDACIÓN DEL CÓDIGO TRACE FRENTE A EXPERIMENTOS DE FLUJO CRÍTICO REALIZADOS EN LA INSTALACIÓN MARVIKEN

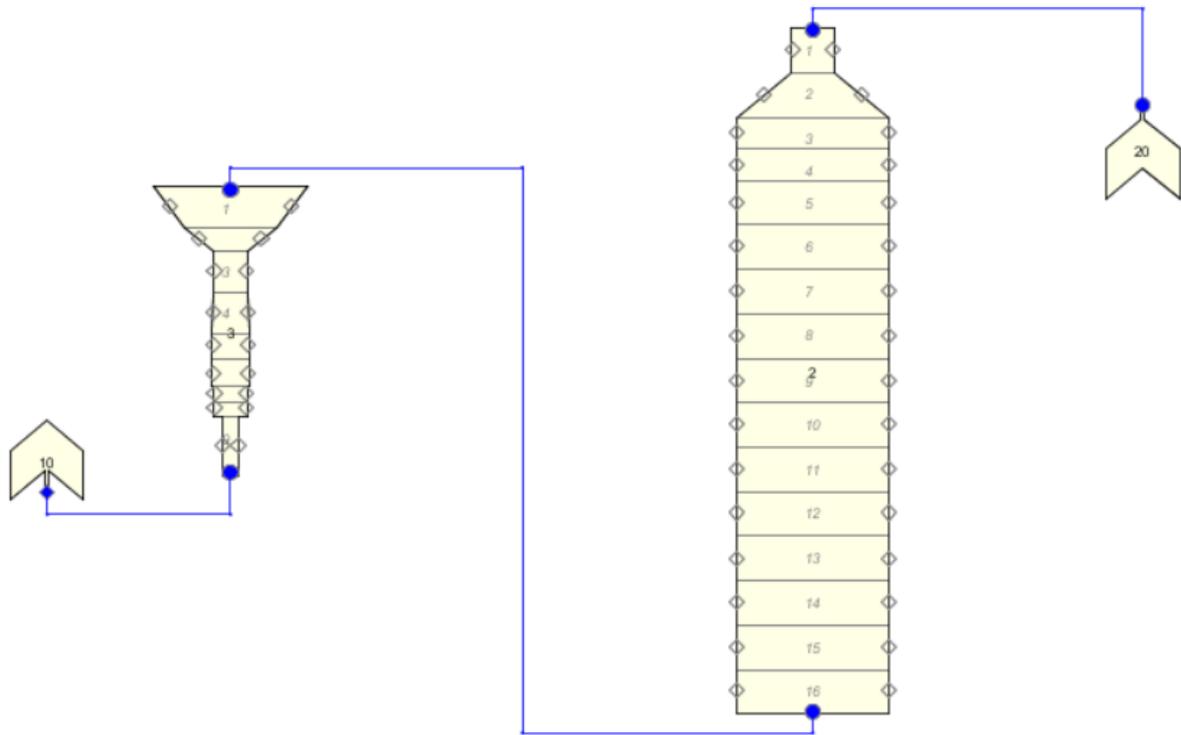
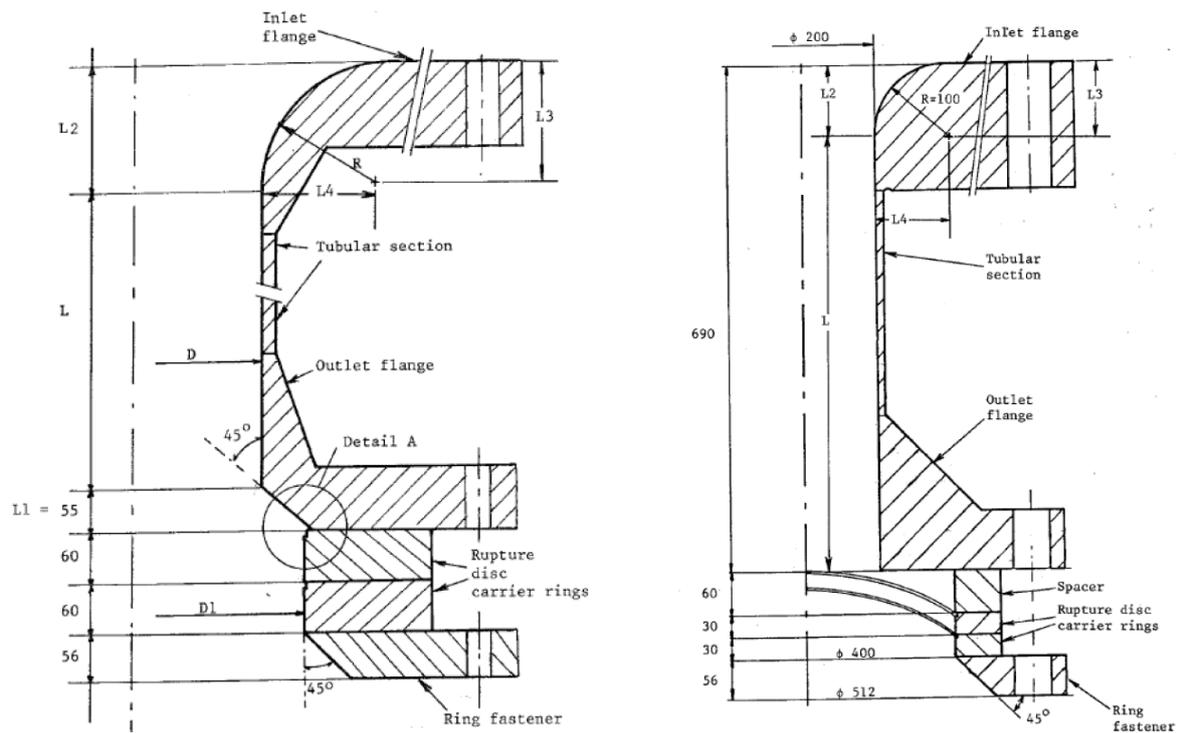


Figura 4.6: Modelo propuesto de la instalación

El ajuste del modelo para cada ensayo, se clasificará por el tipo de la boquilla que se describe en la tabla 4.2, en donde L1, L2, L3, L4 y R corresponden a las dimensiones respectivas de cada test, señalado en las figuras 4.7a, 4.7b y 4.8.

ESTUDIO DEL FLUJO DE CAUDAL CRÍTICO Y VALIDACIÓN DEL CÓDIGO TRACE FRENTE A EXPERIMENTOS DE FLUJO CRÍTICO REALIZADOS EN LA INSTALACIÓN MARVIKEN



(a) Dimensiones de las boquillas para los test 1 al 12

(b) Dimensiones de las boquillas para los test 13 y 14

Figura 4.7: Distribución de medidas en las boquillas

ESTUDIO DEL FLUJO DE CAUDAL CRÍTICO Y VALIDACIÓN DEL CÓDIGO TRACE FRENTE A EXPERIMENTOS DE FLUJO CRÍTICO REALIZADOS EN LA INSTALACIÓN MARVIKEN

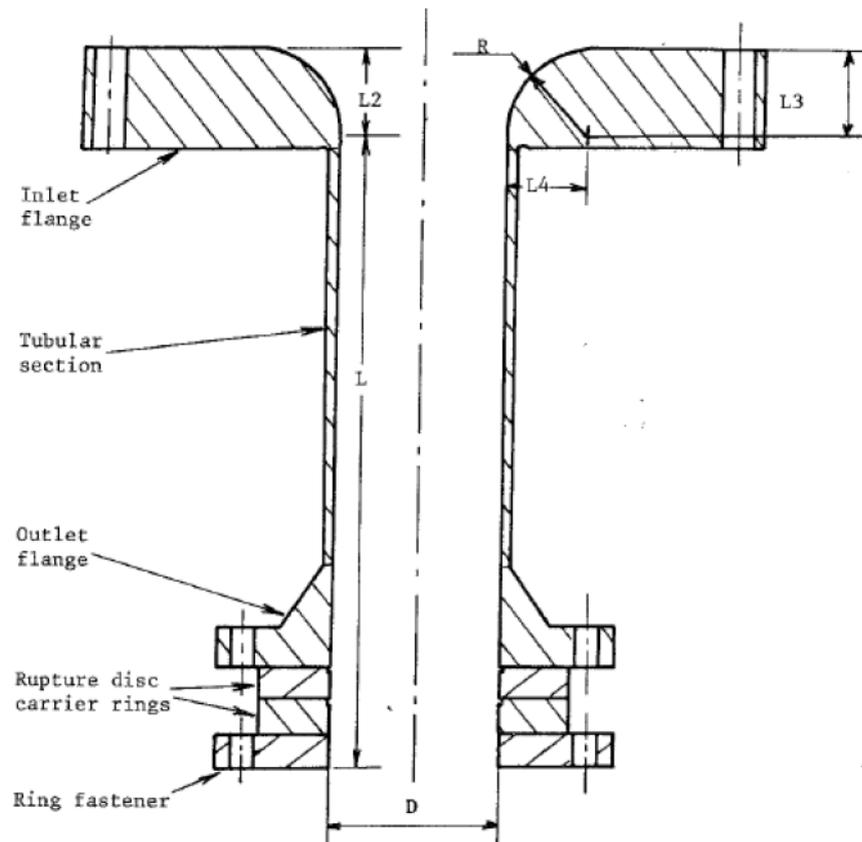


Figura 4.8: Dimensiones de las boquillas para los test 15 al 27

Un ejemplo de la nodalización de las boquillas correspondientes, se encuentran pautadas en la figura 4.9 en el que muestra la relación diámetro - longitud con respecto a cada ensayo realizado, descrito en la tabla 4.1.

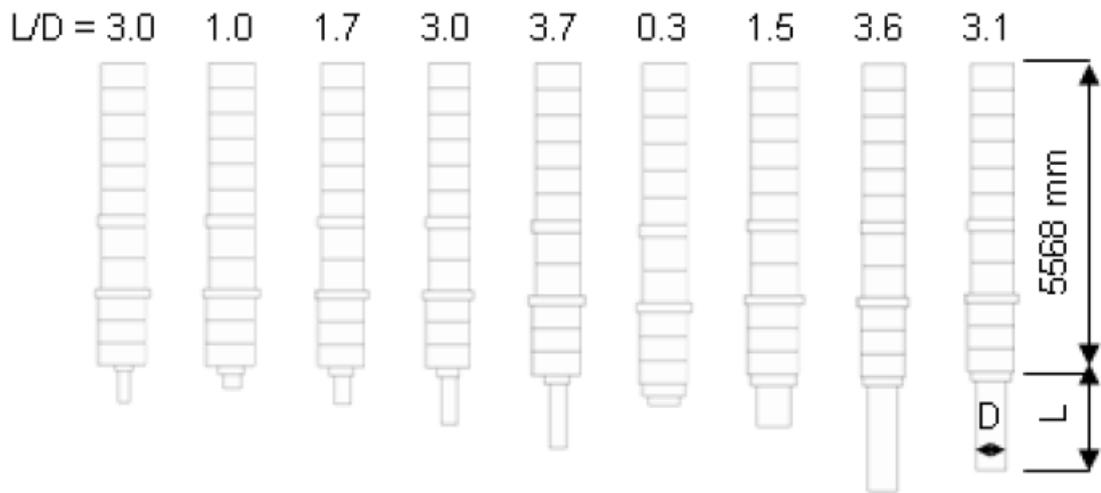


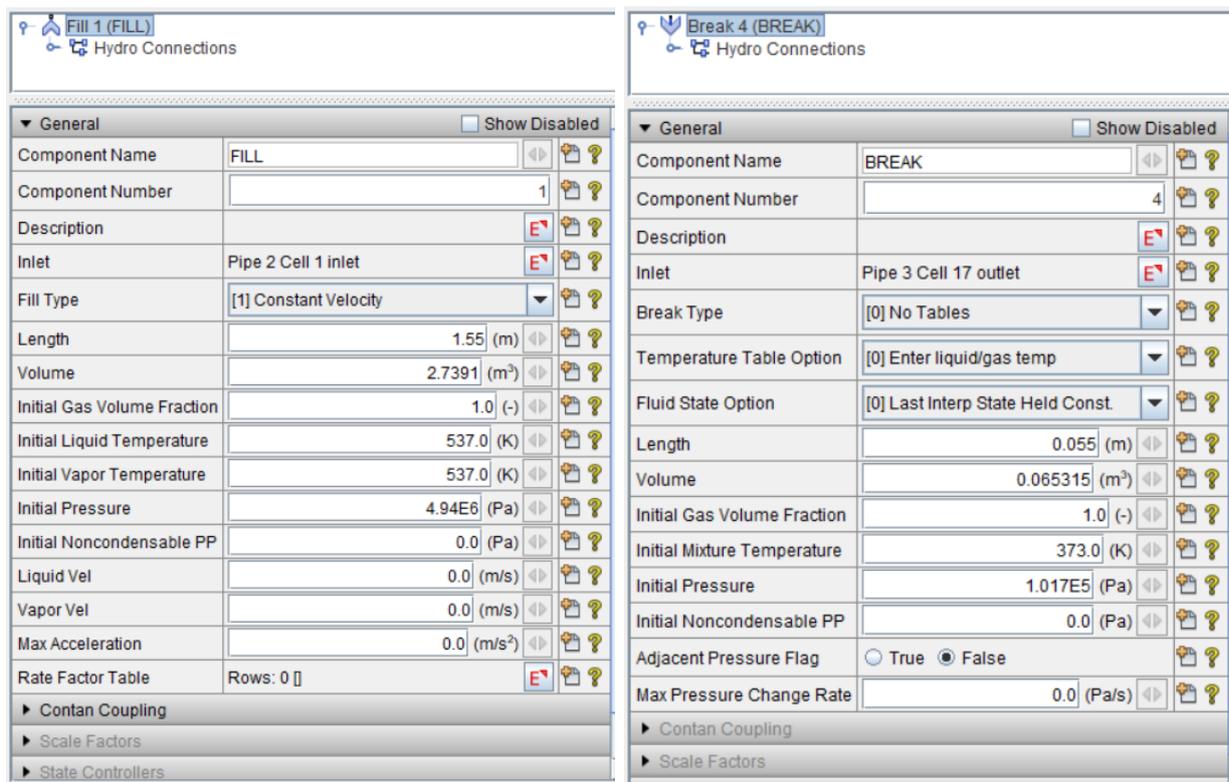
Figura 4.9: Nodalización de las boquillas usadas en el modelo computacional

Condiciones iniciales

Los datos necesarios para determinar las condiciones iniciales de operación, fueron obtenidos por los datos medidos en los ensayos. El anexo 7.3 presenta las condiciones iniciales usadas en la simulación. Pudiéndose notar las condiciones termodinámicas del agua, con su grado de subenfriamiento, la ubicación en la instalación y la presión.

Estas condiciones se indican en los componentes FILL y BREAK del modelo en SNAP 4.6.

ESTUDIO DEL FLUJO DE CAUDAL CRÍTICO Y VALIDACIÓN DEL CÓDIGO TRACE FRENTE A EXPERIMENTOS DE FLUJO CRÍTICO REALIZADOS EN LA INSTALACIÓN MARVIKEN



(a) Panel de herramientas del componente FILL

(b) Panel de herramientas del componente BREAK

Figura 4.10: Panel de herramientas

Capítulo 5

Análisis y Resultados

En este apartado se analizarán detalladamente el transitorio simulado mediante el código TRACE. En primer lugar, se comprobará que las condiciones iniciales de la nodalización correspondan a la instalación experimental.

Las condiciones iniciales del transitorio, se obtienen a partir del transitorio nulo y la boquilla se ajustará según el ensayo a analizar, figurado en la tabla 4.1.

Posteriormente, se presentarán los resultados obtenidos, los cuales se validarán por medio de los datos experimentales en conjunto del análisis de incertidumbre.

5.1 Generación de las condiciones iniciales

La tabla 4.1 muestra los 9 tipos de las boquillas utilizadas para los experimentos de Marviken. Por ejemplo, la boquilla N^o 9 está dimensionada con un diámetro de 509 mm y una longitud de 1589 mm, se utilizó para los test 3, 4, 5, 8, 9, 10 y 11. La tabla 7.3 indica las condiciones de presión, temperatura y grado de subenfriamiento del agua para cada caso.

Como corroboración, se generó el archivo ASCII realizando la simulación con la válvula cerrada, lo que evitará el paso del flujo (realizando el ensayo N^o 4) evitando el vaciado de la instalación. Con esto se logra observar el comportamiento del flujo en la figura 5.1.

ESTUDIO DEL FLUJO DE CAUDAL CRÍTICO Y VALIDACIÓN DEL CÓDIGO TRACE FRENTE A EXPERIMENTOS DE FLUJO CRÍTICO REALIZADOS EN LA INSTALACIÓN MARVIKEN

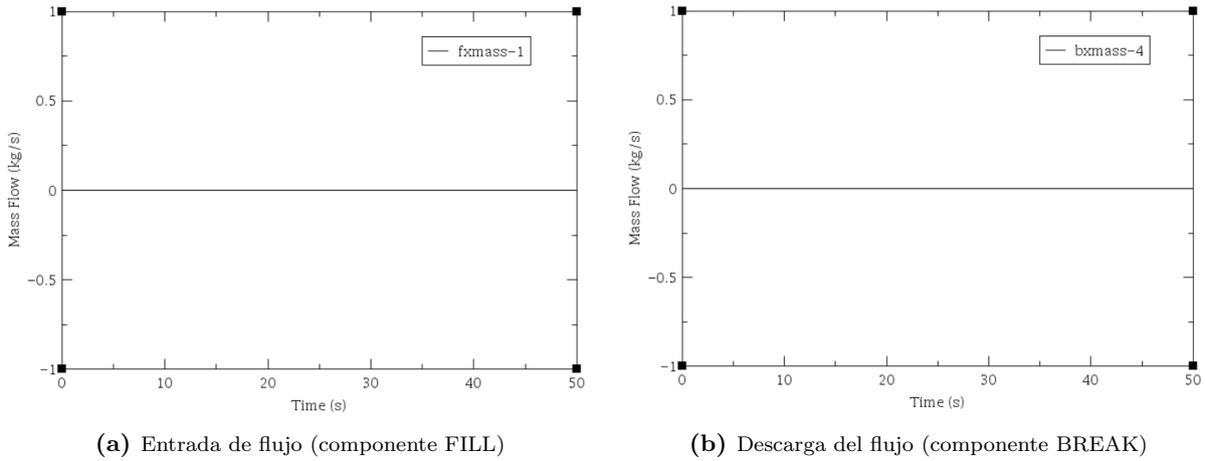


Figura 5.1: Comportamiento del flujo en el transitorio nulo (ensayo 04)

En las figuras 5.1a y 5.1b se puede notar que no hay entrada ni salida del flujo másico, debido que se encuentra en el estado estacionario y no ha ocurrido la rotura de la boquilla. El componente FILL es aquel que mide el flujo de agua que entra al sistema, como se indicó en la nodalización del capítulo anterior, mientras que el componente BREAK es aquel sistema que permite evaluar el comportamiento de la descarga del caudal respecto al tiempo.

Al comprobar que no hay descarga del flujo, vemos que solo se obtuvo información del perfil de temperatura global del líquido en la vasija y en la tubería de descarga (figura 5.2).

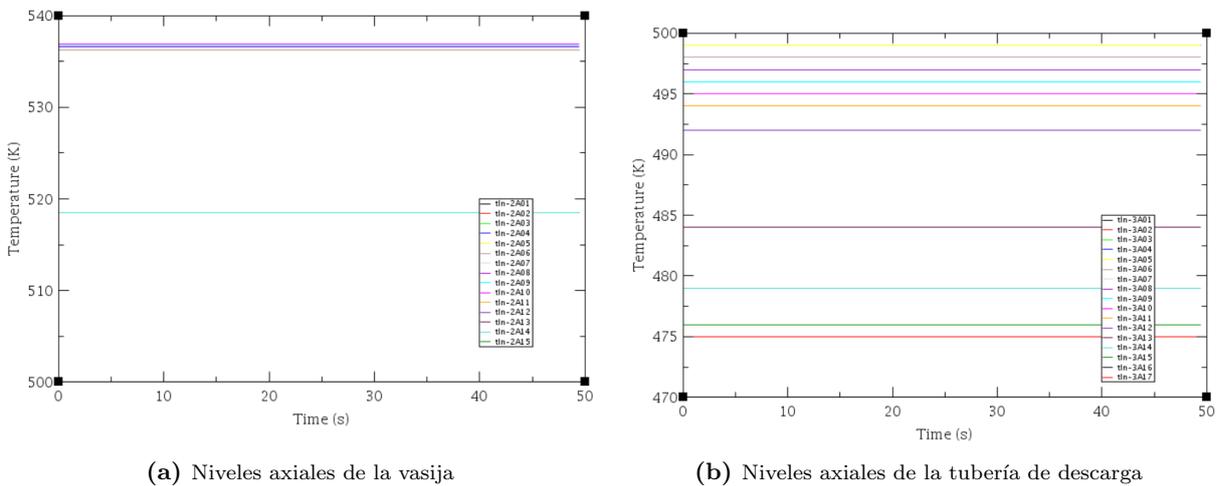


Figura 5.2: Perfil de temperatura del líquido (ensayo 04)

La figura 5.2b indica los 17 niveles axiales que corresponden a la discretización de la tubería de descarga, siendo tln-3A01 la temperatura del líquido en la parte superior de la tubería que está conectada al recipiente a presión, y tln-3A17 corresponde a la temperatura del líquido en el fondo de la tubería, justo en la boquilla.

ESTUDIO DEL FLUJO DE CAUDAL CRÍTICO Y VALIDACIÓN DEL CÓDIGO TRACE FRENTE A EXPERIMENTOS DE FLUJO CRÍTICO REALIZADOS EN LA INSTALACIÓN MARVIKEN

De igual manera, la figura 5.2a indica los 15 niveles axiales que discretizan la vasija, siendo tln-2A01 el tope de la vasija y el tln-2A15 el fondo de la misma.

Otro parámetro a observar es la cantidad de masa de agua calculado bajo el código TRACE. Este modelo calculó una cantidad de $2,81 \times 10^5$ kg de agua, mientras que la masa inicial experimental está en el orden de $2,86 \times 10^5$ [14]. Esto permite confiar en el modelo desarrollado para la evaluación del flujo crítico presente en la instalación Marviken.

```
system results
      system total energy is 3.056095E+11 J
      system total mass is 2.813512E+05 kg
total mass discharged by break components is 0.000000E+00 kg
      total mass injected by fill components is 0.000000E+00 kg
      system computed initial total mass is 2.813512E+05 kg
```

Figura 5.3: Detalles del archivo .out

El estacionario se alcanza instantáneamente, considerando que el tiempo de duración del test 04 que se ha tomado como ejemplo, es de 49 segundos. Esto proporciona información rápida de lo que ocurre en la instalación, su nivel de detalle es mínimo y en ningún caso seremos capaces de analizar el comportamiento del flujo crítico. Es por esto que partimos del transitorio nulo como condición inicial y ser ejecutarlo en la simulación del transitorio, obtendremos la evaluación de los fenómenos físicos implicados en la termohidráulica de este proceso.

5.2 Simulación del transitorio

El experimento empieza con dar paso al área de flujo que simula la rotura de la boquilla, como consecuencia, se descarga el agua y produce el vaciado del recipiente. La temperatura y la presión del sistema empieza a caer produciendo el flashing, generando el cambio de fase.

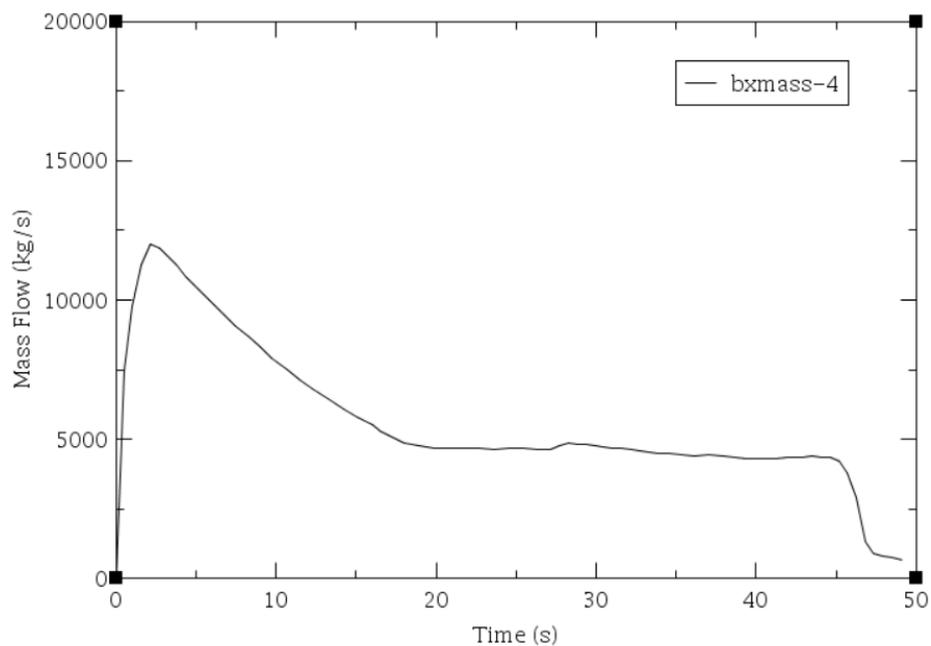


Figura 5.4: Descarga del flujo másico (ensayo 04)

Para un fluido con el título por debajo de la saturación, la descarga del caudal produce inicialmente un valor más alto que si estuviera en condiciones de equilibrio. Por tanto, el chocking se observará principalmente con el incremento del caudal en los primeros segundos del transitorio, hasta lograr la descarga total, como mostrado en la figura 5.4.

5.2.1 Efectos de la presión y temperatura

El chocking se presenta, al encontrarse en una situación en la que existe una gran diferencia de presión en una divergencia y por lo tanto se produce una descarga descontrolada. Estas condiciones someten al fluido a la disminución de la temperatura por medio de la despresuración, induciendo a la saturación del agua y posteriormente genera la evaporización; en consecuencia, se observará una mezcla bifásica.

La gráfica 5.2a indica las temperaturas de los niveles axiales cuando el sistema está en transitorio nulo, no hay estratificación térmica, por lo que se mantiene constante. Una vez abierta la válvula y comienza la descarga, se obtiene la gráfica 5.5a correspondiente al transitorio.

ESTUDIO DEL FLUJO DE CAUDAL CRÍTICO Y VALIDACIÓN DEL CÓDIGO TRACE FRENTE A EXPERIMENTOS DE FLUJO CRÍTICO REALIZADOS EN LA INSTALACIÓN MARVIKEN

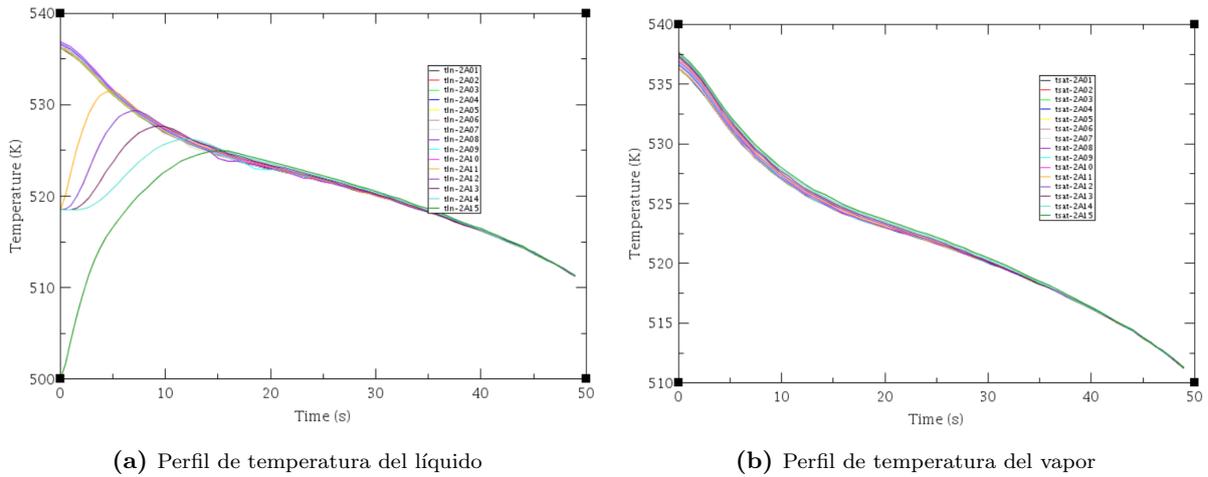


Figura 5.5: Perfiles de temperatura para la vasija (ensayo 04)

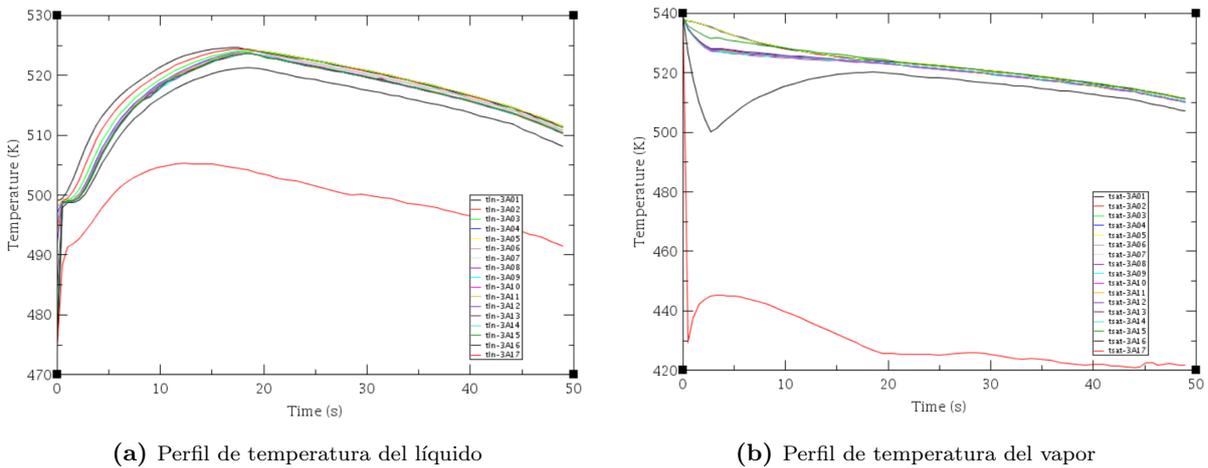


Figura 5.6: Perfiles de temperatura para la tubería de descarga (ensayo 04)

El proceso empieza al ocurrir la rotura, el fluido a 5 MPa entra en contacto a un sistema con 0,1 MPa (1 atm). Por lo tanto, la presión disminuirá descontroladamente y esto producirá la saturación del agua.

Debido que el sistema se encuentra inicialmente como líquido subenfriado, para el fondo de la vasija está unos 36^oC por debajo de la saturación (para 4,94 MPa la temperatura de saturación es 536 K); la temperatura aumentará hasta la saturación y posteriormente disminuirá conforme cambie la presión, es en este punto donde empieza el cambio de fase, con lo que la temperatura del vapor es prácticamente la de saturación.

En las figuras 5.5a y 5.6a muestra el incremento de la temperatura desde el subenfriamiento hasta la temperatura de saturación, lo que producirá consecuentemente el cambio de fase, pero es en la vasija o recipiente a presión donde se obtiene un comportamiento sistemático (figura 5.5), de aquí se puede inferir que es hasta el segundo 15 donde el sistema cambia de fase. Sin embargo, la tubería de descarga presentó fluctuaciones en los cambios de

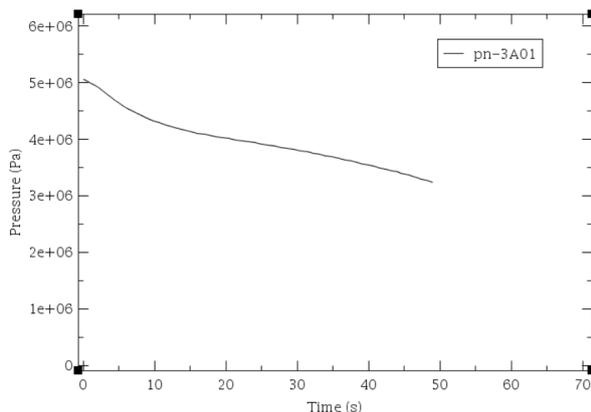
ESTUDIO DEL FLUJO DE CAUDAL CRÍTICO Y VALIDACIÓN DEL CÓDIGO TRACE FRENTE A EXPERIMENTOS DE FLUJO CRÍTICO REALIZADOS EN LA INSTALACIÓN MARVIKEN

temperatura, como se esperaría en un fenómeno como el flujo crítico porque sí ocurre la estratificación térmica.

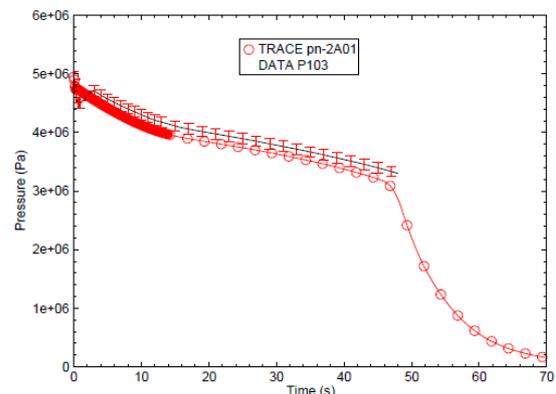
Esto se puede analizar considerando individualmente los principales componentes como sistema. En primer lugar se considera el sistema el recipiente a presión, es un sistema abierto con salida de masa. La frontera está expuesta a la misma presión (alrededor de 5MPa) que irá disminuyendo conforme se vacíe el recipiente.

Ahora bien, tomemos como sistema la tubería de descarga, es un sistema abierto con entrada y salida de masa. Su frontera está expuesta a disminuir 50 veces su presión, por lo que al ocurrir la rotura, el líquido queda ahogado y se produce el chocking. Esta frontera al encontrarse a la temperatura y presión atmosférica, la temperatura de saturación va a disminuir, por lo tanto empieza el cambio de fase. Paralelamente a este proceso irreversible, la transferencia de masa y calor se llevará a cabo debido a la entrada de agua líquida subenfriada proveniente del recipiente a presión, por lo que implica que la temperatura del agua líquida aumente y la temperatura del vapor disminuya y aumente conforme a la descarga.

Debido que la temperatura y presión son dos propiedades termodinámicas independientes pero directamente proporcionales, la disminución de temperatura debe llevarse a cabo con una disminución de presión.



(a) Presión de la parte superior de la vasija obtenido



(b) Presión de la parte superior de la vasija [9]

Figura 5.7: Perfiles de temperatura para la tubería de descarga (ensayo 04)

La figura 5.7 muestra la disminución de la presión en el tope de la vasija, siendo la figura 5.7a la predicción de este modelo y el 5.7b como modelo de referencia. Nótese que la disminución de la presión corresponde a la bibliografía, durante el transitorio.

5.2.2 Efectos de la fracción de huecos

El recipiente a presión contiene inicialmente un nivel de agua, por lo que al ocurrir la descarga se espera que la fracción de huecos aumente (puesto que da lugar al vaciado del tanque). En la figura 5.8 se puede observar este comportamiento.

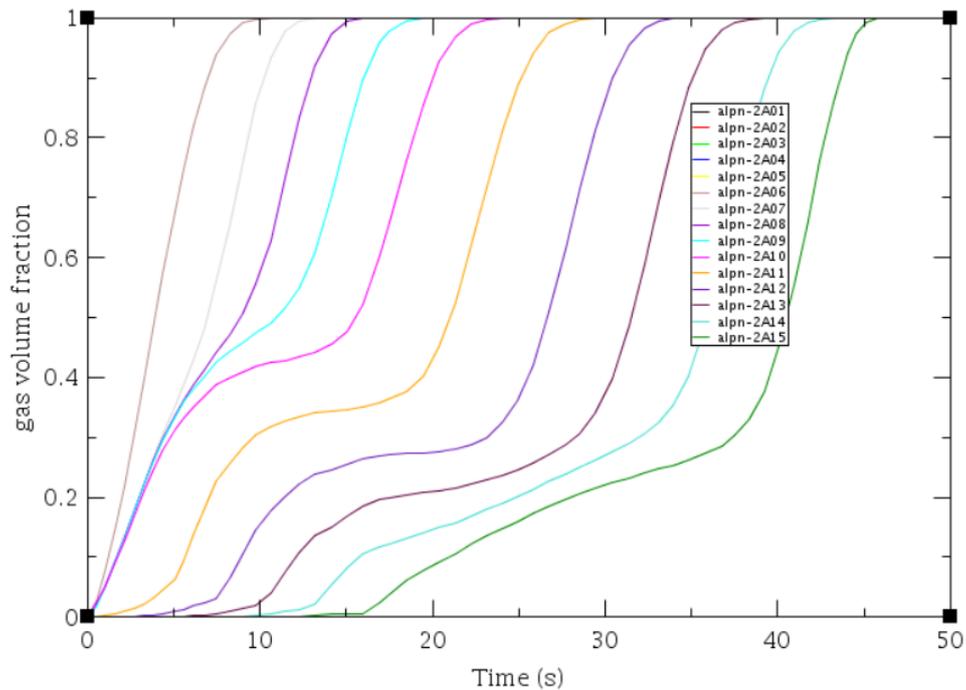


Figura 5.8: Fracción de huecos de la vasija (ensayo 04)

De las evidencias anteriores, se puede discretizar que aumenta la fracción de huecos en función que se descarga el tanque, y que además no hay entrada de agua. A diferencia de la figura 5.9, cuyo comportamiento fluctúa con respecto al tiempo y no se puede sistematizar el fenómeno.

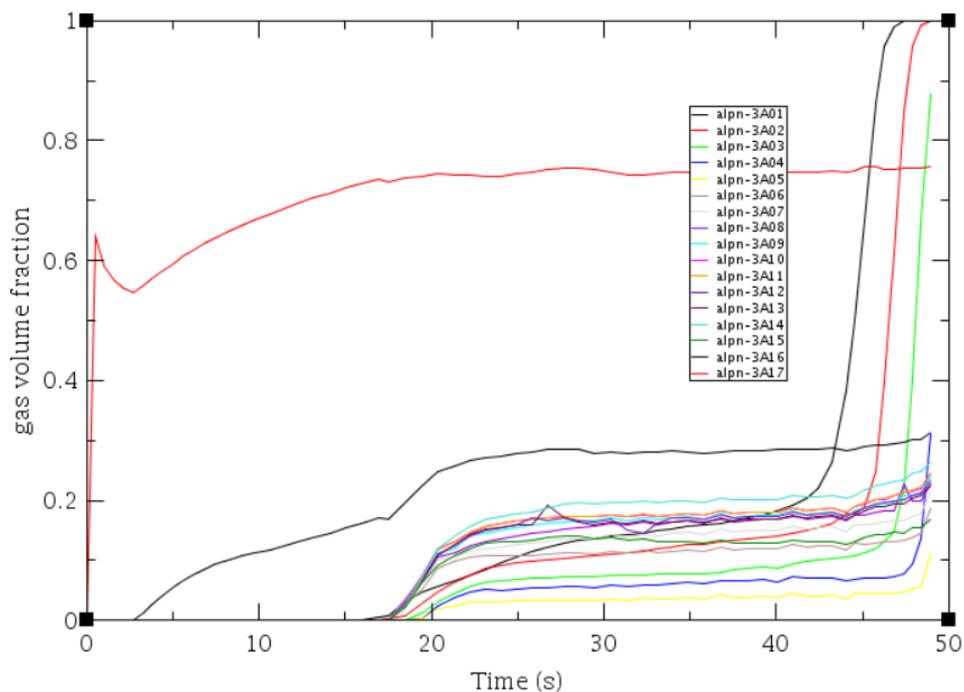


Figura 5.9: Fracción de huecos de la tubería de descarga (ensayo 04)

Se puede inferir que este comportamiento ocurre puesto al fenómeno del flujo crítico en la tubería de descarga, debido que no existe una relación lineal con los parámetros termodinámicos como la presión y temperatura para cada celda considerada.

5.3 Análisis de incertidumbre

Las ideas expuestas en los capítulos anteriores, se han visto las correlaciones que incluye el modelo de TRACE para el flujo del caudal crítico y las variables que aparecen en dichas ecuaciones. Con el análisis de incertidumbre se puede estudiar y analizar los parámetros que afectan a los cálculos del flujo.

En el campo de seguridad nuclear se genera el propósito de realizar un análisis de sensibilidad, que corresponde a una propagación de incertidumbre de los parámetros de entrada hacia los parámetros de salida, establecidos en un modelo.

La categoría que se implementó en este TFM es el método estadístico, debido que permite relacionar la propagación de incertidumbre entre un número finito de variables implementadas en el modelo hacia sus variables resultantes. Al aplicar el método estadístico, se compara con los modelos experimentales para determinar los parámetros de entrada más apropiados, mediante el cual se realizará el ajuste correspondiente.

En la figura 5.10 muestra las predicciones obtenidas por el código TRACE respecto a su valor experimental en dos casos estudiados.

ESTUDIO DEL FLUJO DE CAUDAL CRÍTICO Y VALIDACIÓN DEL CÓDIGO TRACE FRENTE A EXPERIMENTOS DE FLUJO CRÍTICO REALIZADOS EN LA INSTALACIÓN MARVIKEN

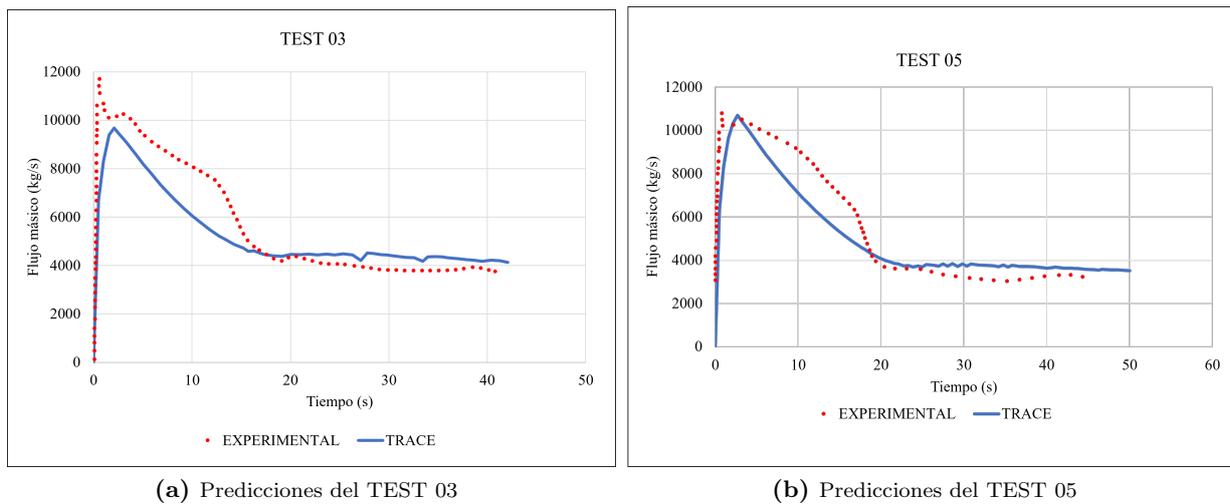


Figura 5.10: Comparativas de las predicciones del código TRACE con sus datos experimentales

Durante los primeros segundos del transitorio se presenta el flashing del líquido subenfriado, las predicciones del código TRACE del caudal son parecidas a los datos experimentales y el caudal máximo del modelo alcanza el mismo valor que el experimental para el test 05.

Durante la última parte de la prueba, cuando el flujo de salida es de dos fases, el código TRACE predice caudales cercanos a los datos, aún estando por encima del experimental en ambos casos estudiados.

Para obtener la propagación de incertidumbre para los test estudiados, se aplicó bajo una herramienta de cuantificación denominado **DAKOTA**. Para aplicar esta herramienta, es necesario definir el rango de incertidumbre y una función de distribución para cada uno de los parámetros de entrada incluidos en el estudio.

Entre los parámetros que se ajustan para la cuantificación de incertidumbre, están los coeficientes de transferencia de calor interfacial que dependen de cada régimen y su título, los coeficientes de fricción interfacial, los coeficientes de arrastres interfaciales, entre otros. Los detalles de los parámetros tomados en consideración, la función de distribución y el rango están disponibles en el anexo 7.4.

Con esta herramienta se obtendrá una nueva predicción al variar un rango todos los parámetros de entrada. Si la nueva predicción, se ajusta más a la data experimental, se podrá verificar cuál de todos los parámetros de entrada es el que tiene mayor repercusión en la correlación, y es entonces el modelo adecuado que el código TRACE puede reproducir.

Basándose en el método de análisis de muestreo montecarlo, se realizaron 59 casos por test reproducido, presentados a continuación:

ESTUDIO DEL FLUJO DE CAUDAL CRÍTICO Y VALIDACIÓN DEL CÓDIGO TRACE FRENTE A EXPERIMENTOS DE FLUJO CRÍTICO REALIZADOS EN LA INSTALACIÓN MARVIKEN

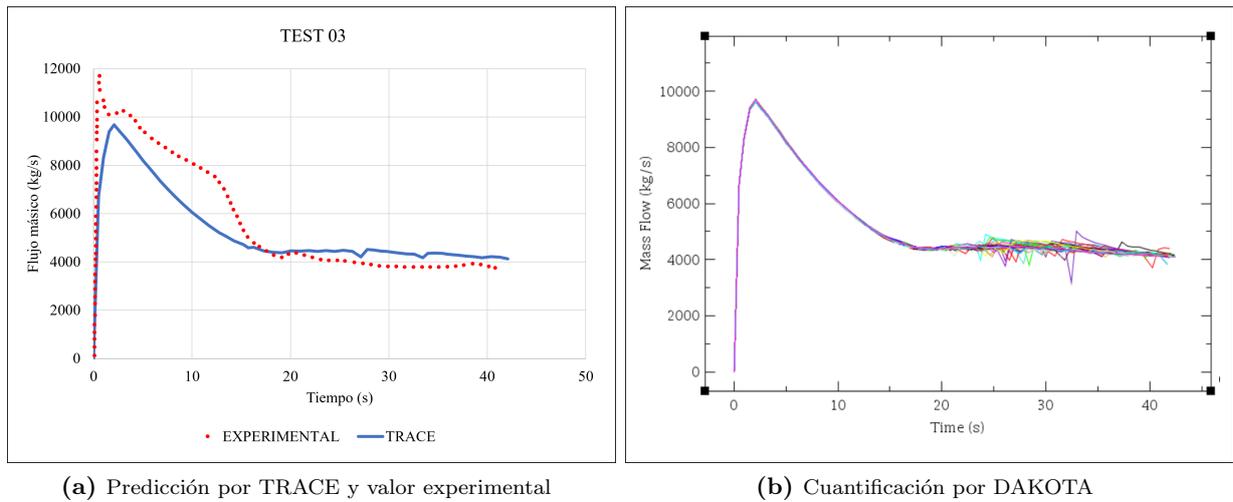


Figura 5.11: Resultados obtenidos para el ensayo 03

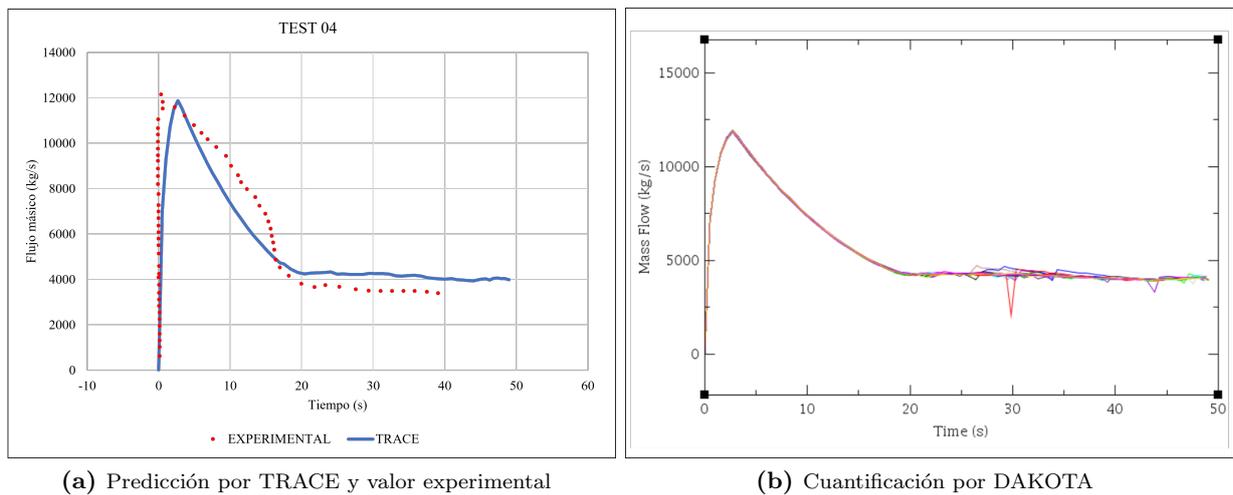
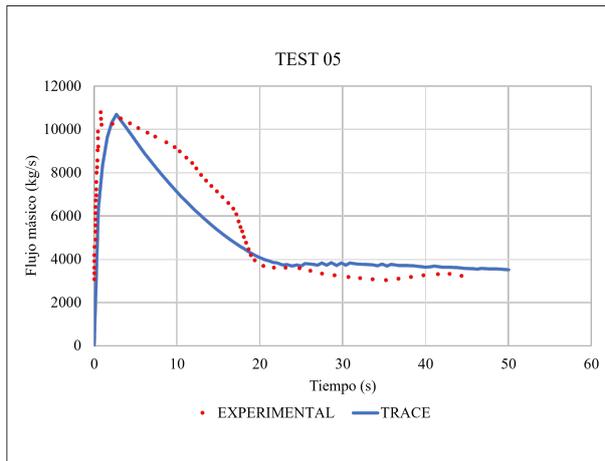
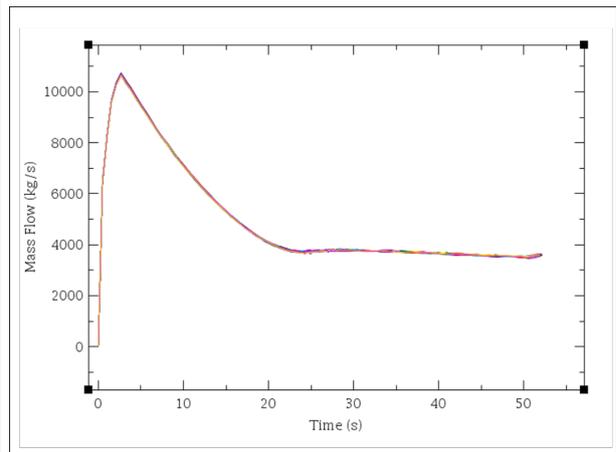


Figura 5.12: Resultados obtenidos para el ensayo 04

ESTUDIO DEL FLUJO DE CAUDAL CRÍTICO Y VALIDACIÓN DEL CÓDIGO TRACE FRENTE A EXPERIMENTOS DE FLUJO CRÍTICO REALIZADOS EN LA INSTALACIÓN MARVIKEN

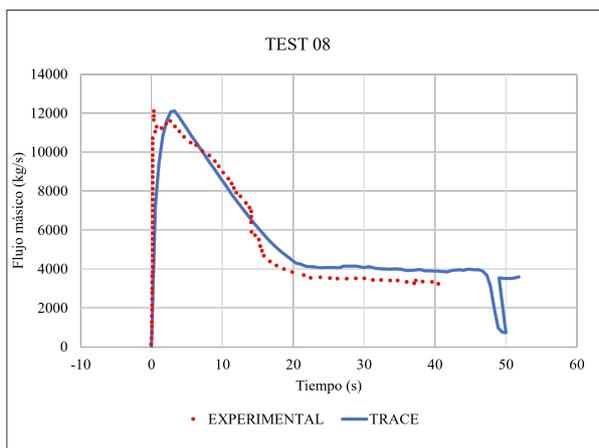


(a) Predicción por TRACE y valor experimental

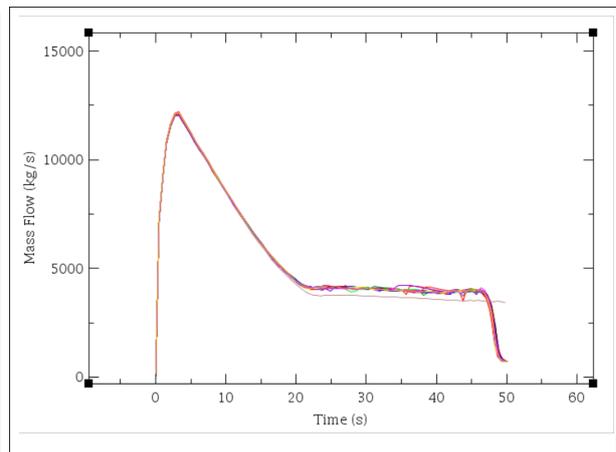


(b) Cuantificación por DAKOTA

Figura 5.13: Resultados obtenidos para el ensayo 05



(a) Predicción por TRACE y valor experimental



(b) Cuantificación por DAKOTA

Figura 5.14: Resultados obtenidos para el ensayo 08

ESTUDIO DEL FLUJO DE CAUDAL CRÍTICO Y VALIDACIÓN DEL CÓDIGO TRACE FRENTE A EXPERIMENTOS DE FLUJO CRÍTICO REALIZADOS EN LA INSTALACIÓN MARVIKEN

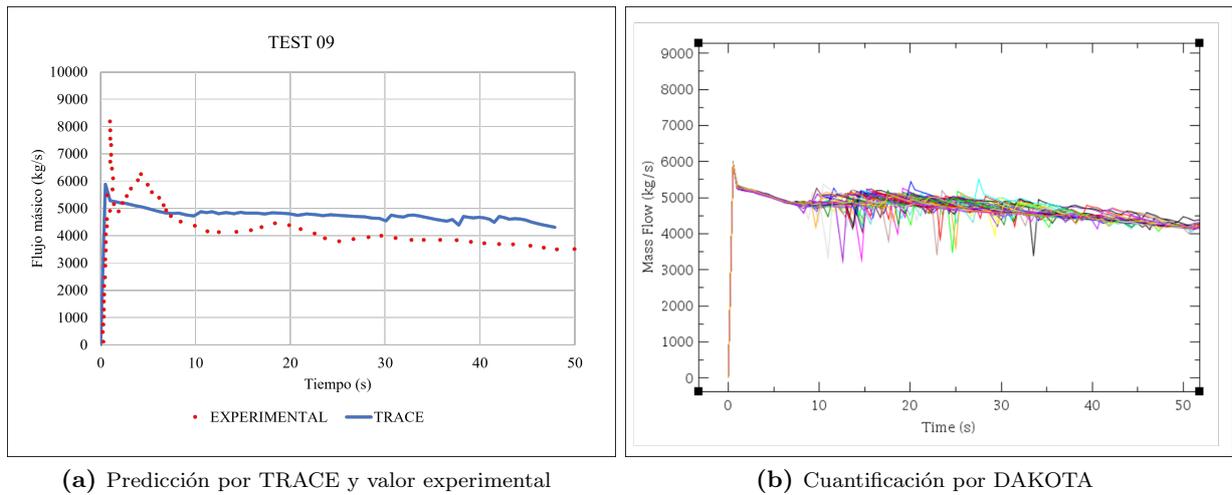


Figura 5.15: Resultados obtenidos para el ensayo 09

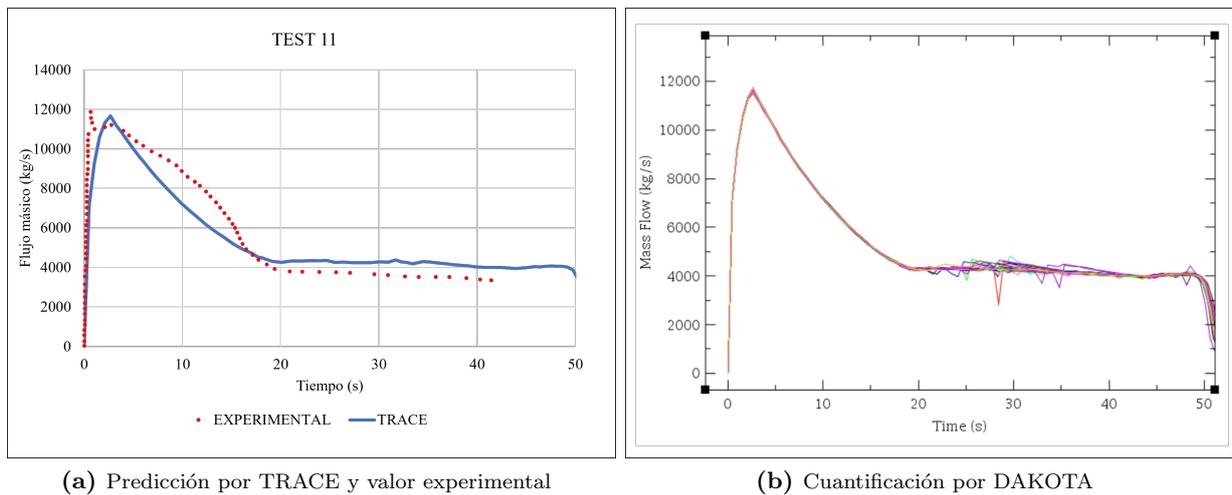


Figura 5.16: Resultados obtenidos para el ensayo 11

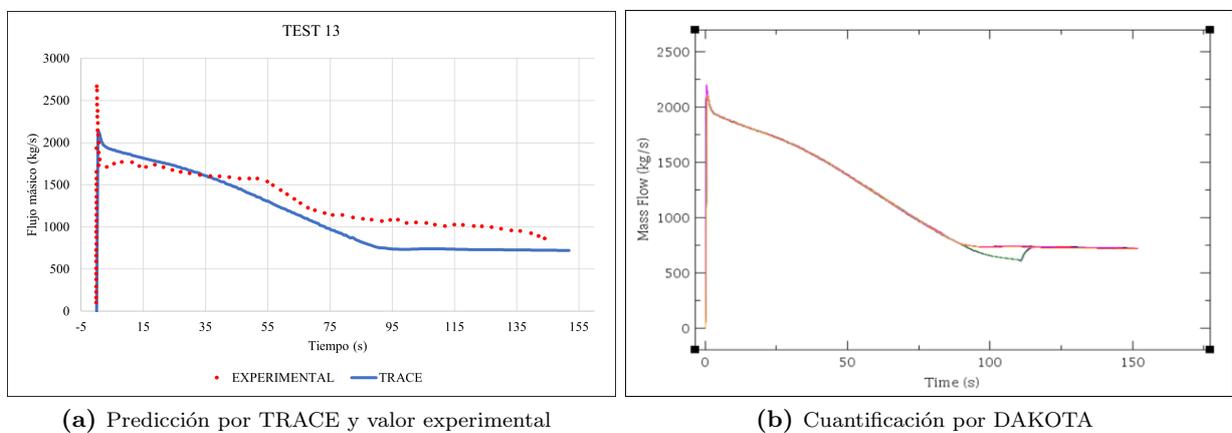


Figura 5.17: Resultados obtenidos para el ensayo 13

ESTUDIO DEL FLUJO DE CAUDAL CRÍTICO Y VALIDACIÓN DEL CÓDIGO TRACE FRENTE A EXPERIMENTOS DE FLUJO CRÍTICO REALIZADOS EN LA INSTALACIÓN MARVIKEN

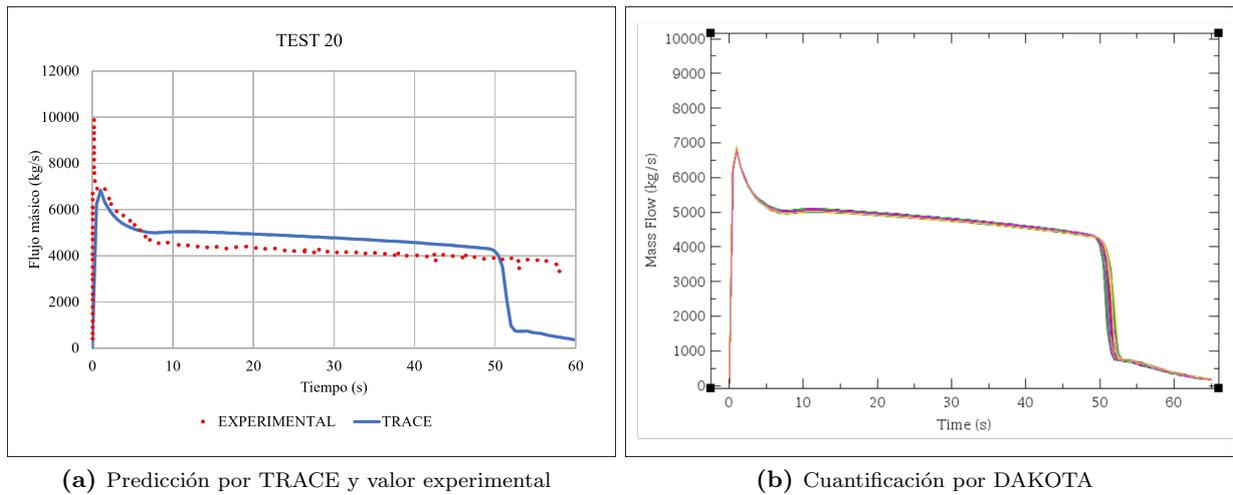


Figura 5.18: Resultados obtenidos para el ensayo 20

De los acontecimientos anteriores, se puede observar que todos los cambios realizados en los parámetros de entrada no tienen ninguna repercusión al resultado final del modelo. Se puede observar en la figura 5.19 la comparación de las predicciones para los 59 casos frente al resultado inicial del transitorio y su valor experimental.

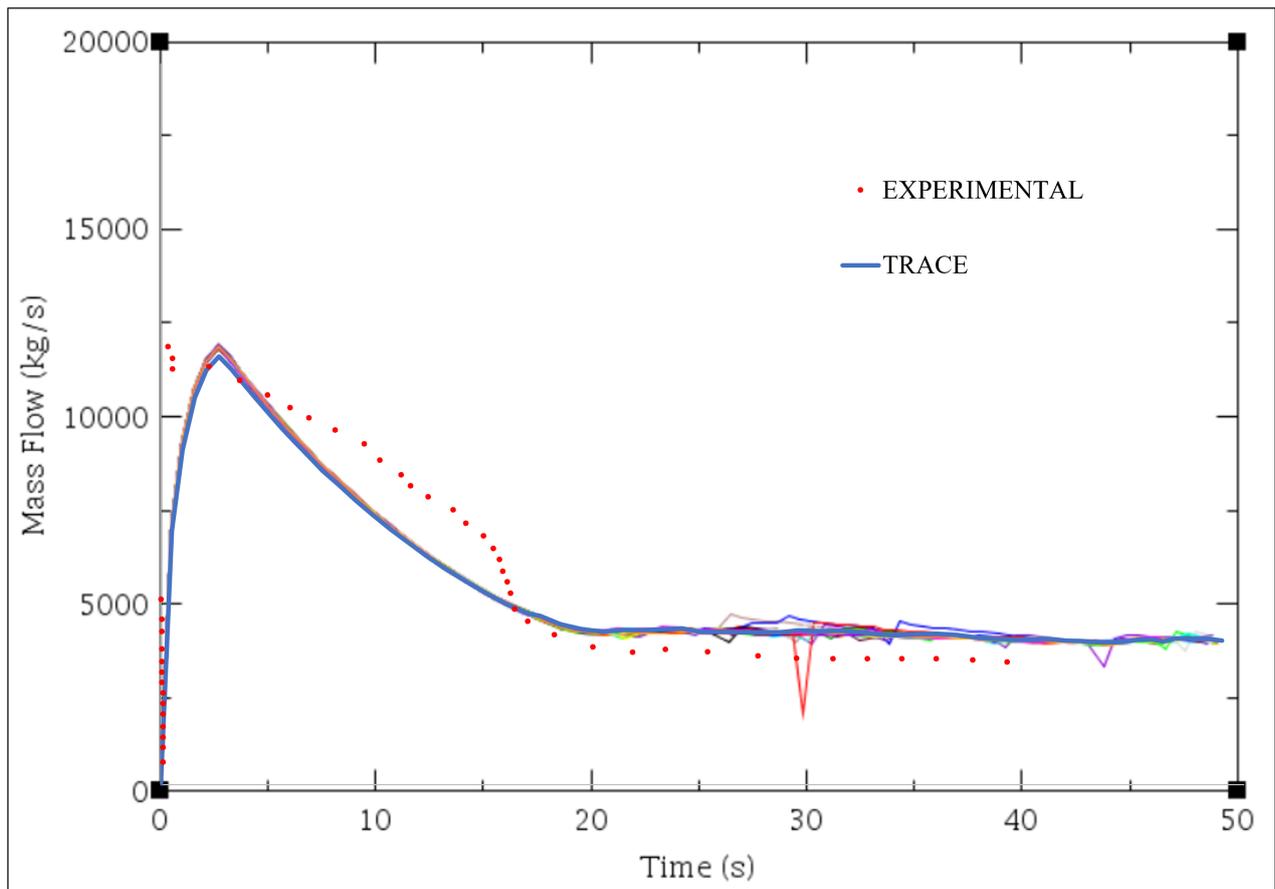


Figura 5.19: Modelo ensayo 04, su valor experimental y predicciones

5.4 Resumen

En conclusión, para el ensayo N⁰04 se puede inferir dos cuestiones: la primera es que en los primeros 15 segundos del transitorio el flujo crítico se comporta con un sistema monofásico de líquido subenfriado, demostrado en la figura 5.5a puesto es en el segundo 15 donde las temperaturas más bajas del recipiente a presión (donde tienen el grado de subenfriamiento) donde alcanzan la temperatura de saturación. Hasta este punto el código TRACE no reproduce correctamente la descarga del caudal con el modelo implementado, puesto que hay una diferencia de masa que no se está considerando y puede traer en consecuencia errores de cálculo en el análisis de seguridad.

Las correlaciones del flujo crítico bifásico se comportan con buen ajuste a la data experimental, en lo que corresponde para la boquilla usada en el ensayo N⁰04, que es el mismo para los ensayos 03, 05, 08, 09 y 11. Para mayor información de los datos de la temperatura para los test 13 y 20 se encuentran en el anexo 7.5. Siendo para el ensayo 13 alrededor de 100 segundos cuando llega a estado de saturación y para el ensayo 20 alcanza la saturación inmediatamente.

Aún reajustando distintos parámetros de entrada hacia una correlación fundamentada por leyes físicas de conservación, su repercusión no tendrá ninguna relación con las nuevas predicciones, por lo que se recomienda analizar qué parámetros del modelo de flujo crítico para la fase monofásica con título monofásico necesita ser ajustada.

Capítulo 6

Conclusiones

En seguridad nuclear se necesita modelar correctamente los fenómenos físicos que puedan estar presentes en accidentes base de diseño, para demostrar que un reactor nuclear se encuentra en condiciones seguras de operación.

Entre estos fenómenos físicos, se encuentra el flujo crítico, el cual podemos encontrar en un accidente de pérdida de refrigerante, en el que se presentan cambios en el título del flujo, en consecuencia habrá una variabilidad en su fracción de huecos y dará lugar a la formación de vapor de manera no lineal.

El flujo crítico se encuentra correlacionado según su título termodinámico: monofásico subenfriado, monofásico como vapor sobrecalentado y el que más discusión ha tenido a lo largo de estos años ha sido cuando se encuentra en estado bifásico.

Para el líquido subenfriado, los modelos parten de la ecuación de continuidad, algunos autores consideran necesario tomar en cuenta las pérdidas por fricción en la ecuación de Bernoulli [19] y otros autores implementan la propagación de la velocidad del sonido a través del flujo, lo cual indica que la velocidad del flujo crítico es idéntico al flujo másico a la velocidad sónica para condiciones isentrópicas.

La descripción de los modelos para el flujo crítico bifásico se ve clasificada por condiciones de equilibrio y no-equilibrio en términos de diferencia de temperaturas y velocidades entre fases.

El modelo con más aceptación en la literatura y el implementado en los códigos como TRACE se basan en un sistema de no-equilibrio no-homogéneo. Estos son más complicados puesto que parten de ecuaciones semi-empíricas, conociéndose el modelo de Henry y Fauske y el modelo de Ransom-Trapp, ambos están adaptados a las condiciones experimentales del flujo crítico.

El modelo de mayor aceptación es el de Ransom-Trapp, desarrollado en 1978, el código TRACE utiliza una extensión de este modelo en el que incorporan un gas inerte y asumen un equilibrio térmico entre esas fases, generando una ecuación de conservación de

ESTUDIO DEL FLUJO DE CAUDAL CRÍTICO Y VALIDACIÓN DEL CÓDIGO TRACE FRENTE A EXPERIMENTOS DE FLUJO CRÍTICO REALIZADOS EN LA INSTALACIÓN MARVIKEN

masa, dos ecuaciones de momento bifásico, una ecuación de energía y una ecuación de continuidad del gas inerte, con lo cual pueden reproducir aceptablemente el fenómeno de flujo crítico bifásico bajo los datos experimentales de la instalación Marviken.

Por otra parte, el código TRACE aplica la relación del número de Mach para comparar la velocidad del fluido con la velocidad del sonido, pero aún tomando en consideración este factor, su comprobación con datos experimentales no ha obtenido un buen ajuste para 4 de 8 ensayos estudiados completamente, en lo que corresponde a la ejecución del estacionario, transitorio y propagación de incertidumbre.

Para los 8 ensayos realizados, se han aplicado 59 probabilidades a 25 coeficientes que intervienen en las ecuaciones termohidráulicas que intervienen en el fenómeno de flujo crítico, se concluye que las predicciones del código TRACE podría reproducir con mejor aceptación el flujo crítico en estado monofásico subenfriado, si se consideran variar otros parámetros que influyen en las ecuaciones del flujo crítico, analizar el resto de los ensayos realizados en la instalación Marviken (en su totalidad son 27 ensayos), adaptar la nodalización del modelo, ajustar los coeficientes de descarga y estudiar el modelo al sustituir la vasija por un componente termohidráulico VESSEL.

Parte II

Anexos

Capítulo 7

Apéndice

7.1 Resolución Matricial para el modelo desarrollado por TRACE

En equilibrio térmico, ρ_v , ρ_l , s_g , s_l y ρ_a son funciones conocidas de p_a y p_v . Aplicando la ecuación de Dalton de las presiones parciales, las ecuaciones 3.27 a 3.31 se pueden reescribir en términos de 5 variables desconocidas p_v , α , V_g , V_l y p_a . La matriz que representa la solución de este sistema de estas ecuaciones tiene la siguiente forma:

$$A(\bar{U}) \frac{\partial \bar{U}}{\partial t} + B(\bar{U}) \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} = 0 \quad (7.1)$$

Donde \bar{U} está confirmada en las variables p_v , α , V_g , V_l y p_a .

Nótese la similitud de la ecuación con la ecuación ???. Cuando el sistema está en equilibrio, entonces se tendrá:

$$T_l = T_g = T,$$

$$\rho_a = f(p_a, T),$$

$$\rho_v = f(p_v), \text{ y}$$

$$\rho_l = f(p, T),$$

Las cuales resultan:

$$\begin{aligned}
 d\rho_a &= \left(\frac{\partial\rho_a}{\partial p_a}\right)_T dp_a + \left(\frac{\partial\rho_a}{\partial T}\right)_{p_a} dT \\
 &= \left(\frac{\partial\rho_a}{\partial p_a}\right)_T dp_a + \left(\frac{\partial\rho_a}{\partial T}\right)_{p_a} \frac{dT}{dp_v} dp_v
 \end{aligned} \tag{7.2}$$

$$\begin{aligned}
 d\rho_l &= \left(\frac{\partial\rho_l}{\partial p}\right)_T dp + \left(\frac{\partial\rho_l}{\partial T}\right)_p dT \\
 &= \left(\frac{\partial\rho_l}{\partial p}\right)_T (dp_a + dp_v) + \left(\frac{\partial\rho_l}{\partial T}\right)_p \frac{dT}{dp_v} dp_v \\
 &= \left(\frac{\partial\rho_l}{\partial p}\right)_T dp_a + \left[\left(\frac{\partial\rho_l}{\partial p}\right)_T + \left(\frac{\partial\rho_l}{\partial T}\right)_p \frac{dT}{dp_v} \right] dp_v \\
 &\approx \left(\frac{\partial\rho_l}{\partial p}\right)_T dp_a + \rho_l^* dp_v
 \end{aligned} \tag{7.3}$$

$$\begin{aligned}
 d\rho_v &= \left(\frac{\partial\rho_v}{\partial p_v}\right)_T dp_v + \left(\frac{\partial\rho_v}{\partial T}\right)_{p_v} dT \\
 &= \left(\frac{\partial\rho_v}{\partial p_v}\right)_T dp_v + \left(\frac{\partial\rho_v}{\partial T}\right)_{p_v} \frac{dT}{dp_v} dp_v \\
 &\approx \rho_v^* dp_v
 \end{aligned} \tag{7.4}$$

Resolviendo los términos diferenciales de la ecuación ??, se obtiene:

$$d\rho_m = \alpha d\rho_a + \alpha d\rho_v + \rho_g d\alpha + (1 - \alpha)d\rho_l - \rho_l d\alpha \tag{7.5}$$

$$\begin{aligned}
 d(\rho_m V_m) &= \alpha \rho_g dV_g + \alpha V_g (d\rho_a + d\rho_v) + \rho_g V_g d\alpha \\
 &\quad + (1 - \alpha)\rho_l dV_l + (1 - \alpha)V_l d\rho_l - \rho_l V_l d\alpha
 \end{aligned} \tag{7.6}$$

Reordenando los términos de las ecuaciones y usando las relaciones 7.2 a 7.4, la ecuación 7.6 se describe como:

$$\begin{aligned}
 & \left\{ \alpha \left[\left(\frac{\partial \rho_a}{\partial T} \right)_{p_a} \frac{dT}{dp_v} + \rho_v^* \right] + (1 - \alpha) \rho_l^* \right\} \frac{\partial p_v}{\partial t} + (\rho_g - \rho_l) \frac{\partial \alpha}{\partial t} + \\
 & 0 \cdot \frac{\partial V_g}{\partial t} + 0 \cdot \frac{\partial V_l}{\partial t} + \left[\alpha \left(\frac{\partial \rho_a}{\partial p} \right)_T + (1 - \alpha) \left(\frac{\partial \rho_l}{\partial p} \right)_T \right] \frac{\partial p_a}{\partial t} + \\
 & \left\{ V_g \alpha \left[\left(\frac{\partial \rho_a}{\partial T} \right)_{p_a} \frac{dT}{dp_v} + \rho_v^* \right] + V_l (1 - \alpha) \rho_v^* \right\} \frac{\partial p_v}{\partial x} + (\rho_g V_g - \rho_l V_l) \frac{\partial \alpha}{\partial x} + \\
 & \alpha \rho_g \frac{\partial V_g}{\partial x} + (1 - \alpha) \rho_l \frac{\partial V_l}{\partial x} + \left[V_g \alpha \left(\frac{\partial \rho_a}{\partial p} \right)_T + V_l (1 - \alpha) \left(\frac{\partial \rho_l}{\partial p} \right)_T \right] \frac{\partial p_a}{\partial x} \\
 & = 0 \tag{7.7}
 \end{aligned}$$

El sistema de matrices quedan definidos de la siguiente manera:

$$\underline{\underline{A}} = \begin{bmatrix} A_{1,1} & \rho_g - \rho_l & 0 & 0 & A_{1,5} \\ 0 & 0 & A_{2,3} & -C\alpha(1 - \alpha)\rho_m & 0 \\ 0 & 0 & -C\alpha(1 - \alpha)\rho_m & A_{3,4} & 0 \\ A_{4,1} & \rho_g s_g - \rho_l s_l & 0 & 0 & A_{4,5} \\ \alpha \left(\frac{\partial \rho_a}{\partial T} \right)_{p_a} \frac{dT}{dp_v} & \rho_a & 0 & 0 & \alpha \left(\frac{\partial \rho_a}{\partial p_a} \right)_T \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{\partial p_v}{\partial t} \\ \frac{\partial \alpha}{\partial t} \\ \frac{\partial p_a}{\partial t} \\ \frac{\partial p_g}{\partial t} \end{bmatrix} \tag{7.8}$$

Donde:

$$A_{1,1} = \alpha \left[\left(\frac{\partial \rho_a}{\partial T} \right)_{p_a} \frac{dT}{dp_v} + \rho_v^* \right] + (1 - \alpha) \rho_l^* \tag{7.9}$$

$$A_{1,5} = \alpha \left(\frac{\partial \rho_a}{\partial p} \right)_T + (1 - \alpha) \left(\frac{\partial \rho_l}{\partial p} \right)_T \tag{7.10}$$

$$A_{2,3} = \alpha \rho_g + C\alpha(1 - \alpha)\rho_m \tag{7.11}$$

$$A_{3,4} = (1 - \alpha)\rho_l + C\alpha(1 - \alpha)\rho_m \tag{7.12}$$

$$\begin{aligned}
 A_{4,1} = & \alpha \left[-\rho_v s_v^* + s_v \rho_v^* + \frac{dT}{dp_v} \left(\rho_a \left(\frac{\partial s_a}{\partial T} \right)_{p_a} + s_a \left(\frac{\partial \rho_a}{\partial T} \right)_{p_a} \right) \right] \\
 & + (1 - \alpha) [\rho_l s_l^* + s_l \rho_l^*] \tag{7.13}
 \end{aligned}$$

$$A_{4,5} = \alpha \left[\rho_a \left(\frac{\partial s_a}{\partial p_a} \right)_T + s_a \left(\frac{\partial \rho_a}{\partial p_a} \right)_T \right] + (1 - \alpha) \left[\rho_l \left(\frac{\partial s_l}{\partial p} \right)_T + s_l \left(\frac{\partial \rho_l}{\partial p} \right)_T \right] \tag{7.14}$$

Y además,

ESTUDIO DEL FLUJO DE CAUDAL CRÍTICO Y VALIDACIÓN DEL CÓDIGO
TRACE FRENTE A EXPERIMENTOS DE FLUJO CRÍTICO REALIZADOS EN LA
INSTALACIÓN MARVIKEN

$$\underline{\underline{B}} = \begin{bmatrix} B_{1,1} & B_{1,2} & \alpha\rho_g & (1-\alpha)\rho_l & B_{1,5} \\ \alpha & 0 & B_{2,3} & -V_g C\alpha(1-\alpha)\rho_m & \alpha \\ (1-\alpha) & 0 & -V_l C\alpha(1-\alpha)\rho_m & B_{3,4} & (1-\alpha) \\ B_{4,1} & B_{4,2} & \alpha\rho_g s_g & (1-\alpha)\rho_l s_l & B_{4,5} \\ B_{5,1} & V_g \rho_a & \alpha\rho_a & 0 & V_g \alpha \end{bmatrix} \left[\left(\frac{\partial \rho_a}{\partial p_a} \right)_T \right] \begin{bmatrix} \frac{\partial p_v}{\partial x} \\ \frac{\partial \alpha}{\partial x} \\ \frac{\partial x}{\partial V_g} \\ \frac{\partial x}{\partial V_l} \\ \frac{\partial x}{\partial \rho_g} \\ \frac{\partial x}{\partial x} \end{bmatrix} \quad (7.15)$$

Donde:

$$B_{1,1} = V_g \left[\left(\frac{\partial \rho_a}{\partial T} \right)_{p_a} \frac{dT}{dp_v} + \rho_v^* \right] + V_l (1-\alpha) \rho_l^* \quad (7.16)$$

$$B_{1,2} = \rho_g V_g - \rho_l V_l \quad (7.17)$$

$$B_{1,5} = V_g \alpha \left(\frac{\partial \rho_a}{\partial p_a} \right)_T + V_l (1-\alpha) \left(\frac{\partial \rho_l}{\partial p} \right)_T \quad (7.18)$$

$$B_{2,3} = V_g \alpha \rho_g + V_l C \alpha (1-\alpha) \rho_m \quad (7.19)$$

$$B_{3,4} = V_g C \alpha (1-\alpha) \rho_m + V_l (1-\alpha) \rho_l \quad (7.20)$$

$$B_{4,1} = V_g \alpha \left[-\rho_v s_v^* + s_v \rho_v^* + \frac{dT}{dp_v} \left(\rho_a \left(\frac{\partial s_a}{\partial T} \right)_{p_a} + s_a \left(\frac{\partial \rho_a}{\partial T} \right)_{p_a} \right) \right] + V_l (1-\alpha) [\rho_l s_l^* + s_l \rho_l^*] \quad (7.21)$$

$$B_{4,2} = V_g \rho_g s_g - V_l \rho_l s_l \quad (7.22)$$

$$B_{4,5} = V_g \alpha \left[\rho_a \left(\frac{\partial s_a}{\partial p_a} \right)_T + s_a \left(\frac{\partial \rho_a}{\partial p_a} \right)_T \right] + V_l (1-\alpha) \left[\rho_l \left(\frac{\partial s_l}{\partial p} \right)_T + s_l \left(\frac{\partial \rho_l}{\partial p} \right)_T \right] \quad (7.23)$$

$$B_{5,1} = V_g \alpha \left(\frac{\partial \rho_a}{\partial T} \right)_{p_a} \frac{dT}{dp_v} \quad (7.24)$$

Los términos marcados con asterisco vienen dados por las siguientes relaciones

$$\rho_v^* = \left(\frac{\partial \rho_v}{\partial p_v} \right)_T + \left(\frac{\partial \rho_v}{\partial T} \right)_{p_v} \frac{dT}{dp_v} \quad (7.25)$$

$$s_v^* = \frac{1}{T} \left[\left(\frac{\partial e_v}{\partial p_v} \right)_T + \left(\frac{\partial e_v}{\partial T} \right)_{p_v} \frac{dT}{dp_v} \right] - \frac{p_v}{p_v^2 T} \left[\left(\frac{\partial \rho_v}{\partial p_v} \right)_T + \left(\frac{\partial \rho_v}{\partial T} \right)_{p_v} \frac{dT}{dp_v} \right] \quad (7.26)$$

$$\rho_l^* = \left(\frac{\partial \rho_l}{\partial p} \right)_T + \left(\frac{\partial \rho_l}{\partial T} \right)_p \frac{dT}{dp_v} \quad (7.27)$$

$$s_l^* = \frac{1}{T} \left[\left(\frac{\partial e_l}{\partial p} \right)_T + \left(\frac{\partial e_l}{\partial T} \right)_p \frac{dT}{dp_v} \right] - \frac{p}{\rho_l^2 T} \left[\left(\frac{\partial \rho_l}{\partial p} \right)_T + \left(\frac{\partial \rho_l}{\partial T} \right)_p \frac{dT}{dp_v} \right] \quad (7.28)$$

Conociendo p , p_a y T , todas las derivadas parciales termodinámicas utilizadas en las ecuaciones anteriores se obtienen mediante el uso del paquete de ecuaciones de estado.

Las raíces características (λ_i) del sistema de ecuaciones, tiene solución como polinomio de primer grado:

$$\det(A\lambda - B) = 0 \quad (7.29)$$

El *chocking* ocurre cuando la señal que se propaga con la mayor velocidad en relación con el fluido, está estacionario. Esto se cumple para el valor máximo de la parte real de las raíces características, $\lambda_{i, re, max}$ es cero.

7.2 Gráficos de Moody para modelos de Equilibrio Homogéneo

7.3 Condiciones de contorno de los ensayos de Marviken

ESTUDIO DEL FLUJO DE CAUDAL CRÍTICO Y VALIDACIÓN DEL CÓDIGO TRACE FRENTE A EXPERIMENTOS DE FLUJO CRÍTICO REALIZADOS EN LA INSTALACIÓN MARVIKEN

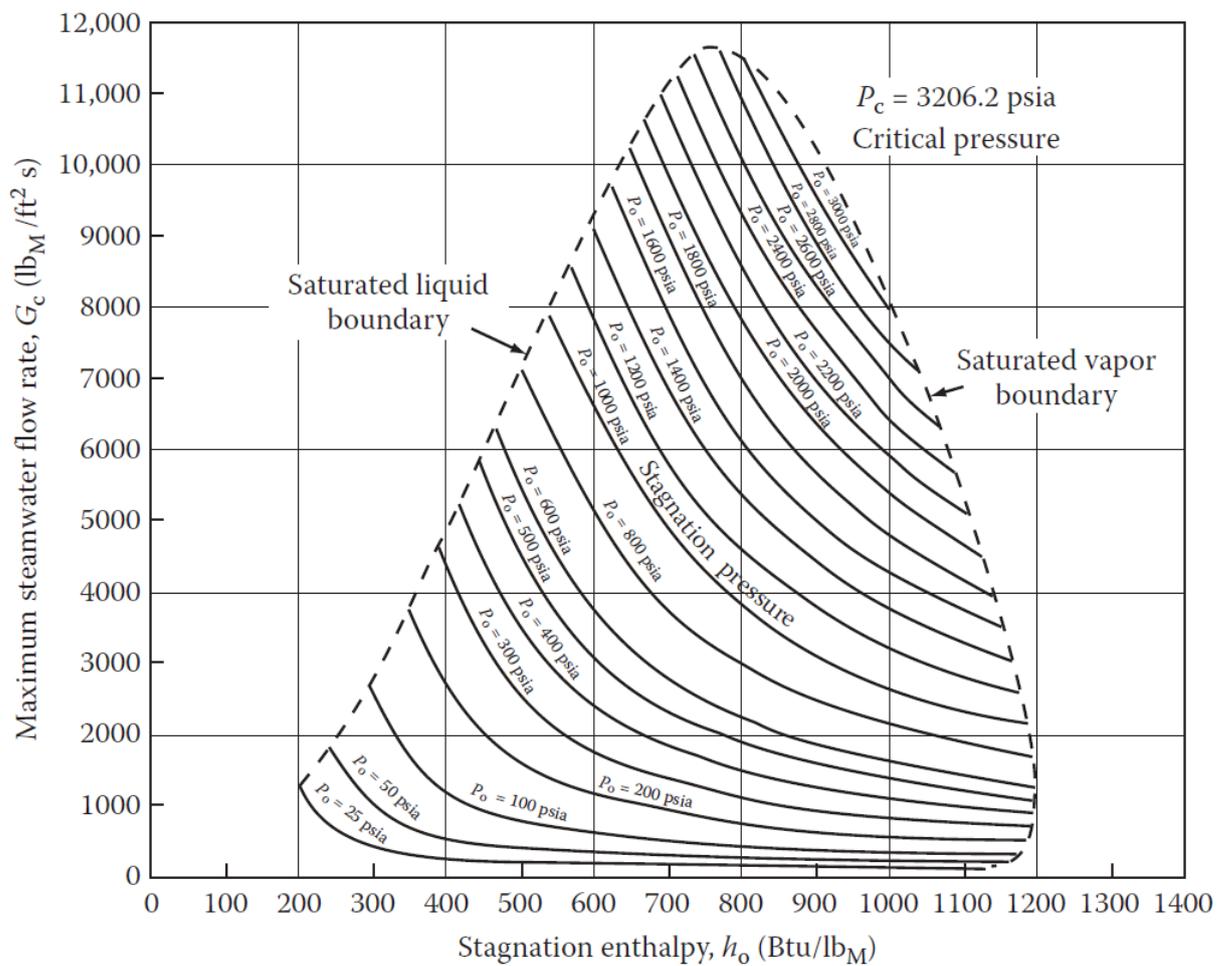


Figura 7.1: Caudal máximo de vapor de agua y propiedades de estancamiento local [13]

ESTUDIO DEL FLUJO DE CAUDAL CRÍTICO Y VALIDACIÓN DEL CÓDIGO TRACE FRENTE A EXPERIMENTOS DE FLUJO CRÍTICO REALIZADOS EN LA INSTALACIÓN MARVIKEN

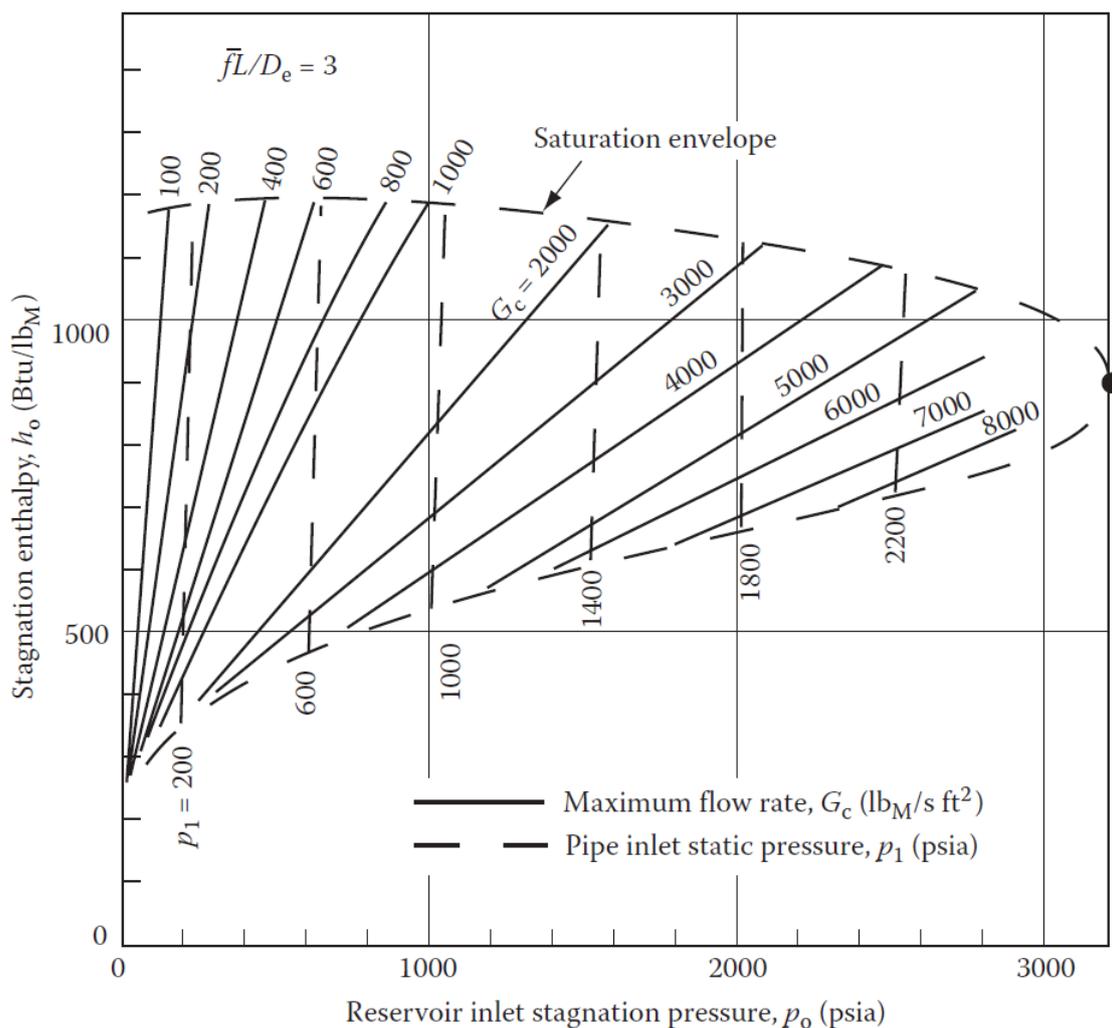


Figura 7.2: Descarga máxima de vapor de agua. [13]

ESTUDIO DEL FLUJO DE CAUDAL CRÍTICO Y VALIDACIÓN DEL CÓDIGO TRACE FRENTE A EXPERIMENTOS DE FLUJO CRÍTICO REALIZADOS EN LA INSTALACIÓN MARVIKEN

Cuadro 7.1: Conjunto de condiciones y dimensiones de las boquillas utilizadas

Test Nro	Presión vap. domo (MPa)	Temperatura de saturación (°C)	Subenfriamiento en fondo vasija (°C)	Temp. mínima del fluido (°C)	Temp. entrada de boquilla (°C)	Nivel inicial de vasija (m)	Nivel final de vasija (m)	Elevación nominal zona transición	Tiempo (s)
1	4,94	263	17-23	238	226	17,84	3,58	9-11	108
2	4,98	264	38	226	213	17,41	3,35	8-11	93
3	5,02	264	15-22	243	223	17,06	2,8	7-9,5	42
4	4,94	264	37	226	201	17,59	<0,74	8-10,5	49
5	4,06	251	33	218	205	17,44	<1,1	8-10,5	52
6	4,95	263	31	231	219	17,81	3,39	7,5-10,5	87
7	5,01	264	18	246	229	17,86	4,36	8-9,5	87
8	4,95	263	35	225	200	17,51	<0,74	8-10	49
9	5,02	264	2	262	243	18,15	<0,74	III	66
10	4,97	163.5	3	260	242	17,66	<0,74	III	64
11	4,97	264	35	228	202	17,63	<0,74	7,5-10	48
12	5,00	264	33	231	215	17,52	<0,74	7,5-10,5	126
13	5,09	265	31	232	170	17,52	5,33	7,10	148
14	4,97	264	3	260	170	18,10	8,70	III	146
15	5,04	264	31	233	177	19,93	<0,74	12,5-14	55
16	5,00	264	33	231	180	17,60	<0,74	7,5-11,5	49
17	4,94	263	31	232	174	19,85	6,2	15,5-16,5	90
18	5,02	264	32	232	174	17,30	3,8	8-11	87
19	5,06	265	4	261	167	19,99	6,5	III	87
20	4,99	264	7	257	187	16,65	<0,74	III	58
21	4,94	263	33	230	184	19,95	<0,74	15,5-17	60
22	4,93	263	52	211	168	19,64	<0,74	15,5-17	48
23	4,96	263	3	260	19	19,85	<0,74	III	69
24	4,96	263	3	260	27	19,85	<0,74	15,5-17	54
25	4,92	263	6	257	189	19,73	<0,74	III	88
26	4,91	263	34	229	135	19,31	<0,74	15,5-17	147
27	4,91	263	33	230	167	19,82	<0,74	15,5-17	59

7.4 Parámetros evaluados en el análisis de incertidumbre

Cuadro 7.2: Coeficientes de incertidumbre implementados en el código TRACE

Parámetro	Distribución	Incertidumbre	Rango $\pm 2\sigma$
bubSlugLIHTCSV	Normal	$\mu:1.0 \sigma:0.1$	0.7~1.3
annMistLIHTCSV	Normal	$\mu:1.0 \sigma:0.1$	0.7~1.3
transLIHTCSV	Normal	$\mu:1.0 \sigma:0.1$	0.7~1.3
bubSlugVIHTCSV	Normal	$\mu:1.0 \sigma:0.1$	0.7~1.3
annMistVIHTCSV	Normal	$\mu:1.0 \sigma:0.1$	0.7~1.3
transVIHTCSV	Normal	$\mu:1.0 \sigma:0.1$	0.7~1.3
stratLIHTCSV	Normal	$\mu:1.0 \sigma:0.1$	0.7~1.3
bSlgVsIntDragSV	Uniforme	$a:0.85 b:1.15$	0.85~1.15
aMstVsIntDragSV	Uniforme	$a:0.85 b:1.15$	0.85~1.15
dFFBIntDragSV	Uniforme	$a:0.85 b:1.15$	0.85~1.15
iSlgIntDragSV	Uniforme	$a:0.85 b:1.15$	0.85~1.15
iAFBIntDragSV	Uniforme	$a:0.85 b:1.15$	0.85~1.15
bubIntfDragSV	Uniforme	$a:0.85 b:1.15$	0.85~1.15
spLHTCWallSV	Normal	$\mu:1.0 \sigma:0.1275$	0.617~1.38
spVHTCWallSV	Normal	$\mu:1.0 \sigma:0.1275$	0.617~1.38
dFFBHTCWallSV	Uniforme	$a:0.85 b:1.15$	0.85~1.15
nuclHTCWallSV	Uniforme	$a:0.85 b:1.15$	0.85~1.15
dnbchfWallSV	Uniforme	$a:0.92 b:1.08$	0.92~1.08
transHTCWallSV	Uniforme	$a:0.85 b:1.15$	0.85~1.15
formLossSV	Uniforme	$a:0.85 b:1.15$	0.85~1.15
tMINWallSV	Uniforme	$a:0.9 b:1.3$	0.9~1.3
subcHTCWallSV	Uniforme	$a:0.85 b:1.15$	0.85~1.15
wallDragSV	Uniforme	$a:0.85 b:1.15$	0.85~1.15
invAnnVWHTCSV	Uniforme	$a:0.85 b:1.15$	0.85~1.15
invAnnLWHTCSV	Uniforme	$a:0.85 b:1.15$	0.85~1.15

7.5 Predicciones para el cambio de temperatura

ESTUDIO DEL FLUJO DE CAUDAL CRÍTICO Y VALIDACIÓN DEL CÓDIGO TRACE FRENTE A EXPERIMENTOS DE FLUJO CRÍTICO REALIZADOS EN LA INSTALACIÓN MARVIKEN

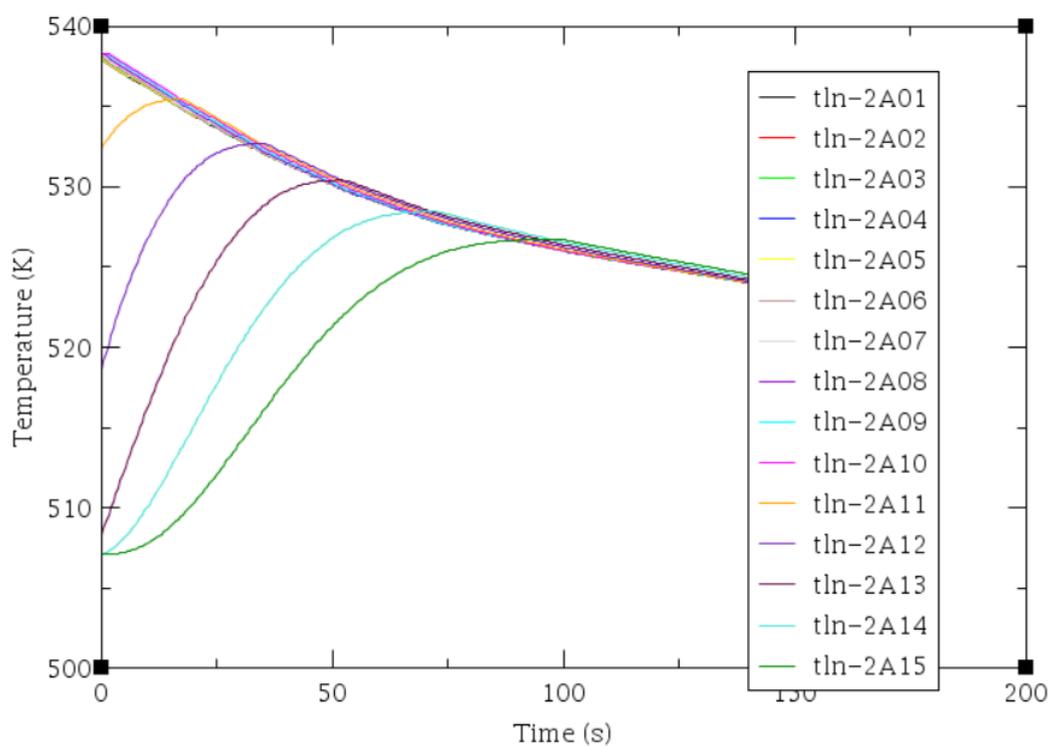


Figura 7.3: Temperatura del líquido en la vasija para el test 13

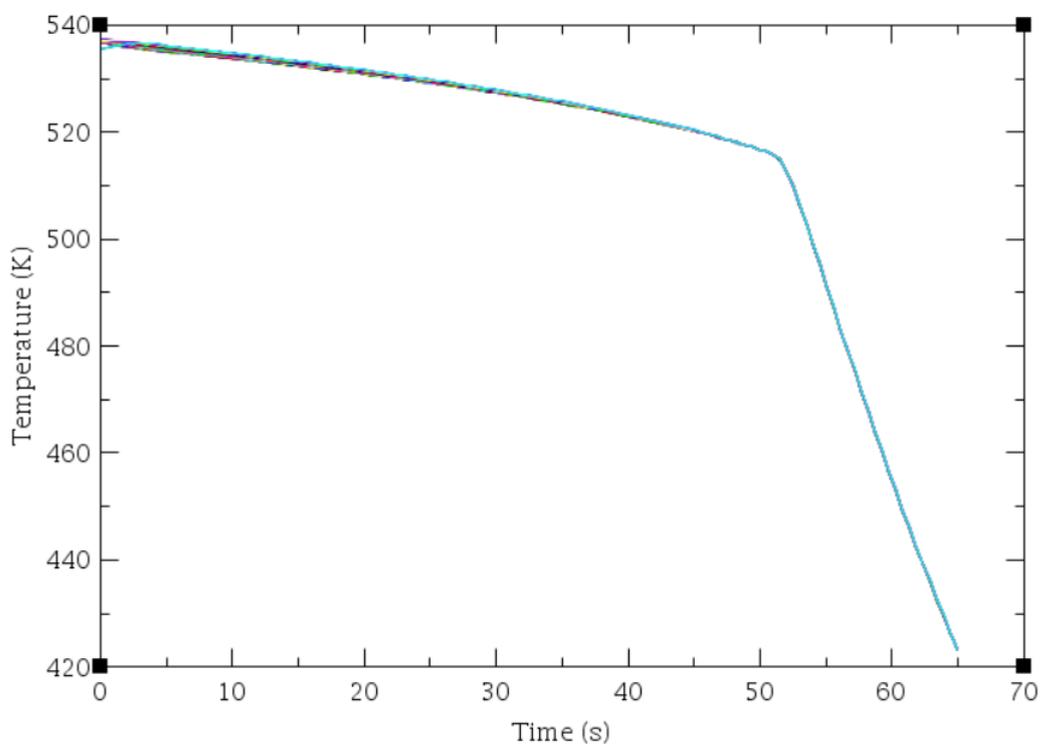


Figura 7.4: Temperatura del líquido en la vasija para el test 20

Bibliografía

- [1] U.S. Nuclear Regulatory Commission. *Standard Review Plan for the Review of Safety Analysis Reports for Nuclear Power Plants: LWR Transient and Accident Analysis (NUREG-0800, Chapter 15)*. Nuclear Regulatory Commission web site, Washington, DC 20555-0001, 2007.
- [2] Alberto Escrivá. *Apuntes de Termohidráulica*. Instituto de Ingeniería Energética, Valencia, 2017.
- [3] H. K. Fauske. Contribution to the theory of two-phase, one-component critical flow. *Argonne National Laboratory Report*, 6633, 1962.
- [4] R. E. Henry and H. K. Fauske. The two-phase critical heat flow of one-component mixtures in nozzles, orifices and short tubes. *J. Heat Transfer*, 93:179–187, 1971.
- [5] Fauske H. K. Henry R. E. and McComas S. T. Two-phase flow at low qualities, i: Experimental; ii. *Analysis. Nucl. Sci. Eng.*, 41:79–98, 1970.
- [6] Tomasz Kozłowski Joan Bertran. Trace code validation for natural circulation during small break loca in epr-type reactor. *Royal Institute of Technology (Master of Science Thesis)*, 2011.
- [7] William J. Krotiuk Justin K. Watson. B.1. marviken full scale critical flow experiments.
- [8] Ilsuk Lee, Deogyeon Oh, Youngseog Bang, and Yongchan Kim. Effect of critical flow model in mars-ks code on uncertainty quantification of large break loss of coolant accident (lblocka). *Nuclear Engineering and Technology*, 2020.
- [9] Tomasz Kozłowski Lukasz Sokolowski. Assessment of two-phase critical flow models performance in relap5 and trace against marviken critical flow tests, 2012.
- [10] F. J. Moody. Maximum two-phase vessel blowdown from pipes. *J. Heat Transfer*, 88:285, 1966.
- [11] F. J. Moody. In proceedings of the asme symposium on non-equilibrium two-phase flows. *New York: American Society of Mechanical Engineers*, 27-36, 1975.

ESTUDIO DEL FLUJO DE CAUDAL CRÍTICO Y VALIDACIÓN DEL CÓDIGO
TRACE FRENTE A EXPERIMENTOS DE FLUJO CRÍTICO REALIZADOS EN LA
INSTALACIÓN MARVIKEN

- [12] Mujid S. Kazimi Neil E. Todreas. *Nuclear Systems Volume 1: Thermal Hydraulic Fundamentals*, volume 1. CRC Press, 1 edition, 1990.
- [13] Mujid S. Kazimi Neil E. Todreas. *Nuclear Systems Volume 1: Thermal Hydraulic Fundamentals*, volume 1. CRC Press, 2 edition, 2011.
- [14] Division of Risk Assessment and Special Projects. Trace v5.0 theory manual (field equations, solution methods and physical models).
- [15] H. J. Richter. Separated two-phase flow model: Application to critical two-phase flow. *Int. J. Multiph. Flow*, 9(5):511–530, 1983.
- [16] et al. Starkman, E. S. Expansion of a very low quality two-phase fluid through a convergent-divergent nozzle. *J. Basic Eng.*, 86:247–256, 1964.
- [17] Mujid S. Kazimi; Neil E. Todreas. *Nuclear Systems, Volume 1: Thermal Hydraulic Fundamentals*, volume 1. CRC Press, 3 edition, 2021.
- [18] Hong Xu, Aurelian Florin Badea, and Xu Cheng. Analysis of two phase critical flow with a non-equilibrium model. *Nuclear Engineering and Design*, 372:110998, 2021.
- [19] Hong Xu, Aurelian Florin Badea, and Xu Cheng. Studies on the criterion for choking process in two-phase flow. *Progress in Nuclear Energy*, 2021.