

Universidad de San Martín
Instituto de Tecnología Dan Beninson

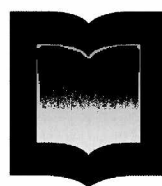
Tesis para optar por el Título de Doctor en Tecnología Nuclear

*CARACTERIZACIÓN Y ESTUDIOS DE REGÍMENES EN
CIRCULACIÓN NATURAL E INESTABILIDADES TERMO-
HIDRAULICAS EN INSTALACIONES DE INTERÉS NUCLEAR*

Lic. Alejandro Iván Lazarte

Buenos Aires, Argentina

Octubre, 2018



UNSAM
UNIVERSIDAD
NACIONAL DE
SAN MARTÍN



Autor: Alejandro I. Lazarte



Director: Ing. Juan Carlos Ferreri

Co-Directora: Dra. Verónica Garea

Resumen

En esta tesis se presenta un estudio de inestabilidades estáticas en sistemas de interés nuclear como instalaciones experimentales a escala de reactores nucleares tipo PWR y tipo CANDU, funcionando en circulación natural en simple y doble fase. La circulación natural se establece por un balance entre las fuerzas de fricción y las de flotación entre las ramas calientes y frías. Este mecanismo de circulación es el que ocurre durante incidentes operacionales y accidentales, y suele ser susceptible a las inestabilidades. Las posibles inestabilidades, como por ejemplo de dos canales en paralelo, pueden dar origen a una redistribución de caudal entre ellos, por ejemplo, degradando la transferencia térmica o induciendo otras inestabilidades. Se realizaron en esta tesis modelos analíticos de canales paralelos verticales y en forma de U invertidos para estudiar inestabilidades estáticas. Adicionalmente, se han realizado modelos más detallados en códigos de sistemas usados en verificaciones para seguridad nuclear, como RELAP5 o TRACE5. Estos análisis están motivados porque en los núcleos de los reactores pueden encontrarse canales en paralelo con ingreso de un fluido subenfriado, o en los tubos en U invertidos como en los generadores de vapor con ingreso de un flujo saturado y operando en circulación natural pueden ser inestables.

El estudio con códigos y modelos analíticos de dos canales verticales en paralelo fue extendido a un número mayor de canales, hasta 14. Se observó que las bifurcaciones de caudal (redistribuciones) aparecían de a pares. Si el número total de canales era N , el caudal aumentaba en uno de los canales y disminuía en los otros $N-1$. En base a estos resultados se estudió la estabilidad lineal de un conjunto de N canales en base a mapas de estabilidad establecidos en función de números adimensionales. A partir del conjunto de ecuaciones características para un determinado número de canales se encontró una condición necesaria (aunque no suficiente) para establecer las condiciones de estabilidad. De las condiciones de estabilidad se obtuvieron los mapas con el modelo analítico y se compararon con algunos casos de resultados de los modelos utilizando los códigos de sistemas. Los análisis anteriores se realizaron también para tubos en U invertidos y en paralelo, obteniéndose resultados similares a los comentados.

En los casos señalados se presentan inestabilidades estáticas cuando el caudal de circulación ingresa en la región inestable de las curvas características de cada sistema. Si el sistema está formado por un conjunto de canales verticales en paralelos, estas inestabilidades aparecen cuando se alcanza la ebullición y el caudal de uno de los canales se encuentra en la zona inestable. Estas inestabilidades producen redistribuciones de caudal entre los canales verticales, las cuales sido observadas experimentalmente en referencias bibliográficas.

Teniendo en cuenta que estos son fenómenos pueden ocurrir en sistemas de interés nuclear, se simuló en instalaciones experimentales como la SEMISCALE y la RD14M, usando tubos en U invertidos en paralelo para representar los generadores de vapor. También se hicieron pruebas en problemas de interés académico como el circuito de Welander, estudiado desde hace cinco décadas. De aquí se obtuvo que en los generadores de vapor de las instalaciones experimentales durante circulación natural en doble fase puedan surgir inestabilidades estáticas o bifurcaciones de caudal en los mismos. Cabe agregar que la aparición de estas inestabilidades puede dar origen a otras como, por ejemplo, de ondas de densidad, las cuales han sido capturas en los códigos de sistemas.

ABSTRACT

This thesis presents a study of static instabilities in systems of nuclear interest such as experimental installations of scaled nuclear reactors like PWR and CANDU types, during natural circulation in single and two-phase flow. The natural circulation flow is established as a balance between friction and buoyant forces between the hot and cold branches. This circulation mechanism is the one that occurs during operational and accidental incidents, and is usually susceptible to become unstable. For instance, possible instabilities, considering two parallel channels may produce flow maldistribution between them degrading thermal transfer or inducing other instabilities. Analytical models of parallel vertical channels and inverted U-shaped tubes have been formulated in this thesis to study static instabilities. In addition, more detailed models have been developed using system codes typically used in nuclear safety assessments, such as RELAP5 or TRACE5. The motivation for these analyses originates in the parallel channels of nuclear reactor cores with incoming subcooled fluid, or in the inverted parallel U-shaped tubes as in the steam generators with saturated incoming flow at its entrance.

The study using system codes and analytical models of two identical vertical channels in parallel was extended to a larger number of channels, up to 14. It was observed that flow maldistribution came up in pairs. If the total number of channels was N , the flow increased in one of the channels and decreased in the other $N-1$. Based on these results, the linear stability of a set of N channels was studied by means of stability maps established as a function of dimensionless numbers. From the set of characteristic equations for a given number of channels a necessary (but not sufficient) condition was found to establish stability conditions. The stability conditions maps were obtained with the analytical model and compared with some cases of results of models using system codes. The above analyses were also performed for U-tubes obtaining results like those discussed. The stability map was also obtained for two U-shaped tubes in parallel.

In the indicated cases, static instabilities occur when the circulation flow enters the unstable region of the characteristic curves of each system. If the system consists of a set of parallel vertical channels, the instability triggers when boiling is reached at least in one of them and mass flow rate is in the unstable region. This instability generates flow maldistribution in vertical channels and has been observed experimentally in bibliographical references.

Considering that these phenomena may occur in systems of nuclear interest, they were simulated in experimental facilities such as SEMISCALE and RD14M, using inverted U-tubes in parallel to represent steam generators. Several tests were also performed in academic problems such as the Welander circuit, studied since five decades ago. Steam generators of the experimental facilities during natural circulation in double phase may experience static instabilities or flow maldistributions. It can be added that the appearance of these instabilities can give rise to others such as, for example, density waves, which have been captured in the system codes.

Agradecimientos

Quiero agradecer el apoyo que me han dado mi esposa Denisa "Copi" por acompañar el largo proceso que ha llevado el desarrollo de este trabajo. Ella ha tenido que aguantar todos los enojos y las largas noches tratando de avanzar. A mis hijos, Iván y Oliver, que si bien aún son chicos, me han apoyado y hecho compañía durante horas mientras escribía. Ellos me comentaban y jugaban alrededor tratando de comprender por qué siempre estaba "trabajando" y haciendo algo en la computadora.

Un especial agradecimiento a mi Director, mentor y "amigo", el Ing. Juan Carlos ("JC") Ferreri, quien además de haberme empujado y apoyado durante la realización de esta tesis, me ha enseñado muchísimas cosas durante la última década, tanto académicas como de la vida. Además, JC me ha enseñado mucho sobre aspectos laborales que, si bien no están en esta tesis, son los que me permitieron hacerla mientras se trabajaba en otros temas.

Quiero agradecer a mis padres y hermanos que siempre estuvieron presentes. También debo mencionar a compañeros de la ARN que han participado y trabajado conmigo en algunos de los temas de la tesis.

Se agradece especialmente a los miembros del Jurado por su detallada lectura del manuscrito original. Sus comentarios y sugerencias han sido incorporados a esta versión del mismo.

Por último y, no por menos, quiero agradecer a la Autoridad Regulatoria Nuclear que me ha brindado el espacio y la posibilidad de desarrollar esta tesis.

Índice General

CAPÍTULO I	1
1 Introducción	1
1.1 Objetivos.....	2
1.2 Antecedentes.....	3
1.3 Contenido de la tesis	4
CAPÍTULO II	7
2 Inestabilidades termo-hidráulicas y circulación natural	7
2.1 Introducción	7
2.2 Clasificación de inestabilidades termo-hidráulicas	8
2.2.1 Inestabilidades estáticas	9
2.2.2 Inestabilidades dinámicas	12
2.3 Inestabilidades en circulación natural.....	17
2.4 Regímenes de flujo en circulación natural.....	18
2.4.1 Circulación natural en simple fase	19
2.4.2 Circulación natural en doble fase	20
2.4.3 Condensación por termosifón.....	20
2.4.4 Reflujo por condensación	21
2.4.5 Ocurrencia de Dry-out	21
2.4.6 Construcción de mapas de flujo en circulación natural	21
2.4.7 Antecedentes de mapas de circulación natural en centrales nucleares	23
2.5 Inestabilidades por redistribución de caudal revisitadas.....	24
2.6 Análisis de estabilidad lineal y no lineal	26
2.7 Modelado de Inestabilidades. Tipos de análisis y sus ventajas y desventajas	27
2.7.1 Códigos de cálculo en dominio temporal	28
CAPÍTULO III	36
3 Análisis de la distribución del caudal en canales paralelos. Modelado	37
3.1 Modelado de inestabilidades. Desarrollo de un modelo analítico	37
3.1.1 Modelo de parámetros concentrados	39
3.1.2 Curva característica de dos tubos en paralelos	44
3.1.3 Análisis de estabilidad de dos canales de ebullición paralelos	48
3.2 Condición de estabilidad para varios canales en paralelo	62
3.2.1 Aplicación a tres canales de ebullición paralelos	64
3.2.2 Aplicación a cuatro canales paralelos en ebullición	65
3.2.3 Uso del modelo analítico para varios canales paralelos en ebullición	66
3.2.4 Visualización de resultados para 4 canales con el modelo analítico	67
3.2.5 Uso del RELAP5 para varios canales paralelos en ebullición	68
3.2.6 Mapa de estabilidad de varios canales.....	70
3.2.7 Resultados experimentales de la bibliografía	71
3.3 Distribución de caudal en tubos en U paralelos en condiciones estacionarias	72
3.3.1 Sensibilidad a la caída de presión	76
3.3.2 Modelado de canales en U paralelos.....	77

3.3.3	Modelo analítico 2 canales paralelos.....	80
3.3.4	Simulaciones en RELAP5	82
3.3.5	Mapa de estabilidad para dos tubos en U.....	84
3.3.6	Discusiones finales.....	86
CAPÍTULO IV		88
4	Modelado de inestabilidades en sistemas de interés nuclear	89
4.1	Modelado de la circulación natural en sistemas simples	89
4.1.1	Circuito de circulación natural de Welander.....	89
4.1.2	Estabilidad del circuito de Welander.....	95
4.1.3	Análisis numérico y el efecto del tipo de aproximación	99
4.1.4	Discretización por diferencias finitas.....	100
4.1.5	Modelado empleando código de sistemas.....	106
4.1.6	El problema de Welander para condiciones termodinámicas similares a las de un reactor tipo PWR.....	117
4.2	Otros estudios paramétricos del problema de Welander	119
4.2.1	Problema de Welander con varias tuberías ascendentes o descendentes	119
4.3	Otros circuitos en circulación natural	122
4.3.1	Circuitos rectangulares.....	122
4.4	Inestabilidades de la circulación natural en sistemas de interés nuclear	124
4.4.1	Mapa de flujo en la circulación natural de sistemas simples.....	125
CAPÍTULO V		135
5	Experimentos de circulación natural en instalaciones representativas de reactores nucleares	135
5.1	Consideraciones de la base de datos internacional y selección de casos representativos.....	137
5.2	Reactores tipo PWR	139
5.2.1	La instalación SEMISCALE y el experimento SNC-02A	139
5.2.2	Nodalización.....	146
5.2.3	Resultados de las simulaciones	148
5.2.4	Sensibilidad a la versión del código.....	153
5.2.5	Simulaciones de pequeñas roturas en el SEMISCALE (SBLOCA)	154
5.3	Estudios de sensibilidad por la nodalización	157
5.3.1	Nodalización del generador de vapor en dos canales iguales	158
5.3.2	Nodalización del generador de vapor en dos canales distintos.....	159
5.3.3	Nodalización del generador de vapor en varios canales	160
5.3.4	Métodos no paramétricos	163
5.4	Discusiones de las simulaciones con el SEMISCALE	169
5.5	Reactores Tipo CANDU	170
5.5.1	Descripción de la instalación RD14M	170
5.5.2	Nodalización de la RD14M	175
5.5.3	Validación del modelo	178
5.5.4	Mapa de circulación natural.....	180
5.5.5	Estudios paramétricos	182
5.5.6	Comentarios generales sobre las simulaciones en RD14M	185
CAPÍTULO 6		186

6	Discusiones y conclusiones de esta tesis	187
6.1	Trabajos futuros.....	189
	BIBLIOGRAFÍA.....	190
	APÉNDICE 1	198
	Entrada de datos de Welander con distintos esquemas numéricos	199
	APÉNDICE 2	207
	Entrada de datos para determinar la caída de presión de un canal en ebullición.....	207
	APÉNDICE 3	210
	Mapa de estabilidad de 2 canales en paralelo	211
	APÉNDICE 4	215
	Criterio de estabilidad de Routh-Hurwitz	215

Índice de Figuras

Figura 1: Curva característica en función del caudal.	10
Figura 2: Curva característica en función del caudal y los cambios en regímenes de flujo. Tomada de [12].	11
Figura 3: Curva característica en función del caudal para dos canales en paralelos [15]. ...	12
Figura 4: Curvas experimentales y teóricas de oscilaciones por ondas de densidad (derecha) y ondas de presión (izquierda). Imágenes tomadas de [32].	15
Figura 5: Mapa típico de regímenes de flujos de circulación natural, tomada de la referencia [42].	19
Figura 6: Mapa de circulación natural obtenido de instalaciones experimentales según [42].	22
Figura 7: Envoltorio de circulación natural obtenido de instalaciones experimentales según [42].	23
Figura 8: Resultados experimentales de la referencia [49] con los que se muestra la redistribución de caudal.	24
Figura 9: Esquema de resolución de las ecuaciones en TRACE5 usando el esquema SETS. Imagen tomada de [73].	35
Figura 10: Esquema de un canal en ebullición.	38
Figura 11: Curva característica de un canal en ebullición.	39
Figura 12: Evaluación de los términos de presión para un canal individual.	43
Figura 13: Curva característica de dos canales idénticos en paralelos.	45
Figura 14: Separación de caudal en canales paralelos idénticos en función del caudal másico total. Resultados del modelo de parámetros agrupados y los valores de los parámetros de la Tabla 3.	46
Figura 15: Gráfico de contorno de la inecuación (24).	47
Figura 16: Cambio del N_{smax} en función de la pérdida de carga a la salida.	48
Figura 17: Comparación entre el modelo de parámetros concentrados de este trabajo y la región de estabilidad para inestabilidad estáticas presentada [78].	51
Figura 18: Mapa de estabilidad de inestabilidades estáticas para dos canales en paralelos. A la izquierda sin considerar el término gravitatorio mientras que a la derecha es considerando la contribución del término gravitatorio. Las rectas se corresponden con un título de cero y de uno.	53
Figura 19: Mapa de estabilidad de inestabilidades estáticas para dos canales en paralelos. A la izquierda con $k_i = 23$ y $k_e = 10$, y a la derecha con $k_i = 10$ y $k_e = 5$. Las rectas se corresponden con un título de cero y de uno.	53
Figura 20: Evolución en función del tiempo de los caudales a través de 2 canales en paralelos e idénticos con el modelo de parámetros concentrados (se usan valores de la Tabla 3).	54
Figura 21: Evolución en función del tiempo de los caudales a través de 2 canales en paralelos e idénticos con el modelo de parámetros concentrados (se usan valores de la Tabla 3). A la izquierda reduciendo el coeficiente de pérdida concentrada mientras que a la derecha incrementándolo.	55
Figura 22: Modelo en RELAP5 para estudiar bifurcaciones de caudal en dos canales en paralelo.	56

Figura 23: Resultados del modelo en RELAP5 para estudiar bifurcaciones de caudal para un modelo homogéneo despreciando la gravedad. Los caudales en cada tubo a la izquierda mientras que a la derecha el título.	57
Figura 24: Resultados del modelo en RELAP5 para estudiar bifurcaciones y el retorno a la estabilidad para 2 canales con modelo homogéneo despreciando la gravedad.	58
Figura 25: Resultados del modelo en RELAP5 para estudiar bifurcaciones de caudal para un modelo homogéneo considerando la gravedad.	58
Figura 26: Modelo en RELAP5 para estudiar bifurcaciones de caudal para un modelo de dos fluidos despreciando la gravedad.	59
Figura 27: Modelo en RELAP5 para estudiar bifurcaciones de caudal para un modelo de dos fluidos y teniendo en cuenta gravedad para el valor del N_s^{max}	60
Figura 28: Resultados de TRACE5 para dos canales paralelos idénticos simulados con diferentes versiones del código.	60
Figura 29: Resultados de TRACE5 para dos canales paralelos idénticos simulados con dos aproximaciones espaciales.	61
Figura 30: Resultados de la temperatura del fluido en TRACE5 para dos canales paralelos idénticos.	62
Figura 31: Resultados del modelo analítico para varios canales en paralelo e idénticos.	67
Figura 32: Visualización 3D del mapa de estabilidad y de la evolución temporal usando el modelo analítico para 4 canales.	68
Figura 33: Resultados de RELAP5 para 4 canales en paralelo. A la izquierda con un modelo de flujo homogéneo, y a la derecha con un modelo de dos fluidos.	68
Figura 34: Resultados de RELAP5 para doce canales en paralelo, a la izquierda superior, para once canales a la derecha superior y con diez canales en la parte inferior, con un modelo de flujo dos fluidos.	69
Figura 35: Resultados para un modelo de 14 canales idénticos.	70
Figura 36: Mapa de estabilidad para dos, tres, cuatro y cinco canales idénticos en paralelo.	71
Figura 37: Resultados experimentales tomados de la referencia [84]. Se muestra la bifurcación de caudal y un acuerdo entre modelos y experimentos.	72
Figura 38: Esquema de un tubo en U.	72
Figura 39: Caída de presión a lo largo de un tubo en U en función del caudal. Se muestran los términos de fricción distribuida y concentrada y de gravedad.	75
Figura 40: Curva característica de un tubo en U. A la izquierda para distintos títulos de entrada, a la derecha para distintos coeficientes de transferencia hacia el lado secundario.	76
Figura 41: Esquema de tubos en U en paralelo con los mismos colectores.	77
Figura 42: Diferencia entre las caídas de presión entre 2 canales en U paralelos en función del caudal del canal 1.	81
Figura 43: Derivada de la caída de presión en los dos canales en función del caudal en el canal 1.	82
Figura 44: Intercambio de calor entre el lado primario y secundario en los tubos en U.	82
Figura 45: Resultados de simulaciones con RELAP5 de dos canales en U con diferentes condiciones.	84

Figura 46: Mapa de estabilidad para dos tubos en U en paralelo para $h = 10000 \text{ W/m}^2/\text{K}$ (izquierda) y $h_{tc} = 15000 \text{ W/m}^2/\text{K}$ (derecha), $k_e = k_i = 10$. La región contenida entre los trazos negros es la zona estable y ξ corresponde al título de entrada.	85
Figura 47: Comparación del mapa de estabilidad para dos tubos en U en paralelo para $h_{tc} = 15000 \text{ W/m}^2/\text{K}$ $k_e = k_i = 10$ y una simulación en RELAP5.	86
Figura 48: Mapa de flujos para tubos en U invertidos obtenidos de las referencias [60] y [64].	87
Figura 49: Esquema del Circuito de Welander.	90
Figura 50: Caudal estacionario q_{SS} para el circuito de Welander para distintos valores de $\alpha\epsilon$	94
Figura 51: Mapa de estabilidad para una correlación con flujo laminar con $\xi = 1$	98
Figura 52: Mapa de estabilidad para flujos turbulentos (derecha) con $\xi = 1,75$ y un flujo laminar $\xi = 1$ (izquierda).	98
Figura 53: Comportamiento típico del caudal de circulación del circuito de Welander en condiciones inestables para un esquema numérico a primer orden con 100 celdas en el circuito.	106
Figura 54: Comportamiento típico del espacio de fases (temperatura de la fuente fría y caudal) del circuito de Welander en condiciones inestables, para un esquema a primer orden.	106
Figura 55: Nodalizaciones para 10 y 90 nodos en RELAP5: a la izquierda con 10 celdas por rama y la derecha con 90 celdas por rama.	107
Figura 56: Resultados del caudal a través del circuito de Welander: Izquierda: utilizando RELAP5 con 10 y 90 celdas por ramas. Derecha: utilizando el TRACE5 con 10, 30 y 90 celdas.	108
Figura 57: Resultados del caudal a través del circuito de Welander utilizando RELAP5 con 40 celdas por ramas.	109
Figura 58: Resultados del caudal en el circuito de Welander utilizando 100 celdas y distintos métodos numéricos y la correlación de fricción de Darcy-Blasius.	110
Figura 59: Resultados del caudal en el circuito de Welander utilizando un esquema a primer orden con 100 celdas y las correlaciones de fricción de Darcy-Blasius y Darcy-Sylvester.	111
Figura 60: Resultados del caudal en el circuito de Welander utilizando un esquema a primer y segundo orden (Warming-Beam) con 100 celdas y la correlación de Darcy-Sylvester. ...	111
Figura 61: Resultados del caudal en el circuito de Welander utilizando un esquema a primer orden con 68 celdas y las correlaciones de fricción de Darcy-Blasius y Darcy-Sylvester. El factor de fricción fue multiplicado arbitrariamente por 1,05.	112
Figura 62: izquierda: resultados del caudal en el circuito de Welander utilizando un esquema a primer y segundo orden (Lax-Wendroff) con 50 celdas usando Darcy-Sylvester. Derecha: resultados del caudal en el circuito de Welander utilizando un esquema a segundo orden (Warming-Beam) con distinta cantidad de celdas.	113
Figura 63: Mapas de estabilidad con distintos métodos analíticos y números de celdas. ...	114
Figura 64: Resultados con el código TRACE5 patch 4 para distintas cantidades de celdas y métodos numéricos.	115
Figura 65: Caudal de circulación obtenido con el código TRACE5 para una discretización simétrica o asimétrica de las ramas: 10 celdas por cada rama, 90 celdas por cada rama; 10 celdas en una rama y 90 en otra y 30 celdas en una rama y 90 en otra.	116

Figura 66: Caudal en un circuito de Welander con datos genéricos de Central Nuclear Atucha II usando un método a segundo orden (Lax-Wendroff) y el código de sistemas RELAP5, para el caso A de la Tabla 9.	118
Figura 67: Caudal en un circuito de Welander con datos genéricos de Central Nuclear Atucha U II usando un esquema a primer y otro a segundo orden (Lax-Wendroff) con fricción distribuida y RELAP5, para el caso A de la Tabla 9.	119
Figura 68: Caudal en un circuito de Welander con datos genéricos de Central Nuclear Atucha UII usando un método a segundo orden con fricción para el caso B de la Tabla 9.	120
Figura 69: Nodalizaciones en RELAP5 para el problema de Welander con varias tuberías (izquierda caso A, derecha caso B).	121
Figura 70: Resultados de dos nodalizaciones en RELAP5 para el problema de Welander con varias tuberías.	121
Figura 71: Esquema de circuitos rectangulares para el estudio de circulación natural. A la izquierda la configuración HHC y a la derecha la configuración VHVC.	122
Figura 72: Mapa de estabilidad de un circuito cuadrado. Imagen tomada de la referencia [12].	124
Figura 73: Simulaciones realizadas con RELAP5 y con ANSYS – CFD de un circuito cuadrado. Se observa que para una potencia de 200 W en la fuente en una configuración HHC se obtiene una condición inestable.	125
Figura 74: Resultados de la evolución del caudal de circulación durante una pérdida del fluido refrigerante a través de una rotura del 0,1% del área en RELAP5 para el problema de Welander.	127
Figura 75: Izquierda: Evolución del caudal en función del inventario de masa. Derecha: mapa de flujo para una rotura del 0,1% para el problema de Welander con una fuente de 131 kW y $K = 20$ en la entrada y salida de la fuente caliente y fría.	128
Figura 76: Mapa de flujo para una rotura del 0,1% para el problema de Welander con una potencia de 131 kW y $K = 20$ en la entrada y salida de la fuente caliente y $K = 40$ en la entrada y salida de la fuente fría.	128
Figura 77: Resultados con RELAP5 para una pérdida de inventario en el problema de Welander con 2 tuberías ascendentes o descendentes.	129
Figura 78: Numeración de la nodalización (izquierda). Título termodinámico definido por (43) para una pérdida de inventario para el problema de Welander con varias tuberías usando RELAP5 (derecha).	130
Figura 79: Facción de vacío para una pérdida de inventario para el problema de Welander con varias tuberías usando RELAP5.	131
Figura 80: Resultados con RELAP5 para una pérdida de inventario en el problema de Welander con 4 tuberías ascendentes o descendentes.	132
Figura 81: Título obtenido en RELAP5 para una pérdida de inventario en el problema de Welander con 4 tuberías ascendentes o descendentes.	133
Figura 82: Caudal en el problema de Welander para 2 tubos usando el modelo homogéneo en RELAP5.	134
Figura 83: Esquema de la instalación SEMISCALE MOD-2A con dos circuitos de refrigeración.	139
Figura 84: Esquema de la instalación SEMISCALE MOD-2A usada para experimentos de un solo circuito.	141

Figura 85: Perfil de potencia considerado en los calefactores representativos del núcleo de la instalación SEMISCALE.	142
Figura 86: Esquema y corte de los generadores de vapor de la instalación SEMISCALE.	143
Figura 87: Configuración para la medición de reflujo en la instalación SEMISCALE.	144
Figura 88: Esquema de la posición de medición de temperaturas (marcados en rojo) en los generadores de GV de la instalación SEMISCALE.	145
Figura 89: Nodalización en RELAP5 del SEMISCALE.	147
Figura 90: Validación: Temperatura de la rama caliente en función de la masa residual.	149
Figura 91: Validación: Diferencia de temperatura en el generador de vapor (izquierda) y la presión en el “upper plenum” en función de la masa residual (derecha).	150
Figura 92: Validación: Caudal de circulación a través del núcleo en función de la masa residual.	150
Figura 93: Caudal de circulación en el núcleo en la instalación SEMISCALE para el experimento SNC-02 para una nodalización usada para validar el código RELAP5 (izquierda). Masa porcentual en el sistema primario (derecha).	151
Figura 94: Caudal a través del núcleo. Ampliación de la Figura 93 entre los 8000 y 9500 segundos.	152
Figura 95: Caudal a través del núcleo para dos modelos de CCFL. Ambos dan un comportamiento diferente en durante el inicio de la condensación en reflujo.	153
Figura 96: Caudal a través del núcleo para tres compilaciones de RELAP5, dos de ellas según el desarrollador y otra según el autor de este trabajo.	154
Figura 97: Ejemplo del caudal en el núcleo en función del tiempo para una rotura pequeña del 0.4 % en el SEMISCALE.	155
Figura 98: Caudal a través del núcleo. Comparación para varios tamaños de roturas.	155
Figura 99: Temperatura de vaina para varias ubicaciones axiales sobre el núcleo de la instalación SEMISCALE. No se registran incrementos de temperatura que muestren se haya alcanzado el CHF.	156
Figura 100: Comparación entre los valores experimentales y los resultados de una simulación de una rotura pequeña en el SEMISCALE.	157
Figura 101: Izquierda: caudal a través de los tubos de generador de vapor; derecha: ampliación entre 7000 y 8500 s.	158
Figura 102: Caudal a través de los tubos (diferentes) de generador de vapor.	159
Figura 103: Temperaturas medidas y simuladas en los generadores de vapor de la instalación SEMISCALE (segunda celda)	160
Figura 104: Resultados del caudal a través de 4 tubos de generador de vapor para el SEMISCALE.	161
Figura 105: Resultados del caudal a través de 9 tubos de generador de vapor para el SEMISCALE.	161
Figura 106: Cantidad de canales que aumentaron su caudal en la bifurcación para 9 canales.	162
Figura 107: Resultados del caudal a través de 5 tubos en generador de vapor para el SEMISCALE.	162
Figura 108: Caudal a través del núcleo y su banda de incertezas según fórmula de Wilks para SEMISCALE.	169
Figura 109: Esquema de la instalación experimental RD14M.	173

Figura 110: Esquema del generador de vapor usado en la instalación experimental RD14M. Tomada de [17].	174
Figura 111: Esquema de un colector de la instalación RD14M. Imagen tomada de [126].	174
Figura 112: Nodalización de la instalación RD14M. Sistema Primario y secundario.	176
Figura 113: Nodalización de la instalación RD14m. Colectores en disposición vertical (izquierda) y horizontal (derecha).	177
Figura 114: Esquema del sistema de inyección de emergencia de la instalación RD14M (izquierda) y su modelo en RELAP5 (derecha).	177
Figura 115: Comparación entre los resultados experimentales y la simulación en RELAP5 para la instalación RD14M.	179
Figura 116: Comparación entre los resultados experimentales, la simulación en RELAP5 para la RD14M y otros códigos de cálculos según la referencia [127].	180
Figura 117: Mapa de circulación natural para el RD14M. Comparación con los límites obtenidos para instalaciones integrales. A la derecha se muestra el mapa obtenido en [3].	181
Figura 118: Sentido de circulación de circulación del refrigerante en los canales horizontales durante una pérdida pequeña de refrigerante.	182
Figura 119: Comparación los caudales a través de la rama caliente en la RD14M para colectores con nodalizaciones con orientación vertical u horizontal.	183
Figura 120: Cambio de nodalización en los generadores de vapor de la RD14M en dos tubos en U invertidos.	184
Figura 121: Caudales a través de los tubos en U de los generadores de vapor a izquierda para el circuito sano y a la derecha para el circuito roto.	184

Índice de Tablas

Tabla 1: Códigos de cálculo en el dominio de la frecuencia para estudio de inestabilidades.	27
Tabla 2: Sistema de códigos de cálculo en el dominio del tiempo.	28
Tabla 3: Parámetros usados para un subcanal en ebullición. Estos parámetros son los mismos que se utilizaron en [78].	45
Tabla 4: Parámetros usados evaluar bifurcaciones de caudal en tubos en U en paralelos.	75
Tabla 5: Condiciones iniciales y de contorno para los tubos en U en paralelo.	80
Tabla 6: Condiciones iniciales y de contorno para los tubos en U para estudios de sensibilidad.	83
Tabla 7: Comparación entre un cálculo analítico aproximado y el exacto para determinar caudales adimensionales para el problema de Welander.	95
Tabla 8: Valores del circuito de Welander.	99
Tabla 9: Valores del circuito de Welander con datos para la CNA-UII.	117
Tabla 10: Instalaciones experimentales de la matriz de validación del RELAP5.	137
Tabla 11: Matriz de validación para eventos de pérdida de refrigerante chicos y medianos.	138
Tabla 12: Experiencias realizadas en el Semiscale Mod-2A.	140
Tabla 13: Datos del SEMISCALE.	146
Tabla 14: Numeración de los componentes más importantes de la nodalización del SEMISCALE.	148
Tabla 15: Resultados de la simulación de pequeñas pérdidas de refrigerante en el modelo de SEMISCALE	156
Tabla 16 Correlaciones de transferencia de calor modificadas en el código para el estudio de incertezas según fueron programadas.	165
Tabla 17: Instalaciones experimentales construidas para los reactores tipo CANDU.	170
Tabla 18: Secuencia temporal ensayada en el experimento B9401 en la RD14M.	178

Símbolos

Símbolo	Descripción	Unidades
A	Área de flujo	m^2
c_p	Calor específico	J/kg K
D_0	Diámetro	m
f	factor de fricción	-
F_s	Fuerzas de fricción	N
G	Velocidad másica	kg/s/m ²
g	Aceleración de la gravedad	m/s ²
h_k	Entalpía específica de la especie k	J/Kg
h_{tc}	Coeficiente de transferencia de calor	W/m ² K
h_{fg}	Calor latente	J/kg
k	Conductividad térmica, Número de onda	W/mK, 1/m
k_i, K	Coeficiente de pérdida de carga concentrada en la entrada	-
k_e, K	Coeficiente de pérdida de carga concentrada en la salida	-
k_m	Coeficiente de pérdida de carga concentrada en la posición m	-
$k_{im,em}$	Relación coeficiente de pérdida concentrada respecto a la fricción $\frac{k_{i,e}}{N_{fr}}$	-
$K'_{i,e}$	$\frac{k_{i,e}}{2A^2}$	1/m ⁴
L	Longitud del canal	m
m_k	$\frac{L_k}{A_k}$	1/m
P_w	Perímetro mojado	m
Q	Potencia entregada, Caudal volumétrico	W, m ³ /s
q'''	Densidad de potencia	W/m ³
v	Volumen específico	m ³ /kg
v, u	Velocidad	m/s
T	Temperatura	K
t	Tiempo	s
$t_{1\phi}$	Tiempo característico de tránsito de una partícula en un fluido en simple fase	s
$t_{2\phi}$	Tiempo característico de tránsito de una partícula en un fluido en doble fase	s
W	Caudal másico	kg/s
x	Título, posición	-, m
Z_B	Longitud del canal sin ebullición	m

Letras griegas

Símbolo	Descripción	Unidades
α	Fracción de vacío	-
α_k	Derivada de la presión del canal k respecto a su caudal $\frac{dP_k}{dW_k}$	-
β	Coefficiente de dilatación	1/K
ϵ_0	Rugosidad	m
Δ	Diferencia	
Δh_{in}	Diferencia de entalpías entre la entrada canal y la de saturación	J/kg
ΔT_{ss}	diferencia de temperaturas entre la saturación dentro del tubo y la temperatura del fluido del lado secundario	K
1ϕ	Fluido en simple fase	-
2ϕ	Fluido en doble fase	-
ϕ	Relación entre el caudal másico del canal 1 y el caudal másico de entrada total	-
$\phi_{2\phi}^2$	Coefficiente de fricción bifásico	-
ρ	Densidad	kg/m ³
θ	Temperatura adimensional $\frac{T-T_0}{\Delta T}$	
τ_w	Esfuerzo viscoso	kg/m/s ²
μ	Viscosidad de líquido en saturación	Poise
τ	Tiempo característico de tránsito de una partícula	s
ξ	Parámetro $\pi D_0 U_2 \Delta T_{ss}$	W/m

Números adimensionales

Número adi- Descripción
 mensional

C	límite de Courant–Friedrichs–Lewis $\frac{Qdt}{\Delta x}$
Fo	Número de Froude $Fo^2 = \frac{v^2}{gL}$
Gr_m	Número de Grashof modificado $D^3 \rho^2 \beta g \frac{\Delta T_r}{\mu^2}$
N	Números de canales
Nu_m	Número de Nusselt modificado $\frac{UL_T}{k}$
NX	Número total de nodos
N_S	Número adimensional de subenfriamiento $\frac{\Delta h_{in} v_{fg}}{h_{fg} v_f}$
N_{pM}	Número adimensional de cambio de fase del sistema $\frac{Q v_{fg}}{h_{fg} v_f W_i}$
N_p	Número adimensional de cambio de fase $\frac{Q v_{fg}}{h_{fg} v_f W}$
N_{fr}	Número adimensional de fricción $\frac{fL}{2D}$
Pr	Número de Prandtl
Re	Número de Reynolds; parte real de un número complejo.
St_m	Número de Stanton modificado $\frac{4Nu_m}{Pr Re}$

Subíndices

Subíndice	Descripción
<i>c</i>	Rama fría
<i>int</i>	Característica interna del Sistema hidráulica
<i>ext</i>	Característica externa del Sistema hidráulica
<i>e, out</i>	Salida
<i>i, in</i>	Entrada
<i>s, m</i>	Media entre la entrada y salida
<i>f</i>	Líquido en condición de saturación
<i>fg</i>	Diferencia entre líquido y vapor en condiciones de saturación
<i>h</i>	Rama caliente
<i>l, l</i>	Líquido, posición <i>l</i>
<i>g</i>	vapor
<i>k</i>	Canal k-ésimo
<i>x, t</i>	Derivada respecto a la coordenada <i>x</i> o <i>t</i>
<i>xx, tt</i>	Derivada segunda respecto a <i>x</i> o a <i>t</i>
<i>T</i>	Total

Capítulo I

1 Introducción

La remoción de calor del núcleo en un reactor nuclear ocurre en alguna de sus posibles estadios mediante circulación natural si la circulación forzada no se encuentra disponible o, como en los diseños más actuales, no se dispone de bombas para el movimiento del fluido.

El fluido refrigerante que circula puede encontrarse en simple o en doble fase, presentándose diferentes modos o regímenes de circulación. El caudal en circulación natural se obtiene como un balance entre la diferencia de densidades entre la fuente y el sumidero de calor y las caídas de presión de tipo concentrado y las debidas a la fricción distribuida.

Se han estudiado extensamente diferentes circuitos cerrados en circulación natural y se ha demostrado que éstos suelen ser más susceptibles de ser inestables que uno similar en circulación forzada. Existen diferentes tipos de inestabilidades que pueden desarrollarse, divididas comúnmente en estáticas o dinámicas, según la clasificación que se seguirá en este trabajo. El desarrollo de las inestabilidades puede afectar la extracción de calor y su transporte a un sumidero o se pueden generar situaciones inaceptables desde el punto de vista de seguridad nuclear, de tratarse de un reactor nuclear.

El desarrollo de inestabilidades puede producir oscilaciones del caudal y de presión del sistema. Estas variaciones pueden traer acompañadas vibraciones mecánicas, problemas de

control del sistema (debido a las dificultades e imprecisiones en las mediciones) y, en circunstancias extremas, perturbar las características de transferencia de calor pudiéndose producir un “dry-out” y/o “burnout” según la denominación en el idioma inglés como son típicamente conocidas. Adicionalmente, bajo ciertas circunstancias, las oscilaciones de caudal pueden producir fallas en los intercambiadores de calor debido a incrementos en las temperaturas de las paredes y, además, pueden promoverse fallas debido a la fatiga térmica. También, en el caso que las tensiones térmicas pudiesen establecerse en una vaina de los elementos combustibles, podría producirse un fallo mecánico que conlleve a liberación de productos radiactivos.

Las inestabilidades han sido muy estudiadas desde hace ya decenas de años. Sin embargo, a medida que se realizan nuevas experiencias y se desarrollan códigos o programas cada vez más complejos y detallados, el análisis de las mismas vuelve a reaparecer. En efecto, cuando se dispone de nuevas herramientas computacionales, como parte de su desarrollo son necesarias las verificaciones y validaciones correspondientes.

De los párrafos precedentes se desprende claramente que se deben evitar la aparición de inestabilidades, predecir su ocurrencia de la manera más precisa posible en base a las variables características de los sistemas como presión, temperaturas, caudales y potencias y que puedan relacionarse con “observables” de las instalaciones. Es importante tener en cuenta que en el caso de reactores nucleares hay que considerar la realimentación en la cinética neutrónica que depende de las variables mencionadas. En particular, hay antecedentes que muestran, aunque estaría fuera del alcance de este trabajo, que la ocurrencia de una inestabilidad conduce a un incremento descontrolado de potencia convirtiendo al núcleo de un reactor difícil de controlar [1].

Cabe agregar que el estudio de inestabilidades se realiza mediante la confección de mapas de estabilidad donde se identifica la región donde el sistema puede convertirse en inestable. Por otro lado, durante la circulación natural se han encontrados modos o regímenes de circulación que se caracterizan con un mapa de flujo. En estos mapas se definen las regiones donde se puede dar cada régimen de flujo y no necesariamente indicar que puedan ser inestables.

Así como las inestabilidades pueden dar origen a oscilaciones que conlleven a fallas o degradación de la transferencia de calor, hay inestabilidades pueden conducir al sistema a un nuevo estado de equilibrio diferente al inicial. Estas son las que serán estudiadas en este trabajo y producen lo que se llama una bifurcación de caudal en canales calefaccionados en paralelo. Estas divisiones de caudal pueden no ser detectables de manera sencilla si no es instrumentado cada uno de los canales para tal fin y, pueden ser la base para el desarrollo de otras inestabilidades.

1.1 Objetivos

Este trabajo tiene como objetivo principal el estudio de inestabilidades, enfocado especialmente a las de tipo estáticas que pueden ocurrir en canales verticales en paralelo y en tu-

bos en U invertidos como los que se encuentran en el núcleo y en los generadores de vapor de reactores nucleares, respectivamente.

Para realizar este análisis es necesario un estudio de inestabilidades en fluidodinámica en simple y doble fase en instalaciones de interés nuclear. Para satisfacer el objetivo principal se cumplimentarán un conjunto de objetivos secundarios interrelacionados a saber:

- Estudio de inestabilidades en fluidodinámica en simple y doble fase,
- Estudio de sistemas inestables simples para adquirir experiencia en los mecanismos físicos de las inestabilidades,
- Estudio de los mapas de circulación natural en reactores nucleares: PWR, PHWR, VVER, etc.,
- Adquisición de experiencia en el modelado de reactores nucleares con códigos termohidráulicos de sistemas,
- Caracterización de inestabilidades en reactores nucleares mediante modelado computacional.

1.2 Antecedentes

Es habitual en las áreas de seguridad nuclear tener una retroalimentación de la experiencia operativa de la operación de centrales nucleares. Esto incluye, por ejemplo, todos los eventos ocurridos en diversas instalaciones teniendo en cuenta, particularmente, aquellos casos que desafiaron la estabilidad del reactor. Este último tema es de importancia para el diseñador, el operador y el regulador.

Por ejemplo, el 9 de marzo de 1988, la Central Nuclear LaSalle 2 tuvo un disparo de las bombas de recirculación luego que la unidad experimentó oscilaciones excesivas de flujo neutrónico mientras se encontraba en circulación natural [2]. La central LaSalle 2 es un BWR de 930 MWe diseñado por General Electric. La unidad estaba funcionando al 85% de potencia con un caudal de 75% cuando se abrió una válvula incorrectamente y como resultado de la perturbación se apagaron ambas bombas de recirculación, mientras las barras de control permanecieron fijas. Esta condición llevó la potencia del reactor al 40 % con un flujo en circulación natural del 29 % [2]. Este juego de parámetros era conocido como una condición susceptible de la ocurrencia de una inestabilidad. Luego, la potencia comenzó a recuperarse lentamente y aparecieron las primeras oscilaciones con amplitud creciente durante aproximadamente 5 minutos. Los operadores, sin éxito, intentaron reiniciar las bombas de recirculación para restablecer el flujo forzado. Casi 7 minutos después la potencia había llegado al 118 %, disparándose el corte del reactor. Este evento mostró la importancia de determinar de manera precisa un mapa de estabilidad y que, luego del desarrollo del mismo, los tiempos característicos de unos pocos minutos son necesarios para tomar acciones. En la referencia [2] se presenta un modelo computacional del evento y la comparación con

los datos de planta. Allí se hizo un estudio de las características de las oscilaciones y de las inestabilidades. Este hecho impulsó fuertemente el modelado de numérico y nuevos estudios de inestabilidades durante la circulación natural en reactores nucleares.

Cabe mencionar que las inestabilidades en BWR fueron por incidentes reales ocasionados inadvertidamente o porque se realizaron pruebas con el objetivo de desestabilizar el sistema. En la referencia [3] se presenta un resumen de los eventos registrados y las fechas en las que ocurrieron; desde 1982 hasta 2001 se han reportado en total un total 17 eventos (en BWR).

En los reactores CANDU, cuando hay ebullición del refrigerante pueden darse condiciones para que el sistema primario se desestabilice, especialmente durante la circulación natural (denominado comúnmente como termosifonado). Estas oscilaciones fueron predichas por códigos de cálculo y luego observadas experimentalmente en la instalación RD-12 (ver capítulo 5). De allí se observó que la manera de estabilizar al reactor era a través de unas cañerías que conectaban las regiones calientes ("interconnection pipes"). Según [4], estas oscilaciones fueron vistas en el reactor de Point Lepreau cuando esta tubería de interconexión se cerró y se bajó la presión del sistema primario hasta inducir la ebullición. Al igual que en el caso de LaSalle 2, las oscilaciones no crecieron indefinidamente, sino que se aproximaron a un ciclo límite. A modo complementario en la referencia [3] se presenta un mapa de estabilidad de los reactores CANDU entre la fracción de vacío en el sistema primario y la presión del secundario en circulación natural. Allí se muestran las regiones en las cuales estos reactores podrían ser inestables.

Como parte de estudios de seguridad para instalaciones nucleares es relevante [7], según lo mencionado en los párrafos anteriores el comportamiento durante la circulación natural, ya que es más susceptible de incurrir en una inestabilidad, como ha sido observado. Como consecuencia, se estudian ya sea de manera conservativa (dado que se asumen condiciones particulares para dichos análisis) o no, los mapas de circulación natural de instalaciones ya sean nucleares o de instalaciones experimentales. Este tema se verá con mayor detalle en el capítulo 2 o bien las referencias [1], [8], [9], [10] donde se realizaron estudios sobre las centrales nucleares de Atucha II, I y Embalse, respectivamente.

1.3 Contenido de la tesis

Esta tesis cuenta con cinco capítulos más, en los que se desarrolla el estudio de inestabilidades de manera extensa, tanto desde el punto de vista analítico y numérico, con códigos desarrollados especialmente para este trabajo y códigos de sistemas utilizados comúnmente en análisis de seguridad nuclear.

El siguiente capítulo está dividido en dos partes diferentes. La primera de ellas brinda una recopilación bibliográfica relativa a trabajos realizados sobre distintos tipos de inestabilidades, su clasificación y algunos resultados experimentales obtenidos por distintos investigadores. La segunda parte del siguiente capítulo extiende la recopilación a referencias biblio-

gráficas para circuitos simples o reactores nucleares que se encuentran funcionando en circulación natural.

A los efectos de estudiar sistemas inestables, en el tercer capítulo se desarrolla un modelo analítico y se encuentran las condiciones de estabilidad en canales en paralelo y para tubos en U. También se confeccionan los mapas de estabilidad en base a variables adimensionales que caracterizan al sistema.

En el cuarto capítulo se estudia analíticamente un circuito prototípico (el circuito de Welander) en circulación natural en simple fase. El problema de Welander [11] es uno de los primeros casos de inestabilidades en circulación natural que puede resolverse analíticamente. Este análisis se extiende haciendo uso de un código de sistemas como RELAP5 y como TRACE5. Finalmente, se postula un transitorio con pérdida de inventario en estos circuitos en simple fase para producir otros regímenes de flujo en circulación natural en doble fase. Estos estudios se extienden también para varios canales en paralelo para inducir la aparición de inestabilidades estáticas.

En el quinto capítulo se tomaron y se desarrollaron entradas de datos en códigos de sistemas para instalaciones integrales que representan instalaciones nucleares reales a escala. El proceso es laborioso porque los resultados obtenidos con las entradas de datos se validaron contra resultados experimentales. Se realizaron estudios de sensibilidad de la nodalización y comenzaron a aparecer inestabilidades de las denominadas estáticas. Se presentarán los resultados para la instalación experimental SEMISCALE (PWR) y para la instalación experimental RD14M (CANDU). Los resultados mostraron que, debido a las inestabilidades que surgen, es necesario se revisitar los mapas de flujos en circulación natural.

Finalmente, en el sexto capítulo se detallan la discusión final de los aportes, las conclusiones y discusiones finales de los estudios y los aportes propuestos como continuación.

Capítulo II

2 Inestabilidades termo-hidráulicas y circulación natural

2.1 Introducción

Un sistema mecánico, fluido, eléctrico puede presentar inestabilidades en su funcionamiento. Esto es, cuando el sistema en condiciones estacionarias es apartado de dicho estado debido a una perturbación externa, puede o no retornar a dicha condición. Si el sistema es capaz de retornar, entonces la condición original del sistema es estable. Si, por otro lado, el sistema continúa oscilando con la misma amplitud, entonces al sistema funciona en lo que suele denominarse estado neutralmente estable. Si el sistema se estabiliza en un nuevo estado estacionario u oscila con amplitud creciente, entonces el sistema se considera inestable.

Las amplitudes de las oscilaciones no pueden seguir aumentando indefinidamente, incluso para un sistema inestable. Para casi todos los casos inestables, la amplitud está limitada por no linealidades del sistema y las oscilaciones del ciclo límite (que pueden ser caóticas o periódicas). La serie temporal de las oscilaciones del ciclo límite puede presentar características similares a la condición neutralmente estable [12].

La aparición de inestabilidades es indeseable ya que las oscilaciones sostenidas del flujo pueden causar vibración mecánica forzada de los componentes. En el caso de reactores nucleares puede darse una aparición prematura del flujo de calor crítico (CHF) que puede ser inducida por oscilaciones de flujo como fue mencionado en el capítulo anterior. También pueden darse otros efectos secundarios indeseables como: oscilaciones de potencia en BWR, [12], perturbaciones y cambios de los sistemas de control de una planta. Esto último tiene como consecuencia que, si no son correctamente corregidos, puede producirse un incidente. A lo largo de los años, se han observado varios tipos de inestabilidades en sistemas de circulación natural o forzada excitados por diferentes mecanismos.

Las inestabilidades se podrán clasificar de acuerdo con el mecanismo de transporte, al modo oscilatorio o por sus métodos de análisis, entre otros. Existe una amplia descripción y recopilación experimental y de modelado de las inestabilidades que puede encontrarse en [12], [14], [15], [16]. Aquí presentaremos una descripción de su clasificación y de los distintos tipos.

2.2 Clasificación de inestabilidades termo-hidráulicas

Las inestabilidades en sistemas termo-hidráulicos pueden clasificarse de diversa manera. En general, es comúnmente aceptada una clasificación, introducida en la referencia [14], en inestabilidades estáticas y dinámicas. Esta separación depende del tipo de descripción necesaria para su representación. Estas inestabilidades son consideradas "macroscópicas" ya que involucran en general a todo el sistema.

Por ejemplo, de acuerdo con [16], los sistemas en ebullición involucran inestabilidades a pequeña escala o microscópicas. Esto es, luego que una burbuja colapsa ese espacio se llena con líquido. Este tipo de proceso es una inestabilidad microscópica que por sí sola no genera oscilaciones en todo el sistema, pero pueden disparar alguna inestabilidad macroscópica. Este tipo de inestabilidades se encuentran fuera del alcance de este trabajo.

Se dice que un flujo está sujeto a una inestabilidad estática si, cuando se perturba, sus nuevas condiciones operativas tienden asintóticamente a otras que son diferentes a las originales. Desde el punto de vista de la dinámica, el punto de funcionamiento original no es un punto de equilibrio estable, y el sistema se mueve a un punto de equilibrio diferente que es estable. Se dice que un flujo está sujeto a una inestabilidad dinámica cuando existe suficiente interacción y retroalimentación retardada entre la inercia del flujo y la compresibilidad de la mezcla de dos fases o puede resultar de múltiples realimentaciones entre el caudal, la caída de presión y el cambio en la densidad como resultado de la velocidad de generación de vapor en una ebullición.

Las inestabilidades dinámicas pueden caracterizarse como:

1. Oscilaciones del tipo onda de densidad.
2. Oscilaciones del tipo de caída de presión.
3. Oscilaciones acústicas.
4. Oscilaciones térmicas.

2.2.1 Inestabilidades estáticas

La inestabilidad estática se caracteriza por una excursión rápida, en general, de gran amplitud del flujo, a una nueva condición de funcionamiento estable del sistema termo-hidráulico.

Para estas inestabilidades, el mecanismo y las condiciones umbrales podrían predecirse usando únicamente una descripción (a través de un modelo) del estado estacionario del sistema. Para la descripción y modelado se necesitan conocer, por ejemplo, las características de caída de presión de un canal en ebullición, propiedades de nucleación y transiciones de régimen de flujo, ya que juegan un papel importante en la caracterización de estas inestabilidades. También debe tenerse en cuenta el flujo crítico de calor (CHF), que limita la capacidad de transferencia de calor de los sistemas de ebullición.

Algunos tipos de inestabilidades estáticas son:

- a. De Ledinegg,
- b. Inestabilidad por transición del patrón de flujo,
- c. “Geisering”, el “chugging” y la explosión de vapor, etc. se clasifican como inestabilidades estáticas ([14]).
- d. Redistribución de flujo.

La inestabilidad de Ledinegg o la excursión de flujo, introducida por primera vez por Ledinegg [13], es una de las inestabilidades más estudiadas en la literatura, algunas de las más recientes son [15], [17] y [18]. Si bien esta inestabilidad conlleva un cambio abrupto de caudal o flujo, en la bibliografía se hizo de uso común identificar a la inestabilidad como una región inestable. Esta inestabilidad es el fenómeno básico relacionado a la curva característica de caída de presión en función del caudal. Un sistema experimenta una excursión de caudal cuando pasa de un punto inestable a otro punto operacional estable, que puede ser de menor caudal. En los casos útiles esta situación no ocurrirá, ya que en condiciones de operación no sería posible alcanzar un punto inestable.

La curva característica de un sistema tiene normalmente una forma de “N”, según se muestra en Figura 1. Allí se presentan las curvas de puntos como las caídas las curvas para líquido y vapor solamente. Si la curva de presión externa es como la mostrada en azul, se pueden encontrar 3 puntos de intersección con la curva del sistema.

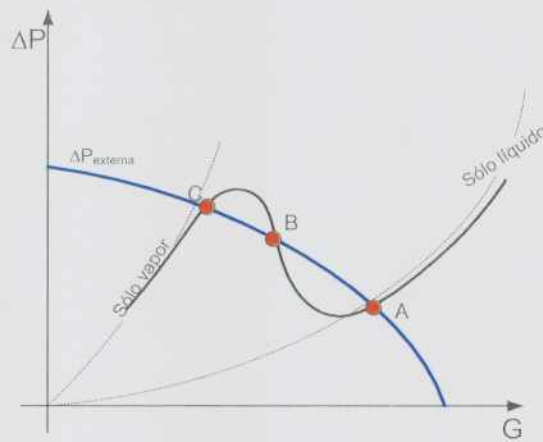


Figura 1: Curva característica en función del caudal.

Los puntos de operación pueden ser estables o inestables. Son estables cuando la pendiente de la curva característica del sistema es menor que la pendiente de la curva característica externa. La condición de estabilidad es:

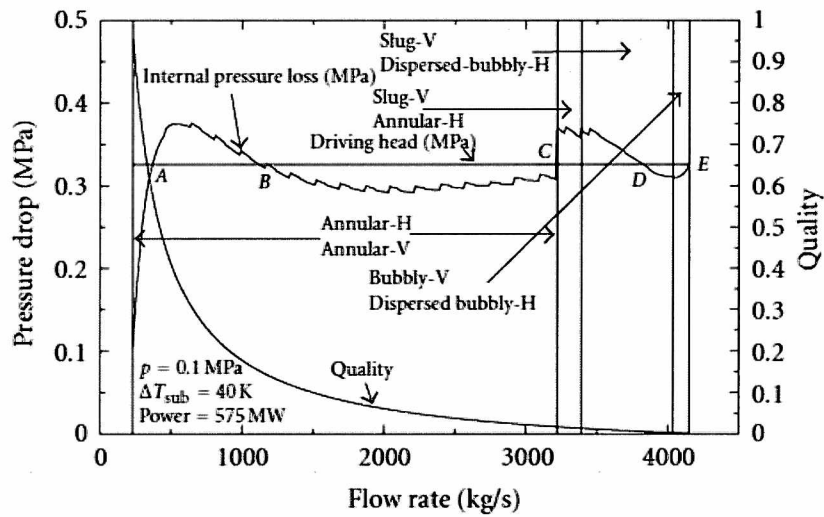
$$\frac{\partial \Delta P_{int}}{\partial G} > \frac{\partial \Delta P_{ext}}{\partial G} \quad (1)$$

Según la figura, los puntos de operación A y C resultarán estables mientras que el B será inestable. El caso del punto A, el sistema se encuentra en simple fase, mientras que en el punto C el caudal disminuirá considerablemente pero el flujo es un escurrimiento en doble fase. Desde el punto de vista operativo, la operación de un sistema en ebullición en la posición C no es recomendable porque son las condiciones propicias para la ocurrencia del Burn-out y del dry-out [16].

El punto B es un punto de operación inestable en el que cualquier perturbación del caudal de circulación lleva al sistema a los puntos A o C. En [15] se muestra que desde el punto B el sistema puede evolucionar en ambas direcciones, aumentando o disminuyendo el flujo con la misma probabilidad.

La inestabilidad por transición de régimen de flujo es causada principalmente por diferentes características de las caídas de presión de los regímenes de flujos. El mecanismo físico puede explicarse de la siguiente manera: cuando un sistema está operando cerca del punto de transición entre el flujo "slug" y el anular, una pequeña perturbación o reducción del caudal aumentaría la fracción de vacío y se cambia de flujo tipo "slug" al del tipo del anular. El flujo anular tiene menor caída de presión en comparación con el régimen "slug". Esto hará que el caudal tienda a aumentar y, por lo tanto, la fracción de vacío vuelve a reducirse volviendo al flujo "slug" [12]. En general hay pocos trabajos de experimentación al respecto y estos se encuentran mencionados en [15]. Cabe agregar que estas inestabilidades por el régimen de flujo ocurren en potencias mayores (mayores contenidos de vapor) que las de

Ledinegg. El cambio del régimen de flujo bifásico puede afectar significativamente el caudal en un circuito de circulación natural, [19].



H: Horizontal riser pipe
V: Vertical riser pipe

Figura 2: Curva característica en función del caudal y los cambios en regimenes de flujo. Tomada de [12].

La Figura 2, tomada de [12], muestra un ejemplo de la curva características de caída de presión de un sistema para el análisis de la inestabilidad de la transición de flujo. Se puede observar que puede haber múltiples caudales de estado estacionario (al igual que en la inestabilidad de Ledinegg) pero que el número de excursiones de flujo que se aprecian son cinco. Por ejemplo, dentro de la región de un flujo anular puede ocurrir una inestabilidad tipo Ledinegg y mantenerse en el mismo régimen. Otra excursión puede darse cuando se produce un aumento de la caída de presión cuando el patrón de flujo cambia de flujo anular a burbujones ("slug") en la porción vertical de los tubos ascendentes. Otra excursión puede darse cuando el régimen cambia del flujo de anular-slug a disperso en una porción horizontal de tubos. La última excursión de flujo ocurre cuando el flujo se convierte en simple fase y la caída de presión aumenta con el aumento del caudal. Así, puede haber cinco caudales diferentes para una condición de funcionamiento en función de la potencia y subenfriamiento indicada por los puntos A, B, C, D y E. Por ejemplo, si el sistema está funcionando inicialmente en el punto C, cualquier ligera perturbación que provoque el aumento del caudal desplazará el caudal al punto D y al punto E. De manera similar, cualquier ligera perturbación que haga disminuir el caudal desplazará el funcionamiento hacia el punto B y luego hacia el punto A. Esto hace que el sistema sea inestable. Sin embargo, hay muchas situaciones con múltiples soluciones de estado estacionario donde el umbral de inestabilidad no puede predecirse solo a partir de las leyes de estado estacionario.

2.2.1.1 Inestabilidad por redistribución de caudal

La inestabilidad de la distribución de caudal en canales en paralelo es también debida a que alguno de los canales que componen el conjunto trabaja en la región con pendiente negativa de la curva característica. Cabe recordar que, en la realidad de las aplicaciones, un conjunto de canales en paralelo tiene una entrada y una salida (plenum), en común. Por lo tanto, cuando se tienen varios canales en paralelo se deben entender que la condición de borde es que todos los canales tienen la misma caída de presión.

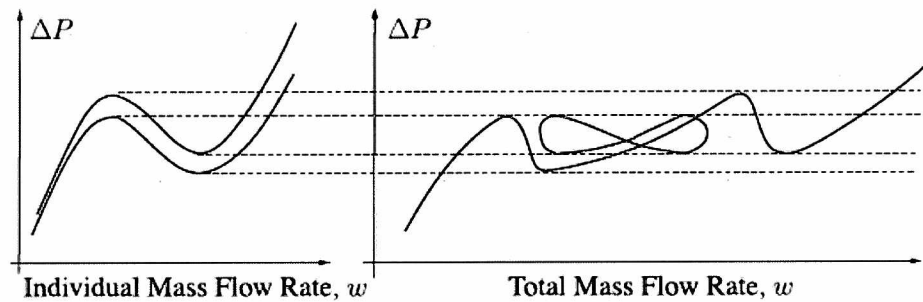


Figura 3: Curva característica en función del caudal para dos canales en paralelos [15].

La Figura 3 muestra la curva característica de un sistema compuesta con dos canales paralelos distintos tomada de [15]. Como se puede ver hay regiones de múltiples soluciones y por lo tanto de varios estados operativos del sistema. En el caso de una curva característica externa horizontal (diferencia de presión constante), el sistema podría tener hasta nueve estados. La cantidad de estados será de 3^N con N el número de canales. La redistribución de caudal merece atención ya que puede ocurrir que haya canales con muy bajo caudal y alcanzarse condiciones críticas que puedan llevar al daño del mismo y a la degradación de transferencia de calor. El presente trabajo estará centrado en este tipo de inestabilidades por lo que más adelante, en la sección 2.5, se realizará una descripción más detallada de las mismas.

2.2.2 Inestabilidades dinámicas

Dentro de las inestabilidades dinámicas se pueden mencionar:

- Oscilaciones de ondas de densidad.
- Oscilaciones de onda de caída de presión.
- Oscilaciones acústicas.
- Oscilaciones térmicas.

2.2.2.1 Ondas de densidad

Este tipo de inestabilidad es el más estudiado de todos ya que están presentes en la termohidráulica de reactores nucleares tanto en circulación forzada como en circulación natural, ver [20], [21] y [22] por citar algunos casos.

Un esquema termo-hidráulico tan simple como un canal o tubería con un fluido en ebullición (regiones en simple fase y doble fase) y con las correspondientes condiciones de contorno es un sistema dinámico sumamente complejo que puede estar sujeto a inestabilidades por ondas de densidad. Esta inestabilidad dinámica está relacionada con la generación y diferencia en propagación de perturbaciones en el caudal de entrada, entalpía y caída de presión. Básicamente, la ocurrencia de la inestabilidad depende de la perturbación en la caída de presión en las regiones bifásicas y monofásicas del sistema y del tiempo de retardo de la propagación de la fracción de vacío o del cambio de densidad a través del sistema. Se puede dar a distintas potencias y dependerá también de las pérdidas de carga distribuidas y concentradas y de la contribución de la gravedad.

En una descripción clásica, el periodo de oscilación en estas inestabilidades va desde 1,5 a 2 veces el tiempo requerido para que una partícula del fluido se desplace a través del sistema [23], [24]. El tiempo de tránsito puede estimarse como τ , siendo la suma de los tiempos de tránsito de las zonas de simple y doble fase según,

$$\tau = t_{1\phi} + t_{2\phi} = \frac{\rho_l \Delta h_{in}}{q'''} + \frac{h_{fg}}{q''' v_{fg}} \ln \left(1 + v_{fg} \frac{x_e}{v_f} \right) \quad (2)$$

donde ρ_l es la densidad del líquido, Δh_{in} la diferencia de entalpías entre la entrada al canal y la de saturación, q''' la potencia por unidad de volumen, v_{fg} la diferencia de volúmenes específicos del vapor y del líquido y x_e el título a la salida del canal.

Para describir estas inestabilidades, inicialmente, en un modelo conceptual, se consideró un canal calentado con una chimenea adiabática y se encontraron ondas de densidad debido a: a) la gravedad en la sección calentada; b) la gravedad en la sección de la chimenea; c) la fricción en la sección calentada; d) la fricción en la sección de la chimenea; y, e) al momento e inercia en la sección calentada.

La clasificación, normalmente, las divide en dos clases, tipo I y tipo II ver [12] ó [22], debido a la gravedad y debido a la fricción, respectivamente. En [15] se indica un tercer tipo correspondiente al momento. En la referencia [25] también se presentó una clasificación de diferentes tipos de inestabilidades de onda de densidad basada en los principales mecanismos implicados en su ocurrencia, pero que no se describirán aquí por brevedad.

Las inestabilidades tipo I se observan en canales verticales con largas chimeneas adiabáticas arriba de la sección calentada. Se producen en condiciones de bajos títulos de vapor (a baja potencia y alto subenfriamiento del fluido a la entrada) y suele tener importancia en

circulación natural en BWR [22]. A bajas presiones y con bajos títulos, la columna hidrostática (sección calentada y chimenea) resulta muy sensible a las fluctuaciones del caudal. Se dan oscilaciones de baja frecuencia dominadas por los efectos de la gravedad en la sección de la chimenea. En particular, este fenómeno es muy importante en los circuitos de convección natural [22] y [26].

Las del tipo II, gobernadas por la fricción, es el caso de inestabilidades por ondas de densidad más estudiada. La causa principal de este fenómeno es la diferente velocidad de propagación de las perturbaciones de flujo en la fase monofásica y en la región bifásica. Al cambiar ligeramente el caudal de entrada o la fracción de vacío en la región de dos fases tienen lugar variaciones de la caída de presión. Esta fluctuación se propaga de manera diferente en las regiones de simple y en doble fase. De este modo, la caída de presión de dos fases y la caída de presión de simple fase oscilan fuera de fase. A diferencia de la inestabilidad de tipo I, la inestabilidad de tipo II se produce en condiciones de alta potencia con altos títulos o fracción de vacío en el sistema.

Según [15] habría un tipo III, llamadas "islas de estabilidad", que se presentaron experimentalmente y se las denominó así para describir la región acotada donde el sistema es inestable. Como se describe en [25], la causa básica de este fenómeno es el retraso de propagación entre los términos de caída de presión de inercia y cantidad de movimiento.

Las ondas de densidad se han estudiado tanto teóricamente como experimentalmente en canales en ebullición paralelos. Por ejemplo, se puede encontrar en [27], [24], [28] y [2] una descripción de los fenómenos de ondas de densidad en canales en paralelo. En [30] se concluye que la estabilidad del sistema depende de la estabilidad local para cada canal. Además, según lo descrito en [27] y en [31] son posibles diferentes modos oscilatorios (en fase o contrafase) de acuerdo con las diferentes características de los canales.

2.2.2.2 Oscilaciones por caída de presión

Estas oscilaciones se clasifican como inestabilidad dinámica compuesta y se generan partiendo como efecto secundario de una inestabilidad estática. Este tipo de inestabilidad se produce en un sistema que tiene un volumen compresible aguas arriba o dentro de la sección calentada y cuando el sistema opera en la región de pendiente negativa de la curva de caída de presión vista en la Figura 1 según se explica en [15].

Los periodos de oscilaciones suelen ser largos comparados con las ondas de densidad y puede haber cambios bruscos de temperatura en la pared del canal calefaccionado, pudiendo dispararse otra inestabilidad por oscilaciones térmicas. En las referencias [32] y [33] se presenta un estudio experimental y otro teórico modelando ondas por caída de presión y ondas de densidad.

Figura 4 muestra una comparación entre los resultados experimentales y teóricos en los que se evidencia la diferencia en los periodos de oscilación.

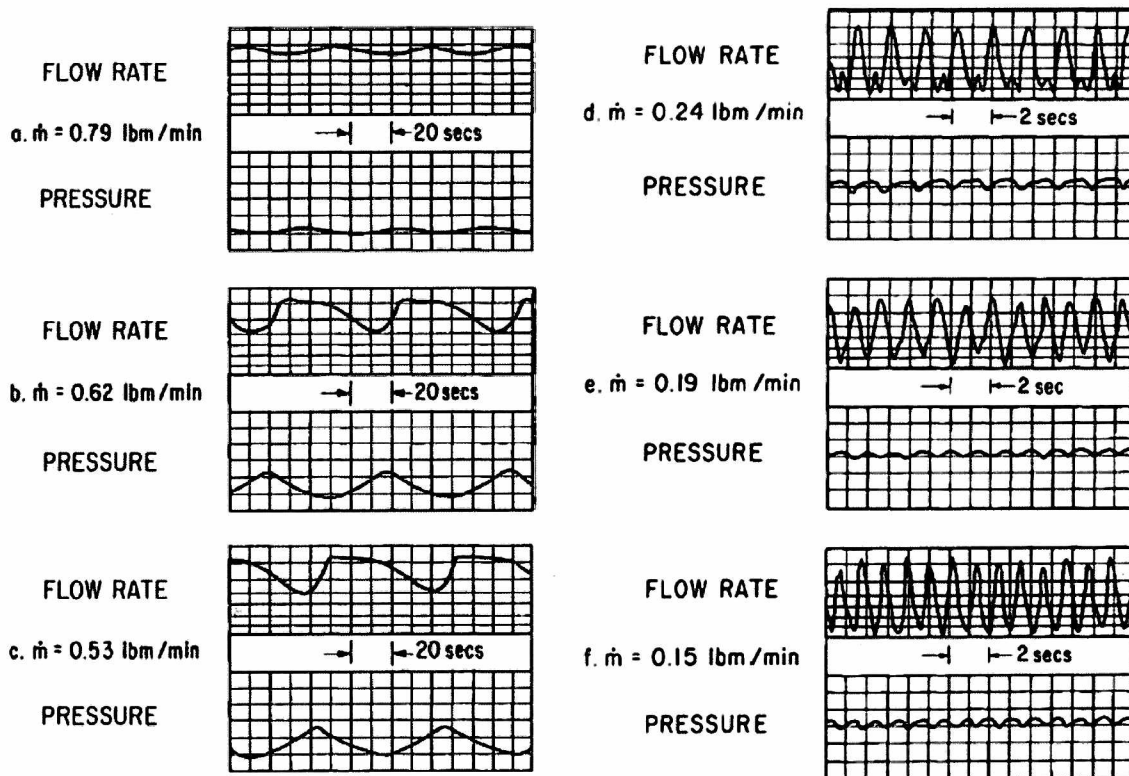


Figura 4: Curvas experimentales y teóricas de oscilaciones por ondas de densidad (derecha) y ondas de presión (izquierda). Imágenes tomadas de [32].

Así queda en evidencia que las ondas de presión resultaron tener períodos de decenas de segundos mientras que las ondas de densidad períodos de orden del segundo, ambas en las condiciones experimentales planteadas y utilizando Freon-113.

2.2.2.3 Inestabilidad por “geysering”

Este tipo de inestabilidad aparecen identificadas por [34] y por [35] como un fenómeno oscilatorio, pero no necesariamente periódico. Según [34] este fenómeno se ha observado en circuitos o canales con un extremo cerrado y el fluido calentado por su base. Cuando el flujo de calor es alto, la ebullición comienza en la base y si la presión es baja, se inicia una generación muy rápida de vapor además de la disminución de la columna hidrostática y una expulsión de vapor por el canal. Luego el canal se llena de nuevo y el circuito se repite.

Si bien el mecanismo propuesto en [35] difiere ligeramente al comentado, en ambos casos se requiere de una chimenea adiabática por arriba de la zona calentada como condición necesaria para la producción de la expulsión de vapor. Según [35] en el mecanismo se consideran efectos de condensación en el tubo ascendente y sería de esperar que el “geysering” ocurra durante la ebullición subenfriada, cuando los burbujas se separen de la superficie y entren en la chimenea (donde el agua está subenfriada). Allí la burbuja crece debido a la disminución de la columna hidrostática y la condensación puede ocurrir. Esta condensa-

ción repentina provoca una despresurización que hace que el agua líquida ocupe el espacio vacío por la burbuja condensada. De este modo aumenta el caudal en la sección calentada que hace desaparecer la ebullición subenfriada reduciendo la fuerza boyante, y de nuevo decrece el caudal. Luego este proceso se repite.

El fenómeno de “geysering” implica la formación de burbujas, desprendimiento y crecimiento de las mismas y su condensación, por lo que debe tenerse en cuenta el no equilibrio termodinámico. Por otro lado, durante la inestabilidad por “flashing” que se describe en la sección 2.2.2.4, el vapor se encuentra en equilibrio térmico con el agua circundante y las burbujas no se condensan durante la oscilación. Ambas inestabilidades se observaron solamente en condiciones de baja presión. La inestabilidad debida a la ebullición inicial suele desaparecer con el aumento de la presión del sistema debido a la fuerte influencia de la presión sobre la fracción de vacío y, por tanto, sobre la densidad, [12]. Las oscilaciones en esta inestabilidad tienen períodos de decenas a mil segundos según se muestra en [36].

2.2.2.4 Inestabilidades por “flashing”

Se espera que ocurra la inestabilidad por “flashing” en canales verticales con chimeneas no calentadas como en circuitos de reactores nucleares en circulación natural [37], [38] o en los arranques de reactores tipo BWR [21]. Esta inestabilidad, considerada puramente dinámica según [21] está causada fundamentalmente porque el líquido caliente a la salida del canal calefaccionado experimenta una disminución de presión a medida que fluye hacia arriba, llegando a su saturación y a la producción de vapor. La entalpía de saturación depende fuertemente de la presión y suele darse a presiones bajas. El mecanismo de producción de vapor es también diferente al fenómeno de “geysering” que se comentó en la sección anterior.

El aumento de la fuerza de empuje generada por la vaporización aumenta el caudal reduciendo la temperatura de salida, eliminando la evaporación. Esto, a su vez, reduce la fuerza motriz y el caudal, aumentando la vaporización nuevamente. De este modo se genera una realimentación termo-hidráulica que puede provocar oscilaciones auto-sostenidas. Dado que las oscilaciones para bajos títulos afectan directamente a la columna gravitatoria se consideran estas inestabilidades como ondas de densidad del tipo I.

2.2.2.5 Ondas acústicas

Este tipo de inestabilidad se considera generada por una resonancia de ondas de presión y se les ha prestado muy poca atención, ver [12] y [15]. Estas oscilaciones fueron observadas, por ejemplo, durante los experimentos de descargas de sistemas presurizados en el que se ocasionan múltiples reflexiones de ondas de presión. También fueron observadas en sistemas subenfriados, en ebullición nucleada y en ebullición pelicular. Las oscilaciones acústicas se caracterizan por tener altas frecuencias del orden de 10-100 Hz, y estarían relacionadas con la propagación de la onda de presión en el sistema [34].

En [12] se describe que un mecanismo para estas oscilaciones puede provenir de la respuesta térmica de la película de vapor a una onda de presión durante la ebullición. Esto es, durante la onda de compresión (y rarefacción) que pasa por la película de vapor, esta se comprime cambiando su conductancia térmica y dando como resultado una mayor generación de vapor. Luego, cuando pasa esta onda de rarefacción, la película de vapor se expande reduciendo la generación de vapor. Las oscilaciones acústicas también se han usado para describir los sonidos de alta frecuencia (1000-10000 Hz) que se producen en ebullición por colapso de burbujas.

2.2.2.6 Oscilaciones térmicas

Las oscilaciones térmicas según [12] se emplean para identificar fluctuaciones entre las temperaturas de un sólido que interactúa con el fluido.

Se considera que estas oscilaciones se producen por inestabilidades en la transferencia de calor durante la ebullición luego del dry-out y el fenómeno fue descrito por primera vez en [39]. Estas fluctuaciones térmicas se caracterizan por grandes cambios en la temperatura del sólido y pueden haber varios cambios de regímenes de flujo: el flujo anular, la ebullición pelicular o en gotas ("mist") y, de este modo, producir oscilaciones de temperatura de amplitud elevada.

Esta inestabilidad, según [34], viene acompañada de otra como las oscilaciones de onda de densidad que son necesarias para activar las oscilaciones térmicas. También se han observado [40] experimentalmente estas oscilaciones térmicas iniciadas por oscilaciones por cambios de presión.

2.3 Inestabilidades en circulación natural

En reactores nucleares, la circulación natural resulta un mecanismo de interés en la etapa de diseño, operación y evaluación de la seguridad. En efecto, la diferencia de altura geométrica entre la fuente caliente y fría, núcleo y generadores de vapor, respectivamente, producen una fuerza neta para el movimiento de fluido por circulación natural para la remoción del calor residual ya sea por el decaimiento de productos de fisión o por aquellos componentes (internos del reactor) activados. También, la circulación natural aparece en otras aplicaciones industriales como calentadores solares, la producción de energía geotérmica, enfriamiento de los motores, entre otras [41], sin embargo, aquí nos enfocaremos únicamente en reactores nucleares.

La circulación natural es usada como un método (pasivo) para remoción de calor en reactores nucleares en alguna etapa durante incidentes o eventos. Hay reactores como el CAREM, ver [37] y [38], entre otros, que operan u operarán normalmente en circulación natural.

En general, un flujo *en circulación natural es intrínsecamente menos estable* en comparación con un flujo en condiciones de circulación forzada, como las descritas en las secciones anteriores. Esto es debido a que los incrementos de presión por diferencia en alturas y densidades son más pequeñas que las que pueden darse en circulación forzada, [22].

Desde el punto de vista térmico-hidráulico, se deben distinguir circuitos más bien simples como el circuito de Welander que estudiaremos en el capítulo 4 y más complejos como instalaciones experimentales que analizaremos en el capítulo 5, que son susceptibles de ser inestables.

En particular, se pondrá énfasis en aquellos escenarios en circulación natural que ocurren con diferentes valores del inventario de masa del sistema. Por ejemplo, para los reactores nucleares aquellos escenarios como roturas pequeñas en el circuito primario con la pérdida de corriente eléctrica (para descartar el uso de las bombas principales).

Si la refrigeración por circulación natural es eficiente como mecanismo de remoción durante las condiciones indicadas en el párrafo precedente, entonces se puede asegurar la refrigeración por cierto tiempo, asumiendo que los generadores de vapor se encuentran disponibles. Por lo tanto, en condiciones accidentales en una instalación nuclear es importante estudiar las condiciones de estabilidad para asegurar esta refrigeración.

En la siguiente sección se presentan los regímenes de flujo durante un evento con reducción de inventario y en circulación natural. Luego se analizarán las condiciones de estabilidad de los mismos teniendo en cuentas las inestabilidades de las secciones anteriores.

2.4 Regímenes de flujo en circulación natural

En reactores nucleares de potencia como en los PWR, PHWR, BWR, entre otros, luego de eventos como la pérdida de corriente eléctrica externa e interna, la pérdida de circulación forzada o las pérdidas pequeñas de refrigerante, la circulación del fluido es por circulación natural si no hay otros mecanismos activos [42] y [22]. Durante este proceso se extrae el calor de decaimiento en el núcleo y se transporta al lado primario de los generadores de vapor donde se transfiere al sistema secundario y de allí al sumidero final.

La Figura 5 muestra que para un reactor tipo PWR, representado por diversas instalaciones experimentales integrales, se pueden identificar tres modos de circulación natural, que dependen del incremento de la fracción de vacío en las ramas fría y caliente. Los modos son:

- Simple fase donde el refrigerante se encuentra subenfriado y sin contenido de vapor
- Doble fase con cantidades significativas de vapor
- Condensación de reflujo, en la que la circulación es mayormente de vapor que es condensado en el generador de vapor y reingresa al núcleo.

El caudal de circulación a través del núcleo del reactor es el parámetro más relevante en los primeros dos modos, mientras que el tercer modo se caracteriza por un caudal prácticamente nulo. En la Figura 5 se muestran esquemáticamente los modos de circulación natural mencionados en función del inventario de masa (eje horizontal).

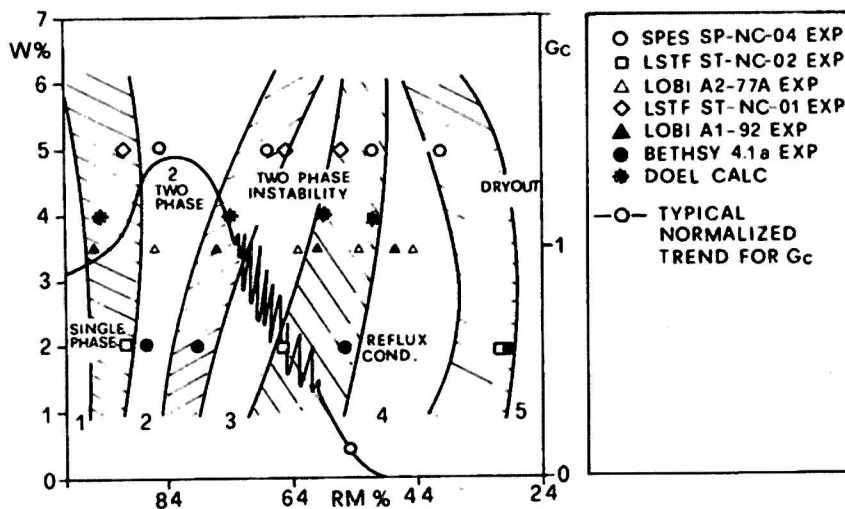


Figura 5: Mapa típico de regímenes de flujos de circulación natural, tomada de la referencia [42].

En la referencia [42] se presenta información experimental sobre instalaciones integrales y se muestran los mapas de flujo de circulación natural durante experiencias con reducción de inventario, como se verá más adelante.

Los ensayos en distintas instalaciones consistieron en alcanzar un estado estacionario y luego detener las bombas principales de circulación en conjunto con el corte de la generación de potencia eléctrica. Durante este proceso se considera que el sistema de alimentación del lado secundario está operativo. La potencia eléctrica del núcleo del reactor tendrá valores típicos de la potencia de decaimiento (5 %, 3 %, 2 %, etc.) y la presión del sistema primario se acerca a la presión de saturación. Estos eventos son los esperados durante una pérdida pequeña de refrigerante.

2.4.1 Circulación natural en simple fase

En el régimen de circulación natural en simple fase no hay vapor saturado en el plenum superior del sistema primario, es decir, a la salida del núcleo el refrigerante se mantiene sub-enfriado. El flujo a través del núcleo es el resultado de un balance entre las fuerzas impulsoras y las resistivas. Las fuerzas impulsoras vienen dadas por la diferencia de densidad del fluido que ocurre entre el lado descendente de los tubos en U más el espacio anular del recipiente de presión y el núcleo más el lado ascendente de los tubos en U en los generadores de vapor. Las fuerzas resistivas son generadas por caída de presión por fricción en todo el circuito. Las velocidades del fluido resultantes, en general, son suficientes para remover

la potencia del reactor en ebullición nucleada sub-enfriada o en los regímenes de transferencia de calor en convección forzada, no habiendo ebullición pelicular en el núcleo. Es de esperar del diseño de un reactor nuclear que la circulación natural, teniendo disponibilidad de los generadores de vapor, remueva la potencia de decaimiento del núcleo. Los datos experimentales de las pruebas en instalaciones integrales confirman esta capacidad.

2.4.2 Circulación natural en doble fase

El régimen de circulación natural en doble fase ocurre como consecuencia de la pérdida de inventario másico del sistema primario. Ambas fuerzas, la impulsora y la resistiva aumentan cuando decrece la masa total de refrigerante. Por un lado, aparece vapor saturado en el plenum superior y en las ramas calientes y un consecuente aumento de las fuerzas resistivas. Por otro lado, la diferencia de densidades entre el lado caliente y más frío se incrementa, aumentando la fuerza impulsora. El resultado neto, inicial, es que se observa en esta etapa un incremento de caudal hasta alcanzar un máximo en función del inventario por prevalencia de las fuerzas impulsoras. Luego el caudal decae porque se incrementan las resistivas.

En el núcleo se experimenta una transferencia por convección con coeficientes similares a una convección forzada con fluido subenfriado y saturado. La condensación, posteriormente, se desarrolla en los tubos en U de los generadores de vapor.

2.4.3 Condensación por termosifón

Cuando el inventario de masa decrece debajo de un umbral, las fuerzas impulsoras disminuyen y se produce condensación en la parte ascendente de los tubos en U de los generadores de vapor de manera intermitente. Esto da origen a oscilaciones en el flujo de entrada al núcleo.

A inventarios másicos del orden del 70 % del valor nominal, la eficiencia de la transferencia de calor por condensación en los tubos en U de los generadores de vapor es la causa de que toda la potencia térmica del núcleo sea removida en la parte ascendente de estos tubos. El nivel de líquido en el tubo ascendente aumenta debido a que la velocidad de la mezcla líquido-vapor (en la misma dirección o a contracorriente) en la entrada del tubo evita que se drene hacia abajo. Por ello el nivel de líquido aumenta hasta alcanzar la máxima altura. Durante este período el caudal en la entrada del núcleo es cercano a cero. Una vez que el nivel de líquido alcanza la parte más alta de los tubos en U, el efecto sifón ocurre y causa el vaciamiento de la parte ascendente de los tubos y el restablecimiento del caudal de entrada al núcleo. Así un nuevo ciclo comienza.

En los generadores de vapor hay miles de tubos en U con distintas longitudes y pérdidas de cargas similares, pero no idénticas y, por ende, distintos caudales. Si sumamos lo visto en el párrafo anterior a miles de tubos pueden darse una cantidad muy grande de combinacio-

nes y situaciones diferentes como la explicada. Incluso, pueden dar condiciones para la ocurrencia de inestabilidades, inversiones de caudal, etc.

2.4.4 Reflujo por condensación

A bajos inventarios másicos de refrigerante y a baja potencia del núcleo, las velocidades de vapor son bajas en la parte superior del sistema incluyendo las ramas calientes y la entrada a los generadores de vapor. Como la velocidad del vapor es pequeña no es suficiente para producir el fenómeno de limitación por contracorriente (counter current flow limitation o CCFL por su sigla en inglés). En estas condiciones el líquido que es condensado en la parte ascendente de los tubos en U puede descender por la misma rama hacia la rama caliente y hacia el núcleo.

En las ramas calientes puede suceder que haya vapor y líquido estratificado a contracorriente. El caudal másico dentro del núcleo es prácticamente nulo. La potencia térmica del núcleo puede ser removida por ebullición en régimen de transferencia de calor en ebullición nucleada saturada.

2.4.5 Ocurrencia de Dry-out

El "dry-out" es un punto específico de la curva de ebullición [43] cuando se deteriora de manera importante la transferencia de calor en la pared, y este fenómeno es de importancia, por ejemplo en el núcleo de un reactor nuclear. Es común encontrar este fenómeno cuando el inventario decrece por debajo del 40 % pero no puede considerarse como un régimen en circulación natural. Esta condición ocurre por el bajo caudal y una alta fracción de vacío, que podría dar origen a una inestabilidad de la transferencia de calor desde los elementos combustibles al fluido.

2.4.6 Construcción de mapas de flujo en circulación natural

Debido a las diferencias geométricas y de configuraciones en una central nuclear, en [42] se propone la construcción de un mapa de flujo en circulación natural (natural circulation flow map, NCFM según la sigla en inglés). En este mapa, en el eje de las ordenadas se representa el cociente del caudal de circulación y la potencia entregada. En el eje de abscisas se representa el inventario másico porcentual respecto al inventario nominal o bien, usualmente, el inventario másico dividido el volumen del sistema primario. En [42], el diagrama se obtiene asumiendo una potencia de decaimiento y una presión del sistema primario cercano a la presión de saturación correspondiente a la temperatura nominal del refrigerante.

Cabe aclarar que al 100 % de inventario, el caudal de circulación natural es el valor esperado una vez que las bombas principales de circulación se detengan, que la potencia se man-

tiene constante (decaimiento) y que el sistema secundario se mantiene a presión e inventario constante. La curva de la Figura 5 muestra cinco regímenes de circulación natural que han sido discutidos anteriormente, siguiendo una secuencia de inventario decreciente, se tiene: simple fase, doble fase estable, doble fase inestable, condensación de reflujos y ocurrencia de "dry-out". La curva continua es una representación esquemática de un transitorio con una pequeña pérdida de refrigerante.

En la región del mapa en la que ocurre la condensación en termosifón se desarrollan inestabilidades que producen máximos más pequeños, inclusive con inversiones del caudal. La condensación de reflujos es caracterizada por un flujo casi nulo a la entrada del núcleo, aunque hay flujos ascendentes y descendentes de una mezcla bifásica y líquido saturado a la salida del núcleo. Finalmente ocurre "dry-out" en rangos de inventario másico entre 25 % y 40 %.

En la referencia [42], los autores muestran los resultados un conjunto de experiencias realizadas en instalaciones integrales en las que se evaluó su comportamiento durante circulación natural. De allí, se tomó una de las imágenes que se presenta en la Figura 6.

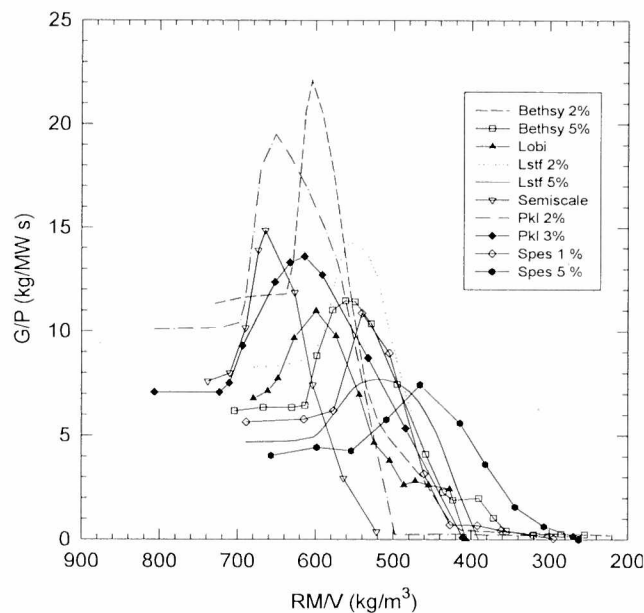


Figura 6: Mapa de circulación natural obtenido de instalaciones experimentales según [42].

De esta imagen, los autores también extrajeron los límites que básicamente son la envolvente superior e inferior de los resultados experimentales [44]. Estos límites se transcriben en la Figura 7.

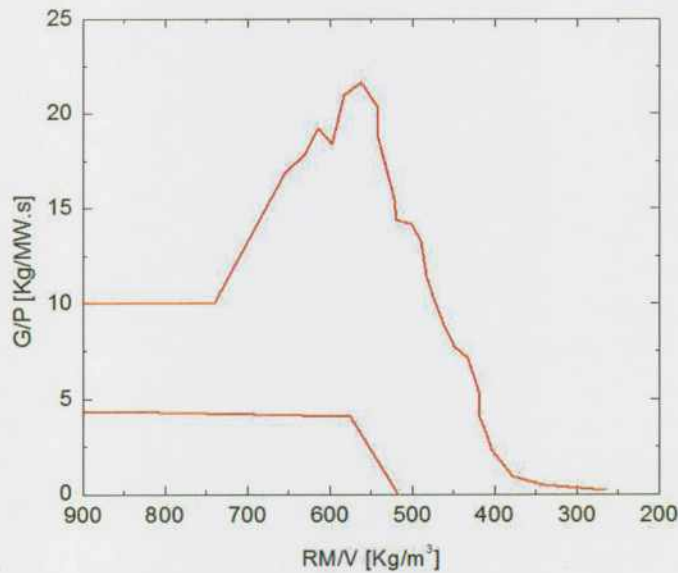


Figura 7: Envoltente de circulación natural obtenido de instalaciones experimentales según [42].

Básicamente, del análisis presentado en [42] se espera que los mapas de flujo en circulación natural en reactores nucleares (a escala completa) se encuentren dentro de los mencionados límites. Cabe mencionar que cuanto menor es el máximo y más baja sea la curva obtenida, la remoción de calor por circulación natural resulta menos eficiente.

2.4.7 Antecedentes de mapas de circulación natural en centrales nucleares

Como fue mencionado, los límites de la Figura 7 fueron obtenidos por instalaciones que representaban PWR (Westinghouse o KWU). En la referencia [45] esto se extendió a otros tipos de diseño de reactores como VVER y se probó con la instalación experimental canadiense RD14M. Se observó que estas instalaciones también se encuentran dentro de los límites.

Es interesante mencionar que se hizo un estudio de características similares para la Central Nuclear Atucha I en la referencia [9] con simulaciones realizadas utilizando un código de sistemas como los empleados en evaluaciones de seguridad nuclear. En la sección 2.7.1.2 se dará un breve detalle de este código, llamado RELAP5. También se realizó un estudio para la Central Nuclear Atucha II y que se describe en la referencia [8]. En estas referencias se muestran, además, que en los PHWR del tipo de recipiente de presión el mapa de flujo queda contenido dentro de los límites de la Figura 7.

Cabría agregar el mapa obtenido para la instalación RD14M y la aparición de inestabilidades durante los regímenes de circulación en doble fase [10], pero ello se va a tratar en el capítulo 5 de este trabajo.

2.5 Inestabilidades por redistribución de caudal revisitadas

En este trabajo nos enfocaremos en las inestabilidades por distribución de caudal en canales en paralelo. Como fue comentado, esto fue estudiado bastante en distintos ámbitos, no solo en la industria nuclear sino, por ejemplo, en otras industrias de generación térmica o químicas. Recientemente, se han estudiado estos fenómenos en centrales solares térmicas en las que se utilizan una serie de colectores solares parabólicos paralelos para generar vapor directamente en lugar de utilizar el aceite como medio de calentamiento secundario [46]. Debido a estas inestabilidades puede aparecer el fenómeno de flujo crítico de calor en microcanales [47] o en canales en reactores nucleares [48]. Por lo tanto, tener la capacidad de predecir adecuadamente estas inestabilidades, una vez más, es importante durante el diseño y análisis de seguridad del reactor para asegurar que un margen suficiente a los límites de seguridad de barreras de protección física para mantener los productos de fisión dentro de su vaina [48].

Debido a lo anterior, este fenómeno ya sea para la industria nuclear u otras se estudió extensamente. En [49] se presentan los resultados experimentales usando Freon-113, con canales paralelos calentados eléctricamente (aproximadamente 40 cm de largo, 4 mm de diámetro interno) donde se ha observado la redistribución de caudal y las excursiones de flujo debido a inestabilidades por presión y por ondas de densidad. Se establece allí un criterio de estabilidad para la distribución de caudal en canales paralelos usando las curvas características. Por ejemplo, en la Figura 8 se muestran los resultados experimentales para tres canales en ebullición y la forma de la redistribución de caudal. En la referencia mencionada, también se muestran los criterios de estabilidad para varios canales en paralelo, hasta tres.

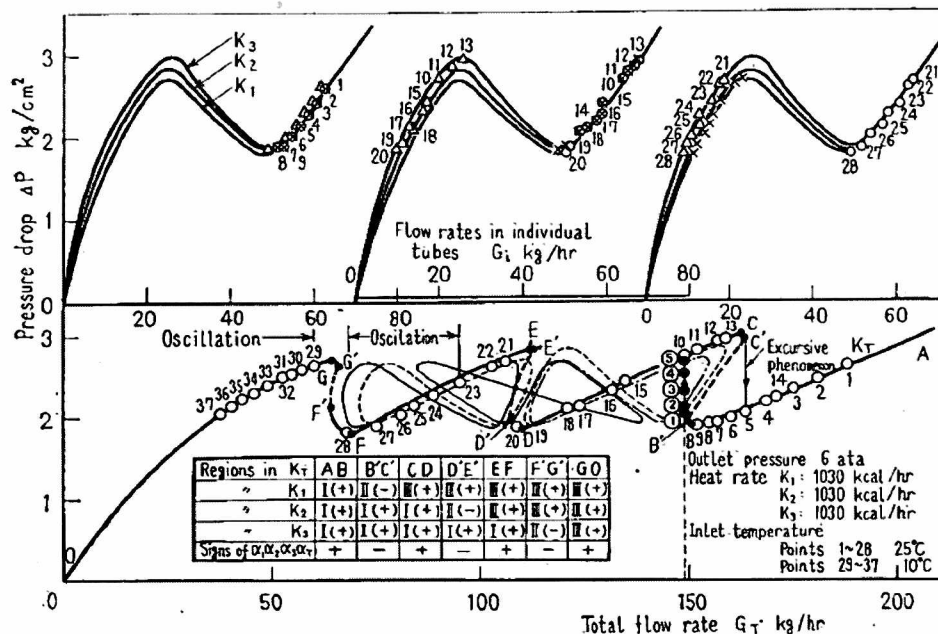


Figura 8: Resultados experimentales de la referencia [49] con los que se muestra la redistribución de caudal.

Debido a la importancia que la aparición de esta inestabilidad está teniendo en la generación de vapor en la industria solar se han realizado numerosos estudios teóricos y experimentales. En [50] se investigó experimentalmente la bifurcación de caudal en una mezcla aire-agua en canales en paralelo, con la misma entrada y salida. Se describe a la bifurcación de caudal en base a mapas de regímenes de flujo mostrándose que la división es asimétrica incluso cuando los canales están calentados simétricamente. En [51] se observaron efectos similares a los comentados anteriormente, pero para cuatro canales en régimen bifásico. Se vio que la mezcla bifásica solo pasa por un canal mientras que los otros tres se llenaban con agua. Estos experimentos fueron realizados con diversos ángulos de inclinación mostrándose que la bifurcación dependía del ángulo y, por lo tanto, de la columna hidrostática en cada canal.

Adicionalmente, hay estudios teóricos con una mayor cantidad de canales verticales como el mostrado en [52]. En ese trabajo también se presenta un estudio llevado a cabo con RELAP5 de inestabilidades con distribución de caudal sumadas a otras como ondas de densidad y el análisis de los parámetros del sistema. Estos análisis se hicieron para canales en paralelos muy delgados (microcanales) con el objetivo de mostrar que las inestabilidades también ocurren en esas condiciones.

Por otro lado, en [53] y [54] se presentan modelos teóricos simplificados para el estudio de estas inestabilidades por redistribución de caudal. Estos modelos también fueron comparados con experiencias realizadas para bajos caudales (menores al g/s) y a presión atmosférica. Del análisis de estabilidad aparecen las zonas de múltiples soluciones estables. En [55] se presenta un modelo similar al anterior pero para cuatro canales paralelos con calentamientos asimétricos y se muestran también los resultados experimentales. Se observa un razonable acuerdo entre los caudales de bifurcación y los modelos realizados (ver 3.2.7).

Desde el punto de vista de reactores nucleares comerciales, uno de los estudios teóricos de inestabilidades por redistribución de caudal fue presentado en [48] donde se hace un análisis de sobre el posible secado de los elementos combustibles cuando en uno de los canales circula solo vapor.

En los trabajos mencionados anteriormente hay modelos teóricos con el objetivo de predecir la inestabilidad. Por ejemplo, el presentado en la referencia [56] en la que los autores además intentan mostrar el control de la inestabilidad en forma simultánea con su disparo. Algunos de los trabajos más recientes son [57] y [58]. En el primero de ellos, por el autor de esta tesis, se presentan las condiciones de estabilidad necesarias para cuatro canales en paralelo. En la segunda referencia se obtienen resultados de las condiciones de estabilidad por métodos distintos para diferentes números de canales en paralelo. Los resultados obtenidos y presentados en [57] son lo que se mostrarán en el Capítulo 3.

Aquí hay que hacer hincapié en que todos los trabajos señalados tratan de tubos verticales. Sin embargo, en la literatura hay pocos trabajos presentados sobre tubos en U invertidos. Cuando se tratan los temas de tubos en U como en los generadores de vapor, uno de los

principales efectos que aparecen es la inversión de caudal. Las inestabilidades en tubos en U invertidos fueron estudiadas teóricamente y se han visto resultados experimentalmente en instalaciones integrales como el LOBI durante circulación natural [59] y modelos simples que incluyen el flujo en doble fase, como por ejemplo los que se encuentran en [60], [61] y en [62]. En este trabajo se presentarán resultados de tubos en U invertidos y el desarrollo de inestabilidades en canales en paralelos según lo desarrollado en la referencia [63]. Hay evidencia de mal distribución de caudales en generadores de vapor de la instalación integral ROSA durante circulación natural [64].

2.6 Análisis de estabilidad lineal y no lineal

Los análisis de estabilidad se realizan planteando las ecuaciones de conservación en el espacio temporal. Estas ecuaciones se perturban en torno al estado estacionario según se detallan en [65] y en [3]. El análisis lineal consiste en linealizar las ecuaciones perturbadas y resolverlas analíticamente para obtener la ecuación característica. A partir de las raíces de la ecuación característica se estudia la estabilidad por medio de criterio de Nyquist [33]; es decir, si la parte real de las raíces es positiva, entonces el sistema es inestable. Este método, comparado con hallar la región estable para cada parámetro, es computacionalmente menos costoso y proporciona una solución analítica exacta del sistema de ecuaciones y se evitan las inestabilidades numéricas. Sin embargo, el proceso para obtener la ecuación característica es un camino muy tedioso e incluso un pequeño cambio en la geometría requiere una nueva derivación.

El análisis lineal nos indica si un estado estacionario particular es estable o inestable y es adecuado para generar un mapa de estabilidad, pero no nos dice cómo se puede alcanzar dicho estado estacionario. Por lo tanto, se requiere un análisis no lineal para establecer el dominio estable y esto se lleva a cabo por los códigos en el dominio del tiempo resolviendo las ecuaciones diferenciales. Por lo general, estos códigos se basan en el método de diferencias finitas o volúmenes finitos y pueden ser afectados por problemas de inestabilidad numérica. El análisis de estabilidad se lleva a cabo igual que un análisis transitorio normal con las condiciones de estado estacionario como las condiciones iniciales. Es una práctica habitual perturbar una de las variables dependientes y seguir el comportamiento de la perturbación. Si la perturbación desaparece con el tiempo el sistema es estable, si oscila con la misma amplitud es neutralmente estable y si crece con el tiempo, entonces es inestable.

En principio, el análisis no lineal puede realizarse mediante códigos utilizados para el análisis térmico e hidráulico normal de los reactores nucleares que se presentan en la próxima sección.

2.7 Modelado de Inestabilidades. Tipos de análisis y sus ventajas y desventajas

El estudio de la estabilidad de un sistema consiste en ver la respuesta temporal del mismo frente a una perturbación interna o externa. Si el sistema es estable, todas las variables convergerán al punto fijo (o en un punto próximo cercano del punto fijo “estabilidad Ljapunov”). Si el sistema es inestable, alguna de las variables divergirá de forma oscilatoria o exponencial.

Básicamente se han desarrollado dos tipos de códigos para analizar la estabilidad de sistemas, en ebullición. Estos pueden ser códigos de dominio de frecuencia y códigos de dominio de tiempo. Algunos ejemplos de ellos se ilustran en Tabla 1 y Tabla 2, y mayor información se puede encontrar en la referencia [3]. Los códigos mencionados, además, resuelven la dinámica neutrónica, que está fuertemente acoplada a la termohidráulica. Esta neutrónica puede implicar desde un modelo de cinética puntual hasta un cálculo tridimensional.

En los códigos en el dominio de frecuencia se perturban las variables y mediante una transformación de Laplace se infiere la dinámica del sistema. Estos códigos sólo analizan la dinámica lineal. Por otro lado, los códigos en el dominio del tiempo evalúan la evolución temporal y tienen la capacidad de estudiar los efectos no lineales.

Un estudio muy extenso del análisis no lineal en reactores nucleares tipo BWR puede encontrarse en [66]. En dicha referencia se ha usado RAMONA5, estudiando los tipos de no linealidades y las características de las mismas.

Tabla 1: Códigos de cálculo en el dominio de la frecuencia para estudio de inestabilidades.

Nombre del código	Cantidad de ecuaciones
NUFREQ NP	4 (drift flux)
LAPUR5	3 (homogéneo)
STAIF	5 (Drift flux)
FABLE	3 (homogéneo)
ODYSY	5 (drift flux)
MATSTAB	4 (drift flux)

Tabla 2: Sistema de códigos de cálculo en el dominio del tiempo.

Nombre del código	Modelo termohidráulico		Modelo neutrónico
	Cantidad de canales	Modelo de doble fase	
RAMONA-5	Todos los necesarios	Modelo de 4 a 7 ecuaciones	3-D
RELAP5	Algunos	6 ecuaciones	Cinética puntual
RETRAN-3d	4	5 ecuaciones (relación de deslizamiento)	Cinética puntual
TRAC-G	Algunos	6 ecuaciones	Cinética puntual
ATHLET	Algunos	6 ecuaciones	Cinética puntual
CATHARE	Algunos	6 ecuaciones	Cinética puntual
CATHENA	Algunos	6 ecuaciones	Cinética puntual

Aquí solo haremos uso de códigos en el dominio del tiempo y explicaremos sus capacidades para el análisis de estabilidad.

2.7.1 Códigos de cálculo en dominio temporal

2.7.1.1 Discretización por volúmenes finitos y diferencias finitas

Para la resolución de ecuaciones diferenciales en derivadas parciales para problema de fluidos en doble fase se utilizan dos enfoques: uno integral y otro diferencial. Una descripción completa de la formulación de las ecuaciones en doble fase puede encontrarse en [67], [68], [43]. El enfoque integral puede subdividirse en dos: de parámetros concentrados y de parámetros distribuidos. El enfoque integral estudia el comportamiento de un sistema de una región específica o volumen de control. Con el enfoque integral de parámetros concentrados, se supone que el medio ocupa uno o más compartimentos, y que dentro de cada compartimento las distribuciones espaciales de las variables de interés y de los parámetros de transporte de materia no se tienen en cuenta cuando se escriben las ecuaciones integrales. Por el contrario, con el modelo de parámetros distribuidos se debe tener en cuenta la dependencia espacial de las variables dentro del volumen de control en las ecuaciones.

El método de las diferencias finitas fue el primer desarrollo para la resolución de ecuaciones diferenciales mediante el método de Taylor. La precisión del método depende del orden de discretización de las derivadas y se utiliza generalmente en geometrías relativamente simples, aun cuando el ajuste a los contornos en geometrías complicadas se ha usado desde hace tres décadas [69].

El método de los volúmenes finitos usa las ecuaciones de conservación en su forma integral. Este método fue utilizado por primera vez en [70] con el objetivo de simular un problema bidimensional de un flujo no viscoso. Este método discretiza las ecuaciones en cada uno de los "poliedros" o "volúmenes de control" del dominio, en los que previamente se realiza una discretización espacial. Básicamente indica que el cambio de una variable en el volumen está asociado a los flujos a través de las caras del poliedro.

La principal ventaja del método de los volúmenes finitos es que la discretización espacial se lleva a cabo directamente en el espacio físico del problema. Por lo tanto, no hay problemas con la transformación entre sistemas de coordenadas, como ocurre en el método de las diferencias finitas.

En comparación con el método de las diferencias finitas, el método de los volúmenes finitos es muchísimo más flexible (puede implementarse en mallas estructuradas y no estructuradas); y por ello es el método más empleado para la resolución de flujos con geometrías complejas.

El método de los volúmenes finitos se basa en la discretización directa de las ecuaciones de conservación de la masa, cantidad de movimiento y la energía y permite la formulación directa de aproximaciones conservativas. Esto nos lleva a otra característica importante de este método, que es la obtención de soluciones "débiles" de las ecuaciones ya que proviene de las relaciones integrales en cada volumen. Es interesante resaltar que, bajo ciertas condiciones restrictivas, el método de los volúmenes finitos es equivalente al método de las diferencias finitas. Por esto, hoy en día, es el método más utilizado.

2.7.1.2 Descripción del código de sistemas RELAP5

El código RELAP5 mod 3.3 patch 4 (RELAP5 de aquí en adelante) es un código de cálculo para el estudio de situaciones transitorias en reactores refrigerados con agua (H_2O o D_2O) y fue desarrollado por la Comisión de Regulación Nuclear de los Estados Unidos (US NRC) para su uso en el licenciamiento de centrales nucleares [71].

El RELAP5 es un código suficientemente genérico que, además de simular el comportamiento del núcleo del reactor, puede emplearse para simular un conjunto de fenómenos hidráulicos y térmicos acoplados con una cinética neutrónica puntual y sistemas de control. El modelo hidrodinámico RELAP5 es unidimensional y utiliza un modelo de dos fluidos. Esto es, en un volumen de control se modela el comportamiento del agua y vapor, más los gases no condensables y el seguimiento y distribución de una concentración de un soluto como boro (un veneno neutrónico). También permite la aproximación del núcleo del reactor mediante geometría con simetría axial con flujos transversales de cantidad de movimiento y energía.

El modelo de dos fluidos consiste en seis ecuaciones de conservación, una para cada fase, más sus relaciones constitutivas y una ecuación de estado. El modelo hidrodinámico está

preparado también para simular situaciones con flujo homogéneo en equilibrio térmico entre fases y con la misma velocidad, es decir una relación de deslizamiento entre fases igual a la unidad resultando en cuatro ecuaciones de conservación. Las ecuaciones de dos fluidos se formulan en términos de volumen y parámetros promediados en el tiempo. Las ecuaciones que resuelve RELAP5 de manera simplificada son:

$$\frac{\partial(\alpha_k \rho_k)}{\partial t} + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial x} (\alpha_k \rho_k v_k A) = \Gamma_k \quad (3)$$

$$\alpha_k \rho_k A \frac{\partial v_k}{\partial t} + \frac{1}{2} \alpha_k \rho_k A \frac{\partial}{\partial x} (v_k^2) = \alpha_k A \frac{\partial P}{\partial x} + \alpha_k \rho_k A B_x - \alpha_k \rho_k A [FWG](v_k) + \Gamma_k A (v_{k1} - v_k) - \alpha_k \rho_k A [FIG] (v_k - v_f) - C \alpha_k \rho_m A \alpha_l \left[\frac{\partial}{\partial t} (v_k - v_f) + v_l \frac{\partial}{\partial x} v_k - v_k \frac{\partial}{\partial x} v_f \right] \quad (4)$$

$$\frac{\partial \alpha_k \rho_k U_k}{\partial t} + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial x} (v_k \alpha_k \rho_k U_k) = -P \frac{\partial \alpha_g}{\partial t} - \frac{P}{A} \frac{\partial}{\partial x} (\alpha_k \rho_k A) + Q_{wk} + Q_{ig} \pm \Gamma_{ig} h^*_k \pm \Gamma_w h'_k + DISS_k \quad (5)$$

donde k y f representan las fases (líquido o vapor, según correspondan). El significado de los términos es:

ρ_k	Densidad de la especie k
α_k	Fración de vacío de la especie k
v_k	Velocidad de la especie k
h_k	Entalpía específica (J/kg), coeficiente de transferencia de calor (w/m ² K), coeficiente de transferencia de energía para Γ_g
Γ_k	Tasa de Intercambio de masa (kg/m ³ s)
FWG/FWF [.]	Coficiente de arrastre del vapor o líquido (s ⁻¹) en la pared
FIG/FIF [.]	Coficiente de arrastre interfacial del vapor o líquido (s ⁻¹)
B_x	Fuerza en volumen en la dirección x por unidad de masa (m/s ²)
C	Coficiente de masa virtual
$DISS_k$	Disipación de energía por unidad de volumen de la especie k
Q_{wk}	Tasas de transferencia de calor por unidad de volumen entre la pared y la especie k
Q_{ig}/Q_{if}	Transferencia de calor interfacial
$\Gamma_{ig} h^*_k$	Vaporización o condensación de interfaz
$\Gamma_w h'_k$	Vaporización o condensación en la pared
A	Área de paso (m ²)
P	Presión absoluta (Pa)
U_k	Energía interna (J/kg)

Las ecuaciones diferenciales básicas de dos fluidos tienen raíces características complejas que dan al sistema un carácter elíptico en el tiempo [72] y, por lo tanto, constituye un problema de contorno mal planteado. En RELAP5, el problema numérico resulta bien planteado por la introducción de términos de viscosidad artificial en la formulación en volúmenes finitos

que amortiguan los componentes espaciales de alta frecuencia. Las ecuaciones anteriores se resuelven numéricamente utilizando una técnica de volúmenes finitos semi-implícitas. Este esquema numérico se concibe con el fin de introducir un mínimo de tratamiento implícito para evitar graves limitaciones al paso de tiempo, manteniendo un costo computacional limitado. La técnica es un acoplamiento implícito entre la presión en los volúmenes y los caudales, que se introduce para evitar el límite de Courant para perturbaciones sónicas. Luego los flujos de energía a través de las uniones se evalúan sobre la base de entalpías dadas anteriormente. Esto resulta en una limitación basada en el número de Courant "material". Los procesos interfaciales se evalúan implícitamente para evitar el desarrollo de inestabilidades.

La técnica usada en RELAP5 propone utilizar ecuaciones de sumas y restas entre las fases en lugar de cada ecuación para cada fase. La grilla espacial usada en RELAP5 implica evaluar cantidad escalares en los centros de los volúmenes finitos o de control y las cantidades vectoriales en los bordes de los mismos. Es decir, la grilla para la conservación de la cantidad de movimiento esta "corrida" de la grilla para masa y energía ("staggered formulation", en inglés).

Las ecuaciones de masa y energía se discretizan a primer orden en t^n y t^{n+1} dejando expresadas las velocidades al nuevo tiempo v_k^{n+1} y las presiones al tiempo n y $n+1$, según:

$$P_j^{n+1} = A v_{l,j+\frac{1}{2}}^{n+1} + B v_{l,j-\frac{1}{2}}^{n+1} + C v_{k,j+\frac{1}{2}}^{n+1} + D v_{k,j-\frac{1}{2}}^{n+1} + E \quad (6)$$

Las cantidades A , B , C , D y E son constantes que agrupan los distintos factores que surgen de la discretización, geometría y propiedades. Usando la ecuación de conservación de momento resulta para el nodo de entrada en una celda:

$$\begin{aligned} v_{l,j-\frac{1}{2}}^{n+1} &= A'(P_j^{n+1} - P_{j-1}^{n+1}) + C' \\ v_{k,j-\frac{1}{2}}^{n+1} &= B'(P_j^{n+1} - P_{j-1}^{n+1}) + D' \end{aligned} \quad (7)$$

Para el nodo de salida se obtienen expresiones similares. La ecuación de cantidad de movimiento quedará discretizada a primer orden, pero con la presión evaluada al tiempo $n+1$. Las ecuaciones de masa, energía y las ecuaciones de estado se linealizan para obtener la presión al nuevo tiempo $n+1$ y, con la conservación de cantidad de movimiento, una relación entre las presiones y velocidades. Esta manera permite obtener un problema matricial para la determinación de la distribución de presión en el tiempo $n+1$. Una vez que se estimó el campo de presiones, siguen los siguientes pasos:

- Las velocidades de las fases se evalúan utilizando las relaciones linealizadas de la ecuación de conservación de momento.
- Se obtienen "valores intermedios" de los títulos de no condensables, fracción de vacío y se evalúan utilizando las nuevas presiones y velocidades las energías internas.

- Se evalúan los “errores de masa”. El error de masa se corresponde con el máximo entre la densidad calculada por la ecuación de conservación de masa y las ecuaciones de estado linealizadas. Si el error no es lo suficientemente pequeño (según se define en el código), el paso de tiempo debe reducirse y se debe volver a calcular.
- Luego se calcula la tasa de transferencia de masa para el nuevo paso de tiempo.
- Finalmente, las ecuaciones de conservación de masa y energía se resuelven de nuevo usando volúmenes finitos con las nuevas tasas de transferencia de masa.

Una descripción más detallada del algoritmo de resolución se puede encontrar en [106]. Es importante mencionar que el esquema semi-implícito es el método más utilizado y probado en RELAP5. En el código también se implementó un método llamado “nearly-implicit” que trata de manera similar al método anterior las ecuaciones de masa y energía, pero resuelve de manera completamente implícita la ecuación de conservación de cantidad de movimiento (término convectivo y la advección en la ecuación de conservación de masa y energía). Esto tiene un costo computacional más alto y una mayor difusión numérica. Muchos modelos implementados en el código no funcionan apropiadamente con el esquema “nearly-implicit” por lo que suele usarse a modo de prueba.

2.7.1.3 Descripción del código de sistemas TRACE5

El código TRACE5 patch 0, 1, 2, 3, 4 y sus versiones intermedias, al igual que el RELAP5 descrito en la sección anterior, está representado por un conjunto de seis ecuaciones para la conservación de masa, cantidad de movimiento y energía para las fases de líquido y vapor. También permite el seguimiento de gases no condensables (aire, nitrógeno, hidrógeno etc.) y solutos no volátiles usando la conservación de masa para cada componente. Es decir, básicamente las distintas versiones son el mismo código con mejoras y corrección de errores encontrados por los usuarios. Por razones de simplificación en este trabajo usaremos únicamente el TRACE5 patch 4 (de aquí en adelante solo TRACE5).

El código TRACE5 entre las versiones 0 a la 3, a diferencia del RELAP5, permite la opción de seleccionar uno de dos métodos numéricos para la solución de las ecuaciones de flujo bifásico. El método predeterminado “Stability Enhancing Two-Step (SETS)” tiene la ventaja de evitar el límite material de Courant para elegir el paso de tiempo, pero a costa de una elevada difusión numérica (sin llegar a ser una formulación implícita). Otro método de cálculo, también incluido en el TRACE5 es el esquema semi-implícito parecido al de RELAP5. Este método puede tener una difusión numérica sustancialmente menor que el anterior, pero tiene un paso de tiempo limitado por el límite material de Courant. Este es el método a elegir para estudios de estabilidad en reactores nucleares, pero a costa de un tiempo de cálculo, en general, mucho mayor al método SETS, e incluso al RELAP5. La discretización de las ecuaciones en TRACE5 es también, a primer orden en el tiempo, y la diferencia fundamental que tiene la versión 4 sobre las anteriores es que permite discretizar a segundo orden en la posición.

En TRACE5, al igual que en RELAP5, las ecuaciones están promediadas en el tiempo y en volumen de forma que:

- El promedio de producto es igual al producto de los promedios en el volumen. Este esquema no es aplicable para el flujo laminar.
- Sólo se consideran los flujos de calor entre fases y con la pared. No se tiene en cuenta el flujo de calor turbulento entre volúmenes.
- Sólo se considera el esfuerzo de corte con la pared y entre fases.
- No se considera el calentamiento viscoso
- Las presiones en una interfaz entre fases son iguales.
- No se tienen en cuenta las masas virtuales

Básicamente TRACE5 resuelve las ecuaciones de energía y cantidad de movimiento de forma no conservativa, es decir a partir de la ecuación algebraica obtenida de la discretización de la ecuación diferencial.

En el TRACE5, a diferencia del RELAP5, el código utiliza como variables independientes a la presión y temperatura para reducir errores y para simplificar. Esta configuración se utilizó desde el patch 0 al 3 y luego, en la versión 4, se cambió a la presión y entalpía como variables independientes. En principio este cambio redujo la cantidad de iteraciones y errores de truncamiento en las tablas termodinámicas. Cabe mencionar que el TRACE5 resuelve ecuaciones no lineales usando un método iterativo en lugar de aproximaciones linealizadas como se hace en RELAP5.

El paso de tiempo en el código TRACE5 se define de varias maneras o por varios factores a saber:

- Por el límite de Courant (para el método semi-implícito)
- Por la tasa de cambio de variables de estado
- Por la convergencia de iteraciones con la matriz de presión
- Por el error de conservación de energía entre la transferencia de energía entre el fluido y la pared.
- Por valores máximo y mínimos establecidos por el usuario

El esquema semi-implícito de TRACE5 es similar al de RELAP5, pero no se linealizan las ecuaciones de conservación de masa y energía y las ecuaciones de estados, sino que se utilizan rutinas de iteración (llamadas "outer iteration").

El método SETS es el método por defecto para simulaciones y permite eliminar la limitación de la estabilidad de Courant con mínimas alteraciones al método semi-implícito. Este método SETS agrega otro paso al semi-implícito, denominado paso estabilizador, para propagar información de la ecuación de conservación de masa a través del sistema en el mismo paso de tiempo. Este método no es incondicionalmente estable y las modificaciones al método semi-implícito para la formulación del SETS son solo en los términos del flujo.

La implementación del paso estabilizante es diferente para la ecuación de cantidad de movimiento y las ecuaciones de masa y energía. En particular para estas últimas, se resuelve el paso semi-implícito primero y luego el estabilizador, mientras que al revés para la ecuación de cantidad de movimiento. De este modo se obtienen soluciones “suaves” para pasos de tiempos más grandes. El razonamiento fue que una solución se comporta mejor cuando la velocidad utilizada para el transporte de masa y energía es el resultado de una ecuación equilibrada en presión. SETS continúa utilizando valores calculados en el tiempo anterior para los coeficientes de cantidad de movimiento y transferencia de energía

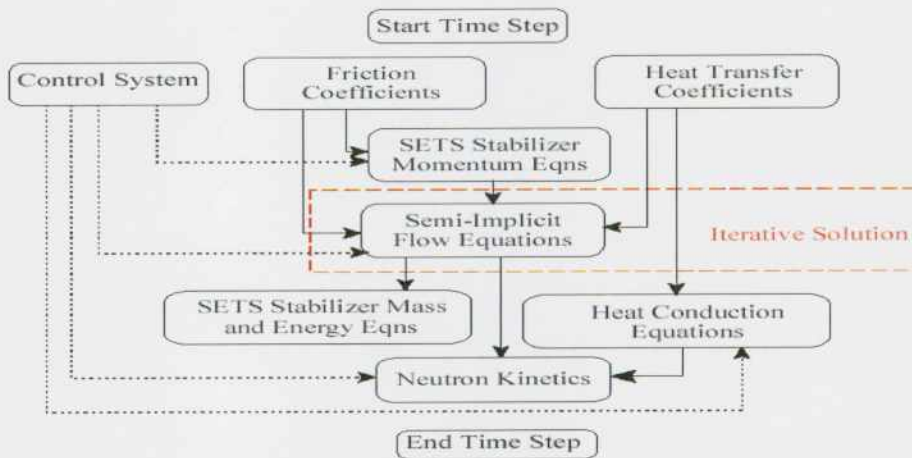
Como un ejemplo muy simple, consideremos la ecuación de conservación de masa. Para cada paso de tiempo, el método semi-implícito se utiliza para establecer en el nuevo tiempo la distribución de velocidades y luego la siguiente etapa de corrección (o “estabilizador”) para obtener una densidad en el nuevo paso de tiempo:

$$\frac{(\rho_j^{n+1} - \rho_j^n)}{\Delta t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_j^{n+1} v_j^{n+1}) = 0 \quad (8)$$

La velocidad en el nuevo paso del tiempo ya ha sido determinada por el paso semi-implícito (iteración interna) como se mencionó para el RELAP5, y sólo se desconoce la densidad en el nuevo paso del tiempo. La información del cambio de densidad para nuevos valores de tiempo es propagada a todas las celdas simultáneamente.

En TRACE5, la evaluación inicial del término de fricción interfacial es considerada suficientemente buena para su uso en las ecuaciones del estabilizador del movimiento [73]. Con este enfoque se desacoplan las ecuaciones de movimiento del paso estabilizador de vapor y líquido; quedando acopladas por la velocidad de fase en el nuevo paso del tiempo.

En la implementación de TRACE5, no se resuelven las ecuaciones de masa y energía del paso estabilizador directamente, sino que se resuelve la diferencia entre las ecuaciones estabilizadoras y las correspondientes del esquema semi-implícito, con el objetivo de ganar eficiencia computacional. En consecuencia, se pierde la conservación de la masa de manera rigurosa ya que depende de la convergencia de la solución de ecuaciones semi-implícitas. La ecuación de conservación de masa del paso estabilizador para un soluto disuelto se resuelve completamente ya que en el esquema semi-implícito no está presente. La secuencia de resolución básicamente es: resolver las ecuaciones de conservación de cantidad de movimiento con el esquema semi-implícito y obtener las velocidades en el tiempo $n+1$ con las presiones al mismo tiempo. Estas velocidades se sustituyen en las ecuaciones de conservación de masa y energía y se resuelve iterativamente mediante el método de Newton para obtener las presiones totales, las presiones parciales, temperaturas de cada fase, fracción de vacío y título de no-condensables. Luego se resuelven las ecuaciones de conservación de masa y energía del paso estabilizador para obtener la densidad y energía específica. Un esquema de resolución es como se muestra en la Figura 9. Para mayor información dirigirse al manual de teoría del código [73].



Arrows indicate data flow within a time step all other required data is from the previous step

Figura 9: Esquema de resolución de las ecuaciones en TRACE5 usando el esquema SETS. Imagen tomada de [73].

Capítulo III

3 Análisis de la distribución del caudal en canales paralelos. Modelado

En este capítulo analizaremos un canal en ebullición mediante modelos de parámetros concentrados y extenderemos este análisis varios canales en paralelo. Los canales se considerarán verticales y finalmente los mismos tendrán forma de U invertida como los que pueden encontrarse en los generadores de vapor de centrales nucleares. El objetivo de este capítulo es, a partir de algunas simplificaciones, encontrar las condiciones necesarias para la inestabilidad (por bifurcación de caudal) que ocurre en canales en paralelos o en tubos en U en función de las variables de proceso.

3.1 Modelado de inestabilidades. Desarrollo de un modelo analítico

Para estudiar el comportamiento de las inestabilidades, la producción de bifurcaciones de caudal (múltiples soluciones) y las oscilaciones producidas en un conjunto de canales, en primer término debemos comprender la dinámica de un canal en ebullición y luego extender los resultados.

Supongamos que tenemos un tubo o canal por el que circula cierto caudal y que se entrega una cantidad de calor uniforme a lo largo de su superficie como se muestra en la Figura 10. Si la cantidad de energía entregada es suficiente, en el tubo se encontrarán tres regiones: una región con sólo líquido, una región en doble fase y una con sólo vapor (que no es mostrada en la figura).

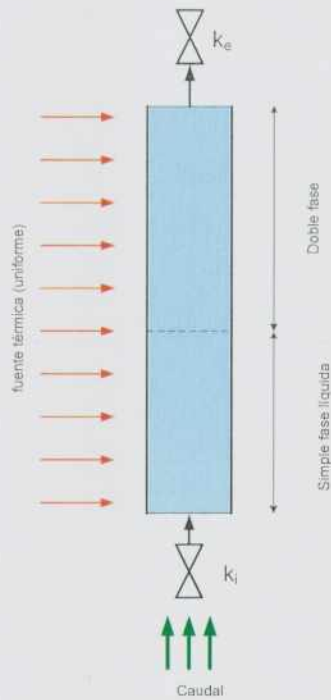


Figura 10: Esquema de un canal en ebullición.

Este sistema tiene una curva característica que puede determinarse mediante la evaluación de la pérdida de carga a lo largo del canal. Numéricamente, para obtener dicha curva se puede dividir el canal en un conjunto de N celdas o volúmenes de control y plantear la conservación de cantidad de movimiento, energía y de masa. En el [Apéndice 2](#) se presenta un modelo muy simplificado para obtener dichas curvas. El modelo se basa en determinar las condiciones termodinámicas en cada celda y de allí calcular las caídas de presión (gravedad, fricción distribuida y concentrada, aceleración, etc.). Estos términos los veremos más adelante cuando analicemos un modelo de parámetros concentrados en un conjunto de variables adimensionales (sección 3.1.1).

La forma de la curva depende fuertemente de la contribución relativa de los términos de gravedad, aceleración, forma y efectos de fricción a la caída de presión. Existe una amplia literatura que describe esta curva y analiza el comportamiento del canal dependiendo de las condiciones que fueron mencionadas en el capítulo anterior, y puede encontrarse en [15], [16], [74] y [75].

La curva característica tiene la forma como se muestra en la Figura 11. Dependiendo de las condiciones de funcionamiento, la curva sigmoidea o con forma de N clásica tiene un míni-

mo local y un máximo que típicamente separa las regiones de simple fase, líquida y gaseosa, respectivamente. En el medio, hay una región de flujo de dos fases. Para una presión de entrada constante, podría haber uno o tres caudales posibles, que se corresponden con las intersecciones entre las curvas características y una línea horizontal.

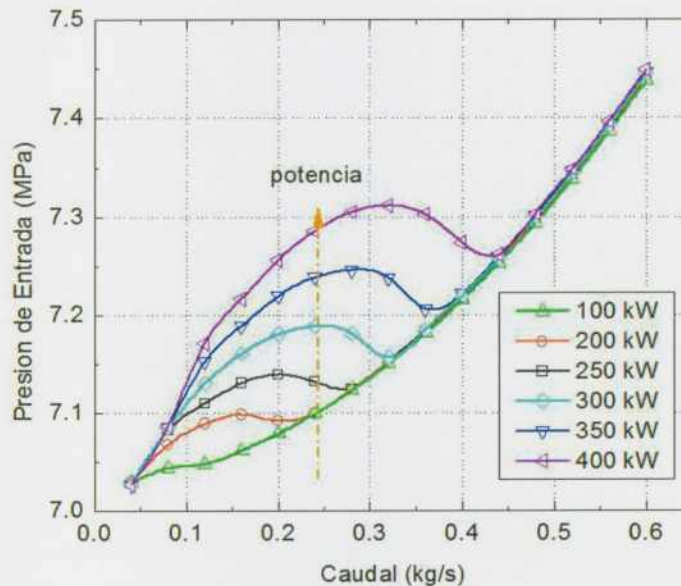


Figura 11: Curva característica de un canal en ebullición.

La figura muestra también como cambia la forma de la curva cuando se modifica la potencia entregada. La geometría y los coeficientes de pérdida de carga concentrada se detallan en la Tabla 3 siendo valores típicos de un subcanal de un reactor tipo BWR [78]. Al decrecer la potencia, y equivalentemente el flujo de calor en la pared, el mínimo y máximo se hacen cada vez más suaves observándose que para bajas potencias prácticamente no se distinguen ambos. Asimismo, a medida que la potencia aumenta, el mínimo se va corriendo hacia valores de mayores caudales.

3.1.1 Modelo de parámetros concentrados

Consideremos ahora un modelo de parámetros concentrados (con valores medios, máximos y mínimos) para describir la caída de presión en función del caudal de entrada, entre otras variables, a lo largo del canal. La caída de presión en el canal se puede escribir como la suma de diversas contribuciones:

$$\Delta P = \Delta P_{\text{fricción}} + \Delta P_{\text{gravedad}} + \Delta P_{\text{forma}} + \Delta P_{\text{aceleración}} \quad (9)$$

Aceptando algunas hipótesis, a saber:

- a) El fluido en la región subenfriada tiene una densidad igual a la de saturación.

- b) Las propiedades físicas se consideran isobáricas
- c) La pérdida de carga concentrada se evalúa con la densidad de entrada, en la condición de saturación, y a la salida teniendo en cuenta el factor de doble fase.

reemplazando los correspondientes términos de presión se puede obtener:

$$\Delta P = g Z_B \rho_f + g (L - Z_B) \rho_m + \frac{k_i W^2}{2A^2 \rho_f} + \frac{f \left(\frac{Z_B}{\rho_f} + \frac{L - Z_B}{\rho_m} \right) W^2}{2A^2 D} + \frac{k_e W^2 \phi_{2\phi}^2}{2A^2 \rho_f} \quad (10)$$

Donde Z_B es la longitud del canal sin ebullición, W es el caudal másico, A es el área de flujo del canal, g la aceleración por gravedad, L la longitud del canal, f el factor de fricción (postulado constante en este análisis e igual en simple y doble fase y, usualmente, denotado como f_{TP}), ρ_f es la densidad de líquido en condiciones de saturación y ρ_m es una densidad media en la región de dos fases. Por simplicidad en los cálculos analíticos, como ρ_m se utilizó la densidad a la salida del canal. Los parámetros k_i y k_e son los valores de pérdida de carga concentrados en la entrada y salida de los canales individuales, respectivamente, $\phi_{2\phi}^2$ es el factor de fricción bifásico evaluado en condiciones de salida, que se define como,

$$\phi_{2\phi}^2 = 1 + x \left(\frac{\rho_f}{\rho_g} - 1 \right) = \frac{(v_f + v_{fg}x)}{v_f} = \frac{\rho_f f_{TP}}{\rho_e f} \sim \frac{\rho_f}{\rho_e} \quad (11)$$

donde ρ_e es la densidad (de mezcla) a la salida y x el título. La caída de presión por aceleración del fluido se dejó de lado en este modelo, ya que tendrá baja relevancia en el umbral de inestabilidad y además facilitará hallar una solución analítica. No se considera para estos estudios de estabilidad la zona de vapor seco en la tubería porque, como se mostrará más adelante, se espera que las inestabilidades se produzcan cuando el fluido se aproxime a la saturación, es decir, la salida será solo en doble fase.

3.1.1.1 Definiciones

Algunas definiciones útiles, y comúnmente utilizadas en el estudio de canales en ebullición, son

$$N_p = \frac{Q v_{fg}}{h_{fg} v_f W}, \quad (12)$$

$$N_s = \frac{\Delta h_{in} v_{fg}}{h_{fg} v_f},$$

$$N_{fr} = \frac{fL}{2D}$$

Donde N_p , N_s y N_{fr} son los números adimensionales de cambio de fase, subenfriamiento y fricción; v_{fg} , es la diferencia entre los volúmenes específicos de gas y líquido. h_f y h_{fg} son la entalpía específica y el calor latente, respectivamente. Adicionalmente, Q es la potencia entregada y Δh_{in} es la diferencia de entalpías entre h_f y la de entrada al canal.

En este trabajo se estudiarán principalmente, en lugar de un canal, dos canales paralelos idénticos entre sí conectados al mismo plenum inferior y superior. Por lo tanto, la caída de presión a través de éstos debe ser igual. Es decir $\Delta P_1 = \Delta P_2$. Es bien sabido que este sistema puede tener varias soluciones estables como se indicó en el capítulo 2. En el caso de tener dos canales en paralelo la cantidad de posibles soluciones deberá evaluarse mediante una curva conjunta. Previo a la evaluación de dichas curvas, es conveniente definir nuevamente las variables adimensionales de la ecuación (12) para tener en cuenta que se pueden tener varios canales en paralelo. Como primeros parámetros se definen N_{pM} y N_{p1} . Donde el primero da cuenta de un número de cambio de fase del sistema y es como si fuese un canal, pero con caudal másico total del sistema. El segundo es el número de cambio de fase del canal 1.

$$N_{pM} = \frac{Q v_{fg}}{h_{fg} v_f W_T} \quad (13)$$

$$N_{p1} = \frac{Q v_{fg}}{h_{fg} v_f W_1}$$

Definiendo ϕ como la relación entre el caudal másico del canal 1 y el caudal másico de entrada total:

$$\phi = \frac{W_1}{W_T} \quad 1 - \phi = \frac{W_2}{W_T} \quad (14)$$

$$N_{p1} = \frac{N_{pM}}{\phi}, \quad N_{p2} = \frac{N_{pM}}{1 - \phi}$$

A partir de las expresiones (13) y (14) se pueden obtener la longitud de ebullición de los canales, Z_{B1} y Z_{B2} , que se definen como las posiciones en las que el fluido en cada canal alcanza la saturación; es decir, en función de las variables adimensionales y de la longitud total se obtiene:

$$Z_{B1} = \frac{N_s L}{N_{p1}} = \frac{L N_s \phi}{N_{pM}} \quad (15)$$

$$Z_{B2} = \frac{N_s L}{N_{p2}} = \frac{L N_s (1 - \phi)}{N_{pM}}$$

Evaluaremos cada término de caída de presión ΔP_1 según la ecuación (10). Recordemos que la expresión de ΔP_2 para el canal 2 será la misma que para el canal 1, cambiando ϕ por $1 - \phi$. Los términos de caída de presión en (10) relacionados con la fricción distribuida y concentrada usando la definición de los números adimensionales resulta entonces:

$$\begin{aligned} \Delta P_{1f} = & f \frac{W_T^2 \phi^2}{2A^2 D \rho_f} L \left(N_s \frac{\phi}{N_{pM}} + \left(1 - \frac{N_s \phi}{N_{pM}} \right) \left(1 - N_s + \frac{N_{pM}}{\phi} \right) \right) + \frac{k_i W_T^2 \phi^2}{2A^2 \rho_f} \\ & + \frac{k_e W_T^2 \phi^2 \left(1 - N_s + \frac{N_{pM}}{\phi} \right)}{2A^2 \rho_f} \end{aligned} \quad (16)$$

donde $\phi_{2\phi}^2$ fue reemplazado por $1 - N_s + N_{pM} \phi^{-1}$. La contribución debida al término gravitatorio es:

$$\Delta P_{1g} = g Z_{B1} \rho_f + g (L - Z_{B1}) \rho_{m1} = g N_s \rho_f \frac{\phi}{N_{pM}} L + \frac{g L \left(1 - N_s \frac{\phi}{N_{pM}} \right) \rho_f}{\left(1 - N_s + \frac{N_{pM}}{\phi} \right)} \quad (17)$$

El valor ρ_{m1} se calculará con el título de salida, ρ_{e1} . Sumando (16) y (17), se obtiene la caída de presión total a lo largo del canal 1, en base a la hipótesis del modelo resulta

$$\begin{aligned} \Delta P_1 = & \frac{k_i W_T^2 \phi^2}{2A^2 \rho_f} + \frac{k_e W_T^2 \phi^2 \left(1 - N_s + \frac{N_{pM}}{\phi} \right)}{2A^2 \rho_f} \\ & + f \frac{W_T^2 \phi^2}{2A^2 D \rho_f} L \left(N_s \frac{\phi}{N_{pM}} + \left(1 - N_s \frac{\phi}{N_{pM}} \right) \left(1 - N_s + \frac{N_{pM}}{\phi} \right) \right) \\ & + g N_s \rho_f \frac{\phi}{N_{pM}} L + \frac{g L \left(1 - N_s \frac{\phi}{N_{pM}} \right) \rho_f}{\left(1 - N_s + \frac{N_{pM}}{\phi} \right)} \end{aligned} \quad (18)$$

La caída de presión ΔP_2 es igual a la ΔP_1 pero cambiando ϕ por $1 - \phi$. Reagrupando términos y constantes conocidas se define la función $G(\phi)$ y $G(1 - \phi)$:

$$G(1 - \phi) = \Delta P_1 \frac{2A^2 \rho_f}{N_{fr} W_T^2} = \Delta P_2 \frac{2A^2 \rho_f}{N_{fr} W_T^2} = G(\phi) \quad (19)$$

El objetivo para establecer la zona de estabilidad consiste en encontrar los puntos fijos de la ecuación $G(1 - \phi) - G(\phi) = 0$, de donde se obtienen los factores de redistribución de caudal para igual caída de presión.

Una primera aproximación para hacer lo señalado en el párrafo anterior, puede ser despreciar los términos de la gravedad para ver qué resultados se tienen. En general, la contribución de la gravedad suele ser pequeña comparada con el término de caída de presión concentrada y comparable con los otros términos como se muestra en Figura 12. A pesar de esto, la contribución del término gravitatorio tiende a estabilizar el sistema.

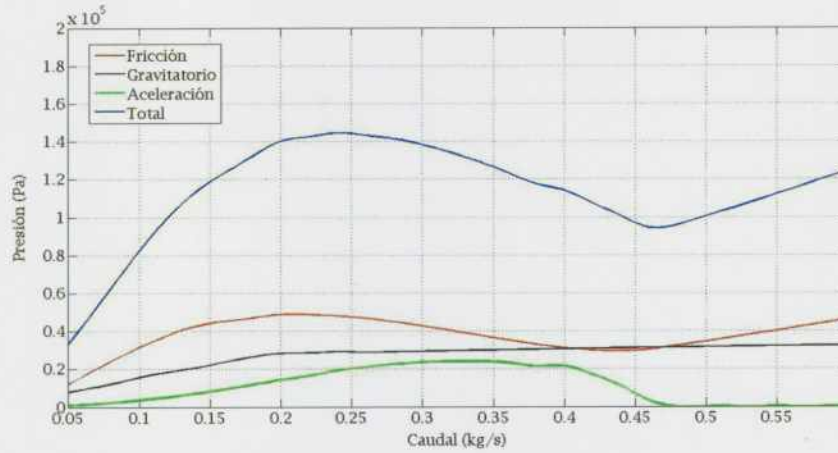


Figura 12: Evaluación de los términos de presión para un canal individual.

Despreciando la contribución por gravedad, la función $G(\phi)$ resulta:

$$G(\phi) = k_{im}\phi^2 + k_{em}\phi^2 \left(1 - N_s + \frac{N_{pM}}{\phi}\right) + 2\phi^2 \left(\frac{N_s \phi}{N_{pM}} + \left(1 - N_s \frac{\phi}{N_{pM}}\right) \left(1 - N_s + \frac{N_{pM}}{\phi}\right) \right) \quad (20)$$

en la que, para simplificar, se definieron k_{em} y k_{im} que denotan k_e y k_i divididos por N_{fr} .

Sin el término correspondiente a la caída de presión gravitatoria, la expresión resultante es un polinomio de grado tres como se puede verificar de (20). De este modo, se obtienen los puntos fijos y una región de estabilidad. Sin embargo, cuando se incluye la contribución de la gravedad reacomodando algunos términos en (18), debe agregarse la siguiente expresión a la función $G(\phi)$.

$$\frac{N_s \phi}{2LN_{pM}Fo^2 N_{fr}} + \frac{1}{N_{fr}Fo^2} \frac{\left(1 - \frac{N_s \phi}{N_{pM}}\right)}{\left(1 - N_s + \frac{N_{pM}}{\phi}\right)} \quad (21)$$

donde Fo es el número de Froude definido como

$$Fo^2 = \frac{v^2}{gL} = \frac{W_T^2}{4A^2 \rho_f^2 gL} \quad (22)$$

La velocidad v es la velocidad de entrada al canal y se expresó como función del caudal másico total W_T . El área A corresponde al área de flujo de un solo canal.

Al agregar la gravedad al término de caída de presión la función $G(\phi)$ se vuelve más compleja. Ésta puede ser representada por un polinomio de tercer grado (al igual que en el caso anterior) más un cociente entre una función lineal y una función cuadrática en ϕ . De dicha expresión se pueden obtener entonces al menos cinco puntos fijos; la solución obvia es $\phi = 0.5$ (igual flujo en cada canal). Contrariamente al caso sin la contribución de la gravedad, los puntos fijos no pueden obtenerse en una forma analítica cerrada.

El modelo simplificado anterior será probado con valores numéricos representados en la Tabla 3 para encontrar las regiones de estabilidad y la curva característica para canales paralelos idénticos. Además, como se mostrará más adelante, el mapa de estabilidad para múltiples tubos (hasta 14) paralelos iguales se puede calcular utilizando el mismo procedimiento para dos tubos, pero considerando una división particular o usando la expresión precedente del análisis de estabilidad.

3.1.2 Curva característica de dos tubos en paralelos

Cuando se unen dos tubos paralelos pueden aparecer hasta nueve estados estacionarios combinando todas las posibilidades del flujo de masa posible. Entonces, como máximo, si se combinan N canales, pueden surgir 3^N caudales másicos. Cuando las tuberías son idénticas, varias soluciones son las mismas y no se tienen en cuenta. Para dos tubos idénticos, pueden obtenerse como máximo 6 posibles soluciones. En general, si se tienen N canales idénticos la cantidad de posibles soluciones resultará ser igual $\frac{(N+2)(N+1)}{2}$, [77].

La aplicación directa del modelo de parámetros agrupados considerando los valores mostrados en la Tabla 3 permite obtener la curva característica de presión de entrada en función del caudal. Puesto que ambos canales tienen el mismo caudal másico, entonces para cada presión de entrada se determina el caudal másico total como la suma del caudal másico de los canales individuales. La presión de entrada se representa para cada flujo de masa como se muestra en la Figura 13.

Tabla 3: Parámetros usados para un subcanal en ebullición. Estos parámetros son los mismos que se utilizaron en [78].

Nomenclatura	Valor	Variable/Unidad
D_o	0,0124	Diámetro interno (m)
k_i	23	Pérdida concentrada a la entrada (-)
k_e	5	Pérdida concentrada a la salida (-)
f	0,008-0,01	Factor de fricción (-)
L	3,66	Longitud total (m)
ρ_f	739,86	Densidad del líquido en saturación (kg/m ³)
ρ_g	36,6	Densidad del vapor en saturación (kg/m ³)
μ	$9,46 \times 10^{-5}$	Viscosidad de líquido en saturación (Pa s)
W_i	0,1	Caudal por canal <i>i</i> -ésimo (kg/s)
p	7	Presión absoluta (MPa)
T	20-30	Temperatura de entrada (°C)
Q	120 – 200	Potencia entregada por canal (kW)

La Figura 13 muestra una forma típica ∞ . Para un caudal másico grande o pequeño, el sistema se comporta como un único canal que trabaja con un fluido monofásico (líquido o vapor). En medio hay una región compleja que muestra interacción y retroalimentación entre canales (entre los puntos A y B). Dado que ambos tubos son idénticos, entonces los números de estados posibles de flujo másico es menor que 9; para una presión de entrada constante (línea punteada en la figura) hay 6 soluciones posibles. La forma de la curva depende de la curva característica de cada canal, que a su vez es una función de las pérdidas por fricción y la potencia suministrada al fluido.

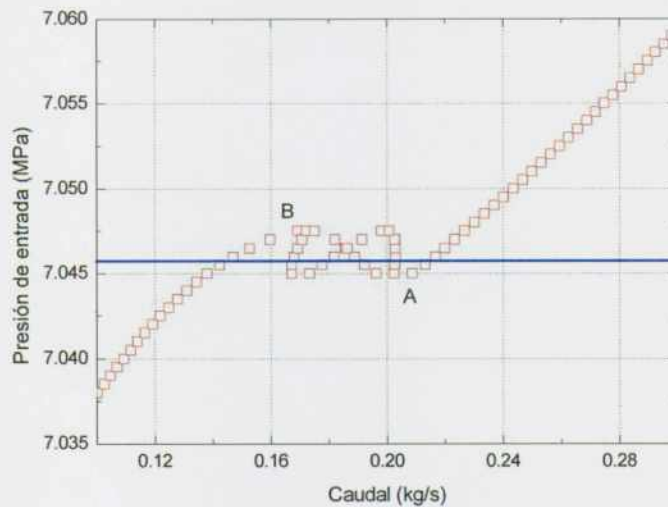


Figura 13: Curva característica de dos canales idénticos en paralelos.

Recordando la fracción de división de flujo o factor de redistribución $\phi = \frac{W_1}{W_T}$, se muestra en la Figura 14 un mapa de la división de flujo en función del caudal másico total.

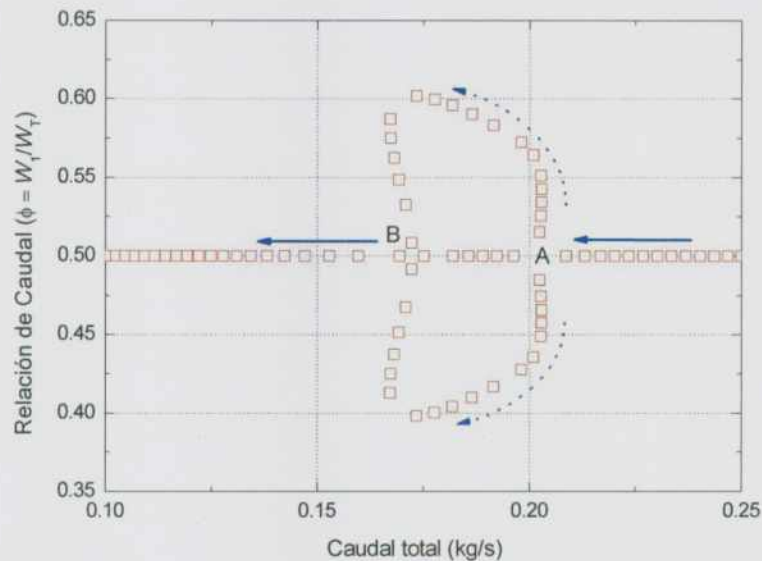


Figura 14: Separación de caudal en canales paralelos idénticos en función del caudal másico total. Resultados del modelo de parámetros agrupados y los valores de los parámetros de la Tabla 3.

En la Figura 14 puede observarse que a medida que el caudal másico disminuye de 0,2 a 0,16 kg/s, aparecen tres estados posibles, dos de ellos corresponden a la división simétrica del flujo. El caudal total al cual comienza la división del flujo coincide con la posición en la que la derivada de la curva de caída de presión cambia el signo (en A y B), como es esperable para las inestabilidades por redistribución de caudal sección (ver la sección 2.2.1.1).

3.1.2.1 Estabilidad despreciando el término gravitatorio

El objetivo principal, como fue mencionado, consiste en encontrar las raíces de la ecuación $G(1 - \phi) - G(\phi) = 0$ que da cuenta de la frontera de la región de estabilidad. La ecuación puede tener como máximo tres posibles soluciones. Una solución obvia es $\phi = \frac{1}{2}$ indicando igual caudal para ambos tubos. Conociendo esta solución, las otras dos soluciones del polinomio cúbico, se pueden obtener resolviendo el polinomio cuadrático remanente:

$$\phi \rightarrow \frac{1}{2} \mp \frac{N_S \sqrt{(-2N_{pM}(2 + k_{em} + k_{im} + (2 + k_{em})N_{pM}) + 2(4 + k_{em})N_{pM}N_S - 3N_S^2))}}{2N_S^2} \quad (23)$$

Se obtendrán soluciones reales si y solo si el discriminante es mayor que cero, es decir:

$$-2N_{pM}(2 + k_{em} + k_{im} + (2 + k_{em})N_{pM}) + 2(4 + k_{em})N_{pM}N_S - 3N_S^2 > 0 \quad (24)$$

Para los valores de la Tabla 3, las soluciones de la desigualdad anterior se muestran en la Figura 15. La zona coloreada corresponde a la zona a las posibles soluciones reales para ϕ y la frontera de dicha zona se corresponde con el discriminante igual a cero. Este resultado es consistente con el obtenido en [79], aunque el modelo tiene ligeras diferencias.

Por ejemplo, seleccionemos un valor de N_S próximo a 15 (esto se realiza fijando la temperatura de entrada del líquido), de la expresión (24) se obtendrían dos valores de N_{pM} , a saber: 5,7 y 11. Estos valores corresponden a las intersecciones de una línea horizontal en $N_S = 15$ y la frontera de estabilidad. Por lo tanto, para un N_{pM} entre 5,7 y 11, el sistema tendrá más de una solución para cada canal. Es decir, para cada valor de N_{pM} se obtiene el caudal del canal para lograr la misma caída de presión. Cada canal puede tomar cualquiera de ellas.

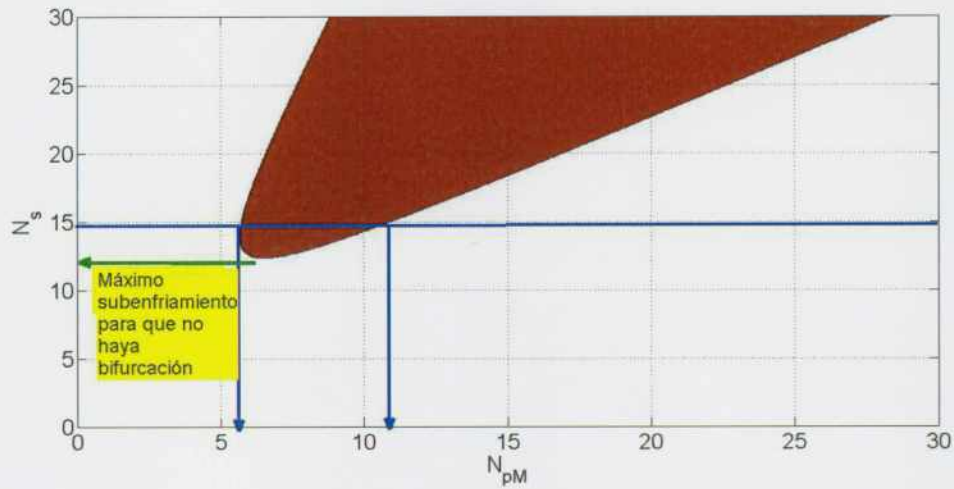


Figura 15: Gráfico de contorno de la inecuación (24).

Basándose en la Figura 15, se observa que existe un número de subenfriamiento máximo, aproximadamente 12, para obtener la bifurcación del caudal o de la aparición de la inestabilidad. Recordando que cuando el número de subenfriamiento aumenta, significa una disminución de la temperatura o entalpía del fluido, este N_S máximo corresponde a la temperatura máxima a la que se puede esperar la bifurcación del flujo. El número máximo de subenfriamiento se puede calcular a partir de (24) obteniéndose:

$$N_S^{max} = \frac{8 + 4k_{im} + \sqrt{6}\sqrt{(2 + k_{em})(2 + k_{em} + k_{im})^2 + k_{em}(6 + k_{em} + k_{im})}}{4 + k_{em}(2 + k_{em})} \quad (25)$$

Para los valores de la Tabla 3 se obtiene un valor de N_S^{max} de 12,3 según se mostró en la Figura 15. Es interesante mostrar de la expresión (25) que a medida que se aumenta la

pérdida de carga a la salida el sistema comenzará a ser inestable para valores más pequeños de N_S , es decir a menores temperaturas. También se encuentra que a valores mayores de pérdidas de entradas concentradas el valor de N_S^{max} también aumenta. En otras palabras, la región de estabilidad de la Figura 15 sube o baja cuando se aumenta el k_e o el k_i , respectivamente (ver Figura 16).

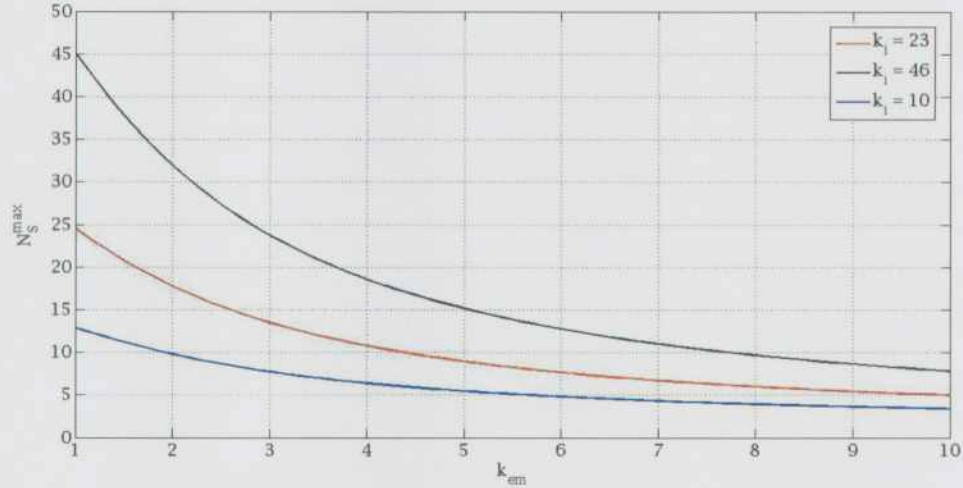


Figura 16: Cambio del N_S^{max} en función de la pérdida de carga a la salida.

3.1.3 Análisis de estabilidad de dos canales de ebullición paralelos

Una vez encontrada la región de estabilidad, avancemos en describir el comportamiento dinámico del sistema comenzando desde la ecuación de conservación del momento para dos canales. Basándose en los procedimientos de [53] ó [54]:

$$m_1 \frac{dW_1}{dt} = P_{in}(W_T) - P_{out} - \Delta P_1(W_1) \quad (26)$$

$$m_2 \frac{dW_2}{dt} = P_{in}(W_T) - P_{out} - \Delta P_2(W_2) \quad (27)$$

Siendo $m_k = \frac{L_k}{A_k}$, W_k y W_T son los caudales máscicos totales y k-ésimos (es decir, k es 1 ó 2), respectivamente. Recordando que $W_1 + W_2 = W_T$, y $m_1 + m_2 = m$ (todos los canales se asumen idénticos entre ellos). Sumando (26) y (27) resulta:

$$m \frac{dW_T}{dt} = 2P_{in}(W_T) - 2P_{out} - (\Delta P_2(W_2) + \Delta P_1(W_1)) \quad (28)$$

Para resolver el comportamiento transitorio de los dos canales de ebullición, por ejemplo, deben resolverse juntas las ecuaciones (26) y (28). El otro canal se obtiene por la diferencia. Perturbando el caudal máscico en ambos canales y el total como $W_k = W_{k0} + \delta W_k$,

donde W_{k0} corresponde a la solución en estado estacionario y δW_k son las perturbaciones infinitesimales. Reemplazando en (26) se obtiene

$$m \frac{dW_{10}}{dt} + m \frac{d\delta W_1}{dt} = P_{in}(W_{T0}) + \frac{dP_{in}}{dW_T} \delta W_T - P_{out} - \Delta P_1(W_{10}) - \frac{d\Delta P_1}{dW_1} \delta W_1 \quad (29)$$

Y usando la condición de estado estacionario para W_{k0} , entonces la ecuación de la cantidad de movimiento perturbado para los canales 1 y 2 es

$$m \frac{d\delta W_1}{dt} = \frac{dP_{in}}{dW_T} \delta W_T - \frac{d\Delta P_1}{dW_1} \delta W_1 \quad (30)$$

$$m \frac{d\delta W_2}{dt} = \frac{dP_{in}}{dW_T} \delta W_T - \frac{d\Delta P_2}{dW_2} \delta W_2 \quad (31)$$

Ahora, considerando que la perturbación puede escribirse como $\delta W_k = \beta_k e^{\lambda t}$. Llamando $\alpha_s = \frac{dP_s}{dW_s}$, siendo $s = 1, 2$ ó T , las ecuaciones resultantes son:

$$\begin{aligned} m_1 \beta_1 \lambda &= \alpha_T (\beta_1 + \beta_2) - \alpha_1 \beta_1 \\ m_2 \beta_2 \lambda &= \alpha_T (\beta_1 + \beta_2) - \alpha_2 \beta_2 \end{aligned} \quad (32)$$

Finalmente, las ecuaciones del sistema anterior podrían escribirse en forma matricial y el determinante del sistema de ecuaciones es:

$$\begin{vmatrix} (m\lambda - \alpha_T + \alpha_1) & -\alpha_T \\ -\alpha_T & (m\lambda - \alpha_T + \alpha_2) \end{vmatrix} = 0 \quad (33)$$

La ecuación característica es $\lambda^2 + a_1 \lambda + a_2$ con

$$\begin{aligned} a_1 &= \alpha_1 + \alpha_2 - 2\alpha_T \\ a_2 &= \alpha_1 \alpha_2 - \alpha_T (\alpha_1 + \alpha_2) \end{aligned} \quad (34)$$

El sistema es estable a las perturbaciones cuando la parte real de las raíces de la ecuación característica es negativa, es decir,

$$(\alpha_2 + \alpha_1) \left(\frac{\alpha_1 \alpha_2}{\alpha_1 + \alpha_2} - \alpha_T \right) \geq 0, \text{ or } a_1 < 0 \quad (35)$$

$$(\alpha_2 - \alpha_T) + (\alpha_1 - \alpha_T) \geq 0 \text{ or } a_2 < 0 \quad (36)$$

Para un caudal másico constante o una curva característica externa vertical,

$$\alpha_T = \frac{dP_{ext}}{dW_T} = -\infty \quad (37)$$

Se puede verificar fácilmente que,

$$(\alpha_2 + \alpha_1) \geq 0 \quad (38)$$

Recordando que, $\alpha_1 = \frac{d\Delta P_1}{dW_1}$ and $\alpha_2 = \frac{d\Delta P_2}{dW_2}$. El sistema es estable si:

$$\frac{d\Delta P_1}{dW_1} + \frac{d\Delta P_2}{dW_2} \geq 0 \quad (39)$$

Dado que ΔP_1 y ΔP_2 son funciones de ϕ , entonces

$$\frac{d\Delta P_1}{d\phi} - \frac{d\Delta P_2}{d\phi} = \frac{d(\Delta P_1 - \Delta P_2)}{d\phi} \geq 0 \quad (40)$$

Para el modelo de parámetros concentrados, es fácil calcular la condición de estabilidad en ausencia o despreciando la gravedad resultando:

$$\begin{aligned} \frac{2}{N_{pM}} [(k_{em} + 2)N_{pM}^2 + N_{pM}(2 + k_{em} + k_{im} - 4N_S - N_S k_{em}) \\ + 3N_S^2(2\phi^2 - 2\phi + 1)] \geq 0 \end{aligned} \quad (41)$$

Con la restricción que $N_{pM} \geq \frac{N_S}{\phi}$.

3.1.3.1 Construcción del mapa de estabilidad de un modelo analítico estacionario

Recordemos que para $\phi = \frac{1}{2}$, el sistema es estable para valores de N_{pM} que se encuentran fuera del área sombreada en la Figura 15 que muestra el mapa de estabilidad para dos canales paralelos e idénticos entre sí, despreciando la contribución de la aceleración de la gravedad. Debe observarse que el eje horizontal es la variable N_{pM} definida como el número de cambio de fase del canal con el caudal total del sistema y la potencia del canal individual, es decir $N_{p1} = 2 N_{pM}$ puesto que $\phi = \frac{1}{2}$. Las líneas azules indican el título termodinámico igual a cero y a la unidad en un solo canal,

El mapa de estabilidad de 1 o más canales se obtiene usando la expresión (40) y consiste, para dos canales, en conocer la derivada de la resta de las caídas de presión en cada canal. Es usual, como fue mencionado anteriormente, construir el mapa sobre el plano N_S vs N_p o, para varios canales, en el plano N_S vs N_{pM} .

Haremos el ensayo a continuación para un solo canal. Para hallar el mapa se deriva numéricamente la caída de presión expresada en función de ϕ . Este valor es perturbado por una cantidad $\pm \Delta$, pequeño y arbitrario que será utilizado como diferencia infinitesimal, para cada canal. Para cada valor de N_S y N_{pM} o N_P se determina la diferencia de presiones como:

$$\frac{\Delta P_1(\phi + \Delta) - \Delta P_1(\phi - \Delta)}{2\Delta} - \frac{\Delta P_2(\phi + \Delta) - \Delta P_2(\phi - \Delta)}{2\Delta}$$

Este cálculo, básicamente, da una aproximación centrada y discreta a la derivada requerida según se muestra en la Figura 17.

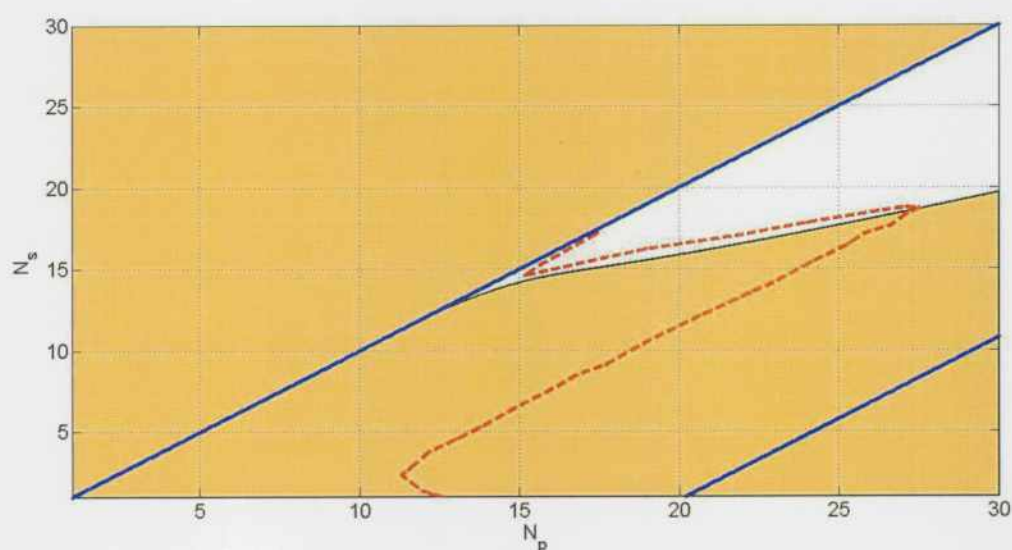


Figura 17: Comparación entre el modelo de parámetros concentrados de este trabajo y la región de estabilidad para inestabilidad estáticas presentada [78].

Las rectas azules se corresponden con los valores de título igual a cero y a la unidad. La zona blanca indica la región inestable mientras que el resto sería, para el alcance de este modelo, la zona estable. Las mencionadas rectas se calculan mediante (43)

$$N_S = N_p - x \frac{v_{fg}}{v_f} \quad (42)$$

con x el título termodinámico

$$x = \frac{(h_m - h_f)}{h_{fg}} \quad (43)$$

donde h_m es la entalpía de mezcla, h_f la entalpía del líquido en condiciones de saturación y h_{fg} el calor latente de vaporización. Este parámetro termodinámico dará información del estado del fluido cuando se alcanza la saturación.

En líneas punteadas en rojo delimitan la región de estabilidad para un canal en ebullición para los mismos parámetros usados en este trabajo según se explica en la referencia [78]. Este modelo se realizó integrando las ecuaciones de conservación en derivadas parciales discreteándolas a primer orden y perturbando los distintos parámetros como caudal, fracción de vacío, etc. Las ecuaciones perturbadas se resuelven para encontrar las regiones de estabilidad. Este modelo ha sido extensamente usado en la bibliografía por diferentes autores con fines comparativos [3], [80], [23] ó [81].

Se aprecia de la figura que hay una región de superposición entre los dos modelos donde aparece una inestabilidad. En el modelo presentado en [78] aparece una región de inestabilidad, no capturado por el modelo de parámetros presentados en este trabajo, que se corresponden con las denominadas ondas de densidad. Cabe señalar que nuestro modelo analítico simple no puede capturar esto porque se encuentra fuera del alcance dado al modelo. Independientemente de lo señalado, es importante mostrar que ambos resultados son consistentes entre sí habiéndose llegado por caminos diferentes.

Esto mismo se puede realizar para dos canales y evaluar la sensibilidad de la región de estabilidad con los distintos parámetros del sistema. Cabe remarcar que en este trabajo sólo estudiamos las inestabilidades estáticas que dan origen a una redistribución o bifurcación de caudal. La Figura 18 y la Figura 19 muestran las correspondientes regiones de estabilidad considerando o no el término gravitatorio y cambiando las pérdidas de carga a la entrada o a la salida.

Resulta simple verificar que el término gravitatorio tiende a estabilizar el sistema ya que la región inestable resulta más pequeña.

De forma equivalente, el incremento de la pérdida de carga a la salida (región en doble fase) tiende a incrementar el área inestable. Mientras que el incremento de la pérdida de carga a la entrada tiende a hacer el sistema más estable.

Estos resultados que se desprenden simplemente de visualizar las regiones inestables son consistentes con los mostrados en la bibliografía como los mostrados en otros trabajos tanto mediante modelos y experimentales como [23] y [33].

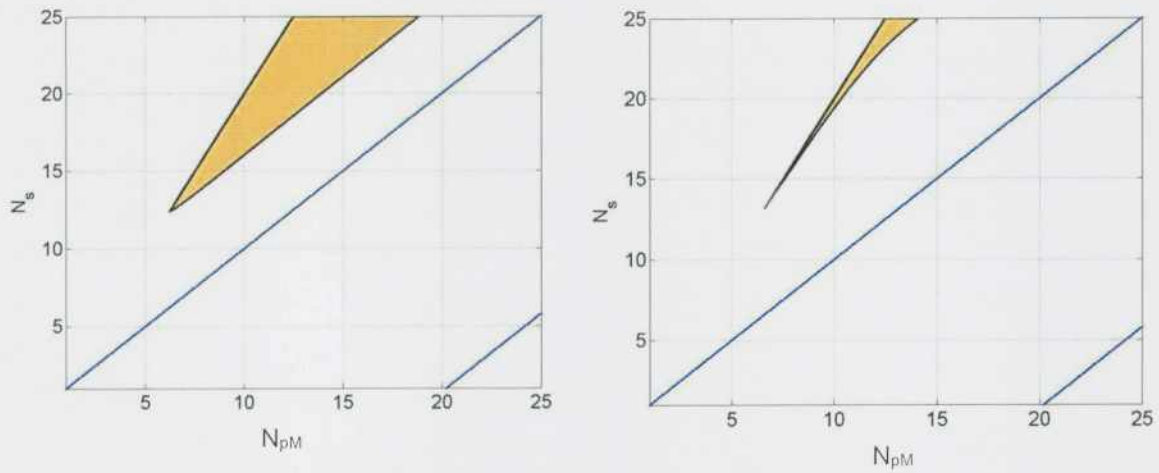


Figura 18: Mapa de estabilidad de inestabilidades estáticas para dos canales en paralelos. A la izquierda sin considerar el término gravitatorio mientras que a la derecha es considerando la contribución del término gravitatorio. Las rectas se corresponden con un título de cero y de uno.

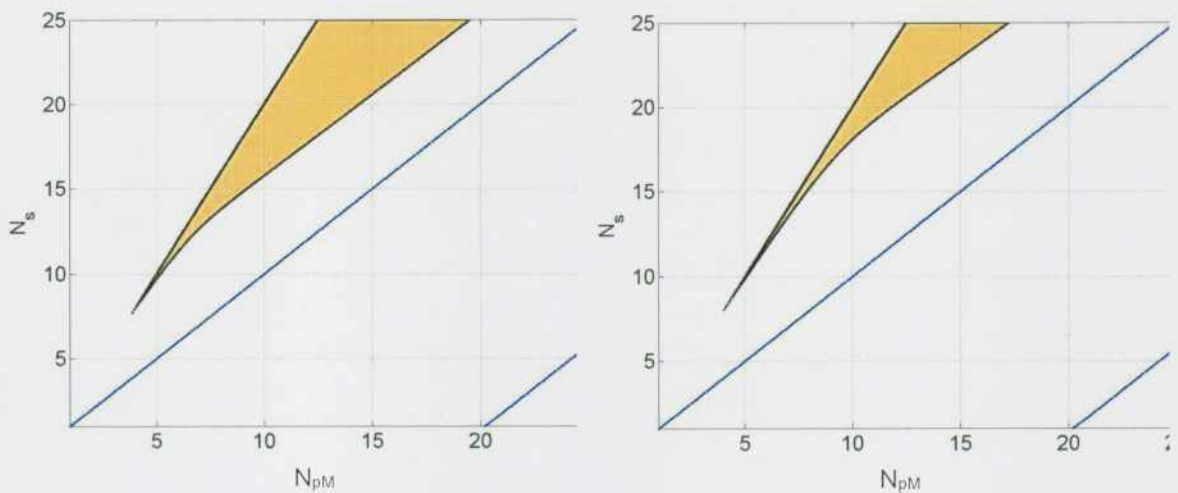


Figura 19: Mapa de estabilidad de inestabilidades estáticas para dos canales en paralelos. A la izquierda con $k_i = 23$ y $k_e = 10$, y a la derecha con $k_i = 10$ y $k_e = 5$. Las rectas se corresponden con un título de cero y de uno.

3.1.3.2 Desarrollo de un modelo analítico transitorio para dos canales en paralelo

Las ecuaciones (26) y (27) o las (26) y (28) se pueden resolver numéricamente para evaluar el comportamiento transitorio de dos canales en paralelo en ebullición analizando la condición de bifurcación de caudal. A las ecuaciones anteriores faltaría incorporar la ecuación de conservación de la energía en la que se tiene en cuenta la cantidad de calor transferida al fluido en función del tiempo.

Para esto, se programaron las ecuaciones (26) y (28) y una ecuación de conservación de la energía. A los canales se los dividió en celdas y se resolvieron las conservaciones de masa, cantidad de movimiento y energía, tanto si el fluido es en simple fase como si estuviera en doble fase. En el [Apéndice 3](#) se muestra parte de la entrada de datos utilizada para su resolución.

Para el modelado en doble fase, se consideró un flujo homogéneo, en el que el vapor y líquido tienen la misma temperatura. La pérdida de carga en doble fase se estimó, básicamente, a partir de un coeficiente de doble fase, como el señalado en la ecuación (11).

En la Figura 20 se muestra la evolución en función del tiempo de los caudales en ambos tubos (figura superior) y del título termodinámico (inferior), definido según la expresión (43). En dicha figura se aprecia una bifurcación de caudal, simétrica e idéntica que resulta uniforme, luego que la potencia se mantiene constante. En el mismo instante de tiempo de la bifurcación, se observa que un canal se encuentra saturado (con títulos próximos a 1) mientras que el otro se encuentra subenfriado (con títulos negativos). Debemos recordar que en este caso no se ha tenido en cuenta el efecto de la contribución gravitatoria.

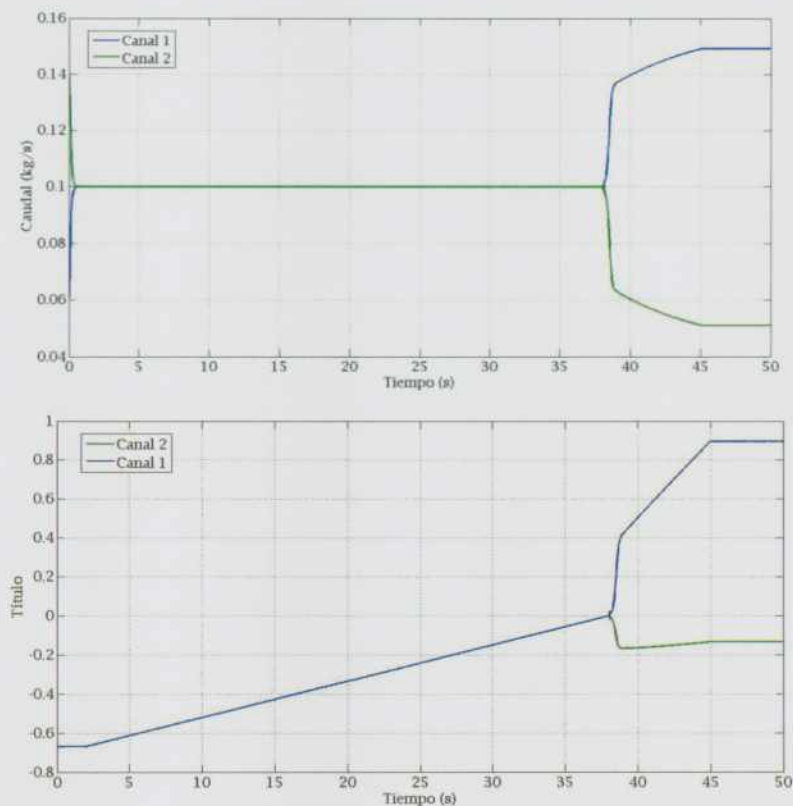


Figura 20: Evolución en función del tiempo de los caudales a través de 2 canales en paralelos e idénticos con el modelo de parámetros concentrados (se usan valores de la Tabla 3).

La bifurcación de caudal en la Figura 20 ocurre a aproximadamente a los 38 segundos correspondientes a una potencia entregada de alrededor 110 kW a cada canal.

Cuando se tiene en cuenta la contribución del término gravitatorio en el modelo analítico se observó que para los valores de pérdida de carga de la Tabla 3 ($k_e = 5$, $k_l = 23$), se produce una bifurcación de caudal. Se verá en la próxima sección que este resultado es opuesto al que se obtendrá en RELAP5. Sin embargo, al reducir ligeramente el valor de pérdida de carga a la salida ($k_e = 4$) el sistema osciló ligeramente, se bifurca con una amplitud muy pequeña y nuevamente vuelven a juntarse los caudales como se muestra en la Figura 21. Esta diferencia es esperable y comprensible ya que el método para obtener las pérdidas de cargas en doble fase y las correspondientes propiedades como la densidad entre el método analítico y el RELAP5 difieren. Es también importante mencionar que las pérdidas por factores de formas en la región de doble fase en general dominan estos problemas.

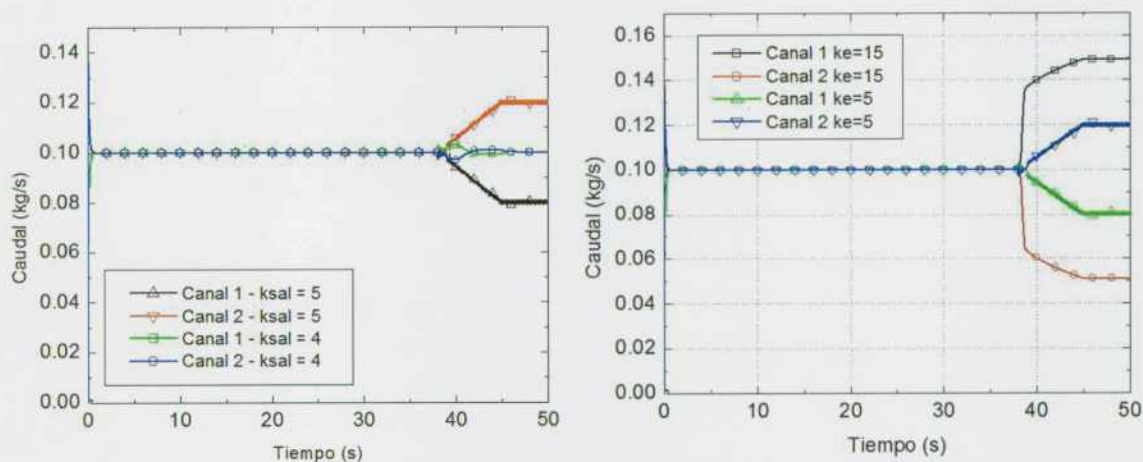


Figura 21: Evolución en función del tiempo de los caudales a través de 2 canales en paralelos e idénticos con el modelo de parámetros concentrados (se usan valores de la Tabla 3). A la izquierda reduciendo el coeficiente de pérdida concentrada mientras que a la derecha incrementándolo.

Si bien no se muestra en la figura anterior, cabe agregar que si el valor del k_e a la salida (k_{sal} en la figura) se reduce ligeramente, ya no se produce la bifurcación de caudal y el sistema es estable.

Más adelante veremos qué sucede con varios canales en paralelo utilizando este mismo modelo simplificado. Sin embargo, y previo a esto, una forma de verificar estos resultados es comparar con códigos de sistemas como el RELAP5 y TRACE5 que se consideran como códigos de referencias para estos estudios.

3.1.3.3 Simulaciones usando RELAP5 con y sin el término gravitatorio

Se realizó un modelo simple en RELAP5 de dos canales en paralelo e idénticos. La nodalización se presenta en la Figura 22.

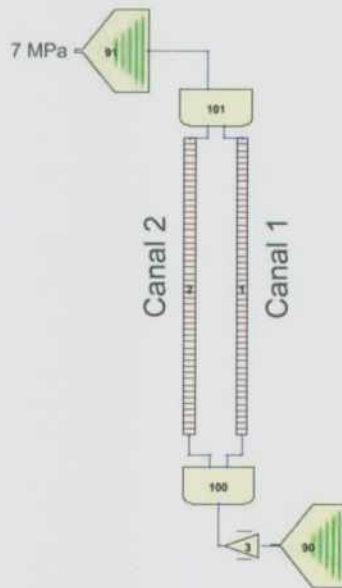


Figura 22: Modelo en RELAP5 para estudiar bifurcaciones de caudal en dos canales en paralelo.

La nodalización consiste en dos "PIPES" divididos en 48 celdas de control. Los plenum superior e inferior se representaron con "BRANCH" cuyo volumen es el doble de cualquiera de las celdas de los "PIPES", y el área de paso de cada unión que conecta el plenum con los "PIPES" es la misma que el área de paso de las uniones en el "PIPE". Las condiciones de borde fueron la presión a la salida y el caudal de entrada que toma fluido de reservorio a presión y temperatura constante. Deben tenerse especial cuidado en que las geometrías sean simétricas, ya que cualquier diferencia puede afectar los resultados esperados.

Para realizar estas simulaciones con RELAP5 se debió activar las opciones de flujo homogéneo en todos sus componentes (esto es pasar a un modelo de 4 ecuaciones). Esto se activa cambiando "flags" de los componentes hidrodinámicos y de las uniones o nodos que conectan componentes hidrodinámicos.

Las estructuras de calor acopladas a los componentes "PIPES" divididas en la misma cantidad de nodos axiales que los componentes hidráulicos y con 10 nodos radiales. Si bien el material de la pared no es relevante para estas simulaciones, se eligió un acero al carbono cuyas propiedades están incluidas en el código. La superficie externa de la pared es adiabática mientras que en la superficie interna se define una función que entrega potencia al fluido con una distribución uniforme. Se tomaron los mismos valores de caudal (0,2 kg/s) y de potencia que los usados para el modelo analítico. La única diferencia respecto al modelo analítico es la tasa con que es entregada la potencia. La Figura 23 muestra los resultados usando RELAP5 para el caudal a través de los canales y el título termodinámico, x_e , considerando despreciable la contribución del término gravitatorio. Para realizar esto se debió recompilar nuevamente el código "traceando" en las posiciones dónde se evaluaba el gradiente de presiones para la pérdida de carga y allí se definió la aceleración de la gravedad $g = 10^{-9} \text{ m/s}^2$. No se define el valor como cero ya que podría ocurrir que en algunos casos

esto produzca la división por cero dando un error numérico si no fuimos cuidadosos dónde se cambia dicha constante. Esta nueva versión recompilada de RELAP5 (con términos independientes de la gravedad) es útil para mantener las simulaciones independientes de los cambios en los regímenes de flujo que pueden surgir usando tuberías horizontales.

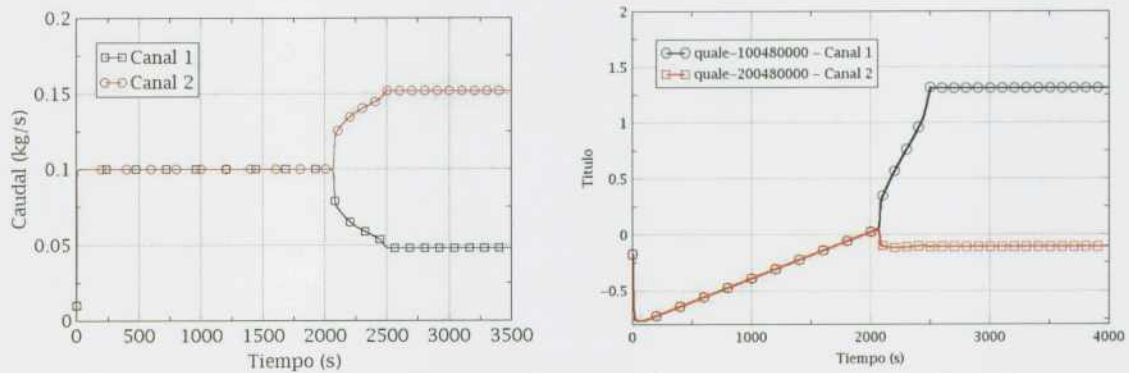


Figura 23: Resultados del modelo en RELAP5 para estudiar bifurcaciones de caudal para un modelo homogéneo despreciando la gravedad. Los caudales en cada tubo a la izquierda mientras que a la derecha el título.

El caudal en los canales se divide de forma simétrica entre ellos, como era de esperar. Hay que tener en cuenta que la división aparece cerca de 2000 segundos, cuando la potencia es de aproximadamente 120 kW, dando $N_{pM} = 8$ (cerca de uno de los límites esperado por el modelo analítico de estabilidad presentado en las secciones precedentes). La potencia en la que ocurre la bifurcación se diferencia en menos del 10 % con el valor obtenido por el modelo analítico. Esta diferencia estaría asociada al valor del número de N_{fr} que, en el caso analítico, es prácticamente seleccionado de manera arbitraria ya que el factor de fricción se fija externamente y debe ser ajustado a un valor medio, mientras que en el modelo de RELAP5 este valor se ajusta en cada celda al calcular el correspondiente coeficiente de fricción.

Se pueden comparar rápidamente la Figura 20 y la Figura 23 observándose que luego de la bifurcación de caudal, estos son muy próximos entre el código desarrollado y el RELAP5.

Una vez que el caudal de los canales se bifurcó, la potencia entregada se mantuvo constante por un lapso de tiempo y, posteriormente, se redujo dicha potencia con la misma tasa. De la Figura 24 se muestra la evolución de la potencia y caudales. Al reducir la potencia el sistema vuelve al estado original por un camino muy similar al que fue bifurcó. Sin embargo, la diferencia más importante se encontró en las tasas del cambio de caudal cuando se acerca a la bifurcación y cuando deja de bifurcarse. Un análisis de estos fenómenos está fuera del alcance de este trabajo.

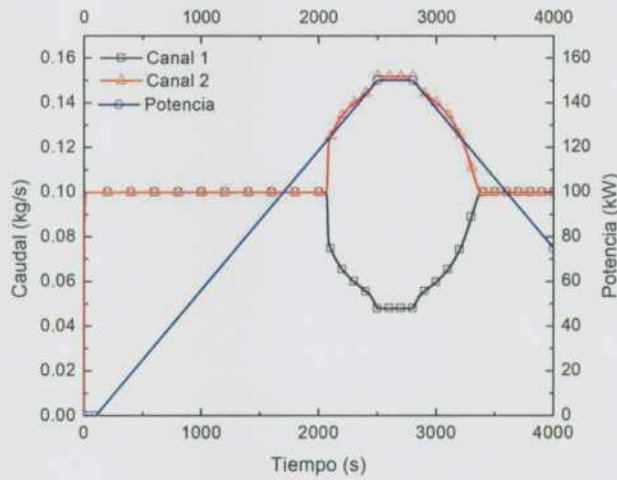


Figura 24: Resultados del modelo en RELAP5 para estudiar bifurcaciones y el retorno a la estabilidad para 2 canales con modelo homogéneo despreciando la gravedad.

Cuando se tiene en cuenta el término gravitatorio en RELAP5 no se observa la bifurcación de caudal en los canales en paralelo (véase Figura 25) usando los coeficientes de pérdida consignados en la Tabla 3. Aquí se comienza a apreciar la sensibilidad que tiene esta inestabilidad al efecto de la gravedad que, de por sí, es una contribución relativamente pequeña a la pérdida de carga global.

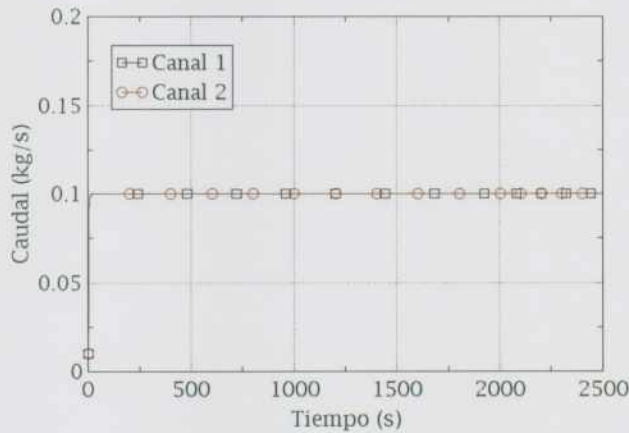


Figura 25: Resultados del modelo en RELAP5 para estudiar bifurcaciones de caudal para un modelo homogéneo considerando la gravedad.

En general, los códigos de sistemas se aplican usando el modelo de dos fluidos ("two-fluid models") para simulaciones en centrales nucleares relacionadas, por ejemplo, con seguridad nuclear. De hecho, es importante mencionar que en general todos los códigos de sistemas usados utilizan los modelos de dos fluidos como opción por defecto para el usuario. Sin embargo, cabe agregar que hace dos décadas o quizás más, las versiones de RELAP5 usaban un modelo homogéneo llamado comúnmente por siglas inglés HEM, "Homogeneous equilibrium model". Cuando se cambia de modelo de fluidos se obtienen los resultados mostrados en la Figura 26 donde se aprecia la bifurcación de caudal para tiempos inferiores a los observados para el modelo homogéneo, es decir, a menores potencias. A diferencia del

caso anterior, para el modelo de dos fluidos se pueden ver oscilaciones previas a la bifurcación y que luego se mantienen.

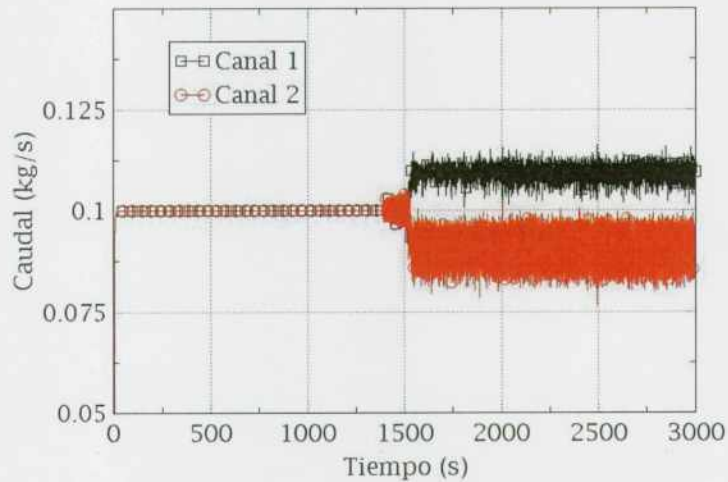


Figura 26: Modelo en RELAP5 para estudiar bifurcaciones de caudal para un modelo de dos fluidos despreciando la gravedad.

Las amplitudes de los dos caudales también son diferentes al caso homogéneo. Esto es razonable ya que las pérdidas de carga de ambos canales, considerando los dos fluidos es bastante más compleja que con el modelo homogéneo. De hecho, surgen aquí caídas de presión relacionadas con la diferencia de velocidades interfásicas que, en general, suelen tener la mayor contribución a las pérdidas de carga [67].

Con el modelo de dos fluidos (ahora considerando la gravedad), se obtuvo la división del flujo aproximadamente 1500 segundos (aquí la potencia total se suministró al fluido en 1500 segundos en lugar de 2500 segundos como en el HEM). La observación más importante es que el flujo masivo en ambos canales comienza a oscilar alrededor de 1400 seg ($N_{PM} = 8$) y se divide cerca de $N_{PM} = 10$. Estos valores son similares a los teóricos o esperables.

Basándonos en la Figura 15, existe un número de subenfriamiento máximo, aproximadamente 12,3, para obtener la bifurcación de caudal que se obtuvo en la expresión (25). Se debe recordar que cuando el número de subenfriamiento aumenta señala una disminución de la temperatura de entrada del fluido y, en consecuencia, de su entalpía. El valor de N_s máximo se corresponde a la temperatura máxima a la que puede esperarse la bifurcación del flujo.

Se elige ahora un valor de temperatura de entrada de 355 K ($N_s \sim 12$), y manteniendo todas las mismas condiciones, para un modelo de dos fluidos considerando la contribución de la gravedad (ver Figura 27).

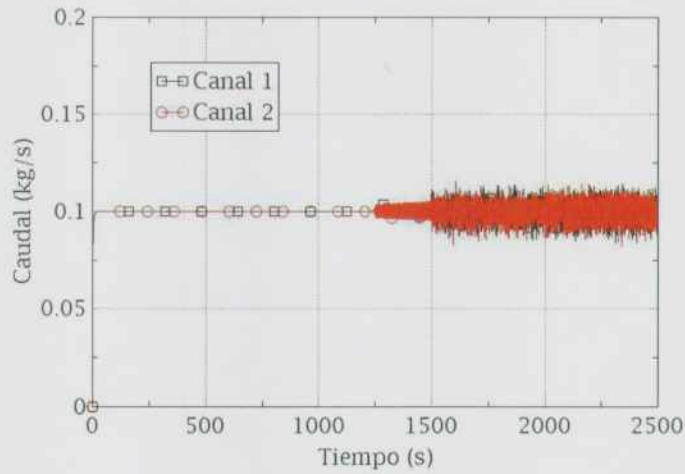


Figura 27: Modelo en RELAP5 para estudiar bifurcaciones de caudal para un modelo de dos fluidos y teniendo en cuenta gravedad para el valor del N_s^{max} .

? } Cabe mencionar que además de existir oscilaciones previo a la bifurcación de caudales, también se observan luego de ésta. Este fenómeno puede deberse al “water packing” que estaría asociada al cambio discontinuo en la compresibilidad entre una mezcla bifásica con bajo título y la fase líquida. Esto aparece como consecuencia de la discretización de las ecuaciones de conservación de momento lineal y puede ocurrir cuando los volúmenes de control con muy baja fracción de vacío se llenan con líquido.

De manera complementaria, se realizan los mismos casos anteriores con TRACE5 pero usando solo el modelo de dos fluidos y con la presencia de gravedad. Esto es porque no se dispone del código fuente para realizar las modificaciones correspondientes. Se hicieron corridas con distintas versiones del código a fin de verificar que los resultados son consistentes entre sí.

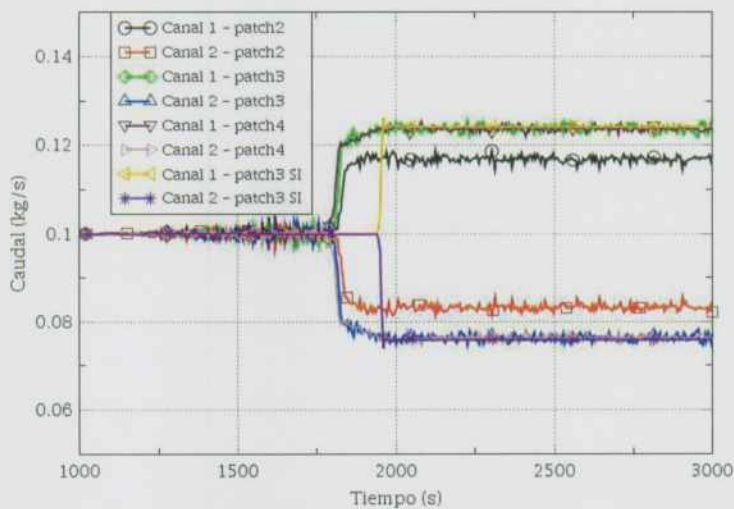


Figura 28: Resultados de TRACE5 para dos canales paralelos idénticos simulados con diferentes versiones del código.

El código de sistemas TRACE5 también captura las bifurcaciones de caudal entre los canales. Sin embargo, contrariamente a lo esperado, hay diferencias entre las versiones o compilaciones de código. Estas diferencias, al haber usado las mismas entradas de datos deben ser asociadas a la implementación numérica o a diferencias en alguna correlación pues, las amplitudes de las bifurcaciones se modificaron (como se muestra para la versión 3 o patch 3). En el TRACE5, al igual que en el RELAP5, se aprecian oscilaciones previas a la bifurcación de caudal usando el método SETS mientras que estas desaparecen con el método semi-implícito. Una caracterización de estas diferencias escapa al alcance de este trabajo. Sin embargo, es importante remarcar que las variables termodinámicas para definir las propiedades en RELAP5 o TRACE5 no son las mismas y que en las distintas versiones del TRACE5 se han realizado cambios significativos [82].

También, se observa que el método SETS o SEMI-IMPLICITO (SI en la figura) para la misma versión también predice instantes de bifurcación distintos, es decir, a diferentes potencias entregadas al fluido que difieren en aproximadamente un 5 %.

Un estudio de sensibilidad interesante, ya que el TRACE5 lo permite, es simular este caso usando una discretización a segundo orden (en la posición) como se muestra en la Figura 29. Nuevamente, se aprecian diferencias entre un método a primer y segundo orden, en el instante en el que ocurre la bifurcación de caudal. Las diferencias son de aproximadamente el 5 % en la potencia.

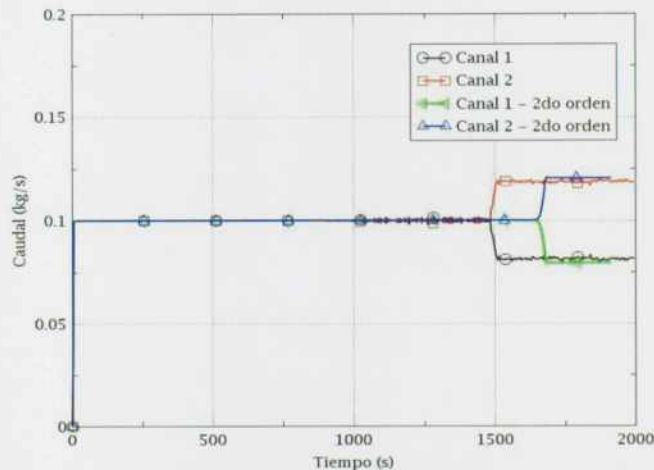


Figura 29: Resultados de TRACE5 para dos canales paralelos idénticos simulados con dos aproximaciones espaciales.

En el momento que ocurre la bifurcación, como sabemos, uno de los tubos aumenta su caudal y otro lo disminuye. En este sentido es esperable que las temperaturas del fluido cambien siguiendo el cambio del caudal. En la Figura 30 se observa la temperatura del fluido en ambos tubos donde se verifica una diferencia del orden de 1 K.

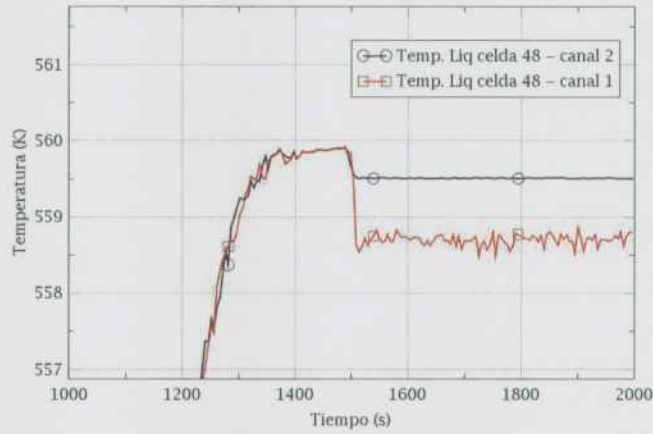


Figura 30: Resultados de la temperatura del fluido en TRACE5 para dos canales paralelos idénticos.

Observaciones

Hay que notar que el modelo analítico no considera que las propiedades del fluido sean función de la presión y sólo se tomó en consideración una dependencia cuadrática de la entalpía con la temperatura. Las demás propiedades se consideraron isotérmicas e isobáricas. Esto producirá, obviamente, diferencias en los resultados pero que, a los efectos de mostrar la utilidad y el correcto modelado en forma analítica es suficiente, así como verificar que la compilación de RELAP5 despreciando la gravedad es también correcta.

3.2 Condición de estabilidad para varios canales en paralelo

Retornemos ahora el análisis de estabilidad que hemos visto para dos canales, extendiéndolo esto a un número arbitrario de canales siguiendo el procedimiento realizado en [53]. En esta sección se describirá el procedimiento general para obtener las regiones de estabilidad para múltiples tubos idénticos en ebullición. El mapa de estabilidad se construye según se ha explicado anteriormente y se evalúa la condición de estabilidad relacionada con la caída de presión sobre el plano N_s-N_{pM} para un caudal total constante o en el plano N_s-N_p .

Para un número arbitrario de canales paralelos en ebullición, el procedimiento se vuelve algo tedioso y largo, pero se realiza escribiendo la ecuación de conservación del momento para cada canal, perturbando sus caudales con respecto a los valores de estado estacionario y reordenando. Finalmente, se obtienen N ecuaciones diferenciales ordinarias que se puede escribir en forma matricial. El determinante de la matriz es:

$$\begin{vmatrix} (m_1\lambda - \alpha_T + \alpha_1) & -\alpha_T & \dots & \dots & \dots & -\alpha_T \\ -\alpha_T & (m_2\lambda - \alpha_T + \alpha_2) & -\alpha_T & -\alpha_T & \dots & -\alpha_T \\ \vdots & -\alpha_T & (m_3\lambda - \alpha_T + \alpha_3) & -\alpha_T & \dots & \vdots \\ \vdots & \vdots & -\alpha_T & \ddots & \dots & -\alpha_T \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ -\alpha_T & \dots & \dots & -\alpha_T & \dots & (m_N\lambda - \alpha_T + \alpha_N) \end{vmatrix} = 0 \quad (44)$$

Donde m_k es el cociente entre la longitud y el área del canal, y $\alpha_k = \frac{dP_k}{dW_k}$ siendo $k = 1, 2, \dots, N$ o T . El subíndice T denota el caudal másico total. Las regiones de estabilidad se determinan encontrando las condiciones en las que la parte real de las raíces de la ecuación característica es negativa. Las condiciones analíticas podrían escribirse basándose en el coeficiente de las ecuaciones de características, pero son difíciles de aplicar. A partir del teorema de Hurwitz [83], se podría deducir que una condición necesaria (aunque no suficiente) para tener raíces reales negativas es que todos los coeficientes de la ecuación característica estén presentes y deben tener coeficientes positivos. Sin embargo, lo contrario no es cierto. El teorema de Hurwitz es ampliamente usado en teoría de control para determinar los signos y, si son reales o no, las raíces de polinomios, y determinar si un sistema es estable o no. El teorema mencionado solo puede aplicarse a un polinomio con una cantidad finita de términos. Por ejemplo, uno de los corolarios es que, si alguno de los coeficientes es cero o negativo, ante la presencia de al menos un coeficiente positivo, hay al menos una raíz, o varias raíces imaginarias o que tiene partes reales positivas. En tal caso, el sistema no es estable. En el [Apéndice 4](#) se transcribe el teorema de Hurwitz y su uso. La condición de estabilidad entonces para N canales idénticos es entonces,

$$\sum_{k=1}^N \alpha_k \geq 0 \quad \text{o} \quad \sum_{k=1}^N \frac{d\Delta P_k}{dW_k} \geq 0 \quad (45)$$

Es decir que la suma de las derivadas de la caída de presión de cada canal respecto al caudal sea positiva. Esta condición para dos canales se puede ver satisfecha de manera clara, pero para un número mayor de canales este proceso no es tan simple, por lo que trataremos de encontrar una expresión que sea más sencilla de interpretar. Recordando que la fracción de masa por canal o de factor de bifurcación es

$$\phi_k = \frac{W_k}{\sum_{j=1}^N W_j}; \quad (46)$$

Cuando la bifurcación o las condiciones para varios estados estacionarios múltiples se cumplen en N canales paralelos, la división se desarrollará en parejas. Esto último significa que un conjunto de $N-1$ canales tendrá el mismo caudal y sólo uno diferente. Esto puede expresarse como:

$$\phi = \phi_1 = \frac{W_1}{\sum_{j=1}^{N-1} W_j + W_N} = \dots = \frac{W_3}{\sum_{j=1}^{N-1} W_j + W_N} = \dots = \frac{W_{N-1}}{\sum_{j=1}^{N-1} W_j + W_N} \quad (47)$$

y la fracción de caudal para el canal N se escribe como:

$$\phi_N = \frac{\sum_{j=1}^N W_j - \sum_{j=1}^{N-1} W_j}{\sum_{j=1}^N W_j} = 1 - (N-1)\phi \quad (48)$$

Dado que $d\phi_k = W_T^{-1} dW_k$

$$\frac{1}{W_T} \sum_{k=1}^N \frac{d\Delta P_k}{d\phi_k} = \frac{1}{W_T} \left((N-1) \frac{d\Delta P_1}{d\phi} - \frac{1}{(N-1)} \frac{d\Delta P_N}{d\phi} \right) \geq 0 \quad (49)$$

y sabiendo que $\Delta P_1 = \Delta P_N$

$$(N-1)^2 \frac{d\Delta P_1(\phi)}{d\phi} - \frac{d\Delta P_1(1-(N-1)\phi)}{d\phi} \geq 0 \quad (50)$$

Esta última expresión es la condición necesaria para N tubos idénticos y paralelos con la condición de que la división es en un par de canales. La división es en dos: $N-1$ y en 1 canales. La cantidad $\Delta P_1(\phi)$ y $\Delta P_1(1-(N-1)\phi)$ significa que la caída de presión ΔP_1 se evalúa en la expresión entre paréntesis. Además, el área de estabilidad también está delimitada por $N_s = N_p(1-(N-1)\phi)$ que corresponden a la separación de una a dos fases.

3.2.1 Aplicación a tres canales de ebullición paralelos

Para tres canales paralelos, seguimos el mismo procedimiento que en la sección 3.1.3. Se toma la expresión (44) y resulta una matriz de 3x3 como se muestra en la expresión (51). El determinante resulta:

$$\begin{vmatrix} (m\lambda - \alpha_T + \alpha_1) & -\alpha_T & -\alpha_T \\ -\alpha_T & (m\lambda - \alpha_T + \alpha_2) & -\alpha_T \\ -\alpha_T & -\alpha_T & (m\lambda - \alpha_T + \alpha_3) \end{vmatrix} = 0 \quad (51)$$

Se supuso, como anteriormente, que los tres canales tienen la misma longitud y área de flujo y su relación se denomina m . La ecuación característica tiene la forma:

$$P(\lambda) = \alpha_1\alpha_2\alpha_3 - \alpha_1\alpha_2\alpha_T - \alpha_1\alpha_3\alpha_T - \alpha_2\alpha_3\alpha_T + m(\alpha_1\alpha_2 + \alpha_1\alpha_3 + \alpha_2\alpha_3 - 2(\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3)\alpha_T)\lambda + m^2(\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 - 3\alpha_T)\lambda^2 + m^3\lambda^3 \quad (52)$$

Para determinar las regiones de estabilidad, se deben encontrar las condiciones para obtener una parte real negativa de las raíces de la ecuación característica. Aplicando el teorema de Hurwitz dichas condiciones son:

$$(\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 - 3\alpha_T) \geq 0 \quad (53)$$

$$\alpha_1\alpha_2 + \alpha_1\alpha_3 + \alpha_2\alpha_3 - 2(\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3)\alpha_T \geq 0 \quad (54)$$

$$\alpha_1\alpha_2\alpha_3 - \alpha_1\alpha_2\alpha_T - \alpha_1\alpha_3\alpha_T - \alpha_2\alpha_3\alpha_T \geq 0 \quad (55)$$

Recordando que $\alpha_T \rightarrow -\infty$, entonces la primera condición puede ser fácilmente satisfecha (la curva característica de cada canal son funciones suaves del caudal másico). La segunda condición tiene dos partes de interés: por un lado, los tres primeros términos y por otro el último. El signo de la primera depende de los valores individuales de α , que son los límites superiores. El signo del último término, $-2(\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3)\alpha_T$, es positivo si lo es $(\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3)$. Entonces, una condición necesaria (pero no suficiente) es:

$$\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 \geq 0 \quad (56)$$

La tercera condición puede analizarse de la siguiente manera. Reemplazando $\alpha_T = -|\alpha_T|$ se obtiene

$$\alpha_1\alpha_2\alpha_3 \left(1 + |\alpha_T| \left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\alpha_2} + \frac{1}{\alpha_3} \right) \right) \geq 0 \quad (57)$$

La condición (57), despreciando el primer término entre paréntesis, puede reescribirse:

$$\alpha_1\alpha_2\alpha_3 \left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\alpha_2} + \frac{1}{\alpha_3} \right) \geq 0 \quad (58)$$

o bien,

$$\prod_{k=1}^3 \alpha_k \left(\sum_{k=1}^3 \frac{1}{\alpha_k} \right) \geq 0 \quad (59)$$

La expresión anterior es una condición necesaria para obtener la región de estabilidad para inestabilidades estáticas para tres canales paralelos en ebullición. Debe observarse que la estabilidad depende de una condición de estabilidad de canal único, puesto que si sólo uno de los valores α_k de cualquiera de los canales cambia de signo, todo el sistema se vuelve inestable. Este resultado está de acuerdo con los resultados indicados en [49]. Sin embargo, la inestabilidad del flujo puede desencadenar diferentes formas de división del flujo que deben tenerse en cuenta.

3.2.2 Aplicación a cuatro canales paralelos en ebullición

Las condiciones de estabilidad para cuatro canales realizando el mismo procedimiento que se hizo en la sección anterior son:

$$\begin{aligned}
& \sum_{k=1}^4 \alpha_k - 4 \alpha_T \geq 0 \\
& -3\alpha_T \sum_{k=1}^4 \alpha_k + \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^4 \alpha_i \alpha_j \geq 0 \\
& -2\alpha_T \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^4 \alpha_i \alpha_j + \sum_{\substack{i,j,k=1 \\ i \neq j \neq k}}^4 \alpha_i \alpha_j \alpha_k \geq 0 \\
& \prod_{k=1}^4 \alpha_k - \alpha_T \sum_{\substack{i,j,k=1 \\ i \neq j \neq k}}^4 \alpha_i \alpha_j \alpha_k \geq 0
\end{aligned} \tag{60}$$

Se puede demostrar usando un procedimiento similar aplicado previamente para cuatro canales que las condiciones necesarias son:

$$\sum_{k=1}^4 \alpha_k \geq 0 \tag{61}$$

y

$$\prod_{k=1}^4 \alpha_k \left(\sum_{k=1}^4 \frac{1}{\alpha_k} \right) \geq 0 \tag{62}$$

Ambas ecuaciones (61) y (62) son las condiciones necesarias para la estabilidad.

3.2.3 Uso del modelo analítico para varios canales paralelos en ebullición

El modelo analítico de la sección 3.1.3.1 se puede extender fácilmente a un número de canales paralelos mayor a dos. Para simplificar el problema se tomaron nuevamente los canales idénticos.

La extensión del modelo a varios canales se realizó de manera muy simple ya que, por un lado se programan las ecuaciones diferenciales y por otro lado se programan funciones para cada caída de presión. De este modo agregar canales sólo implica agregar ecuaciones diferenciales y sus condiciones iniciales. La Figura 31 muestra los resultados para cuatro y nueve canales idénticos en paralelo. En todos los casos se han tomado los mismos valores de condiciones iniciales y de contorno como en los casos ya mostrados.

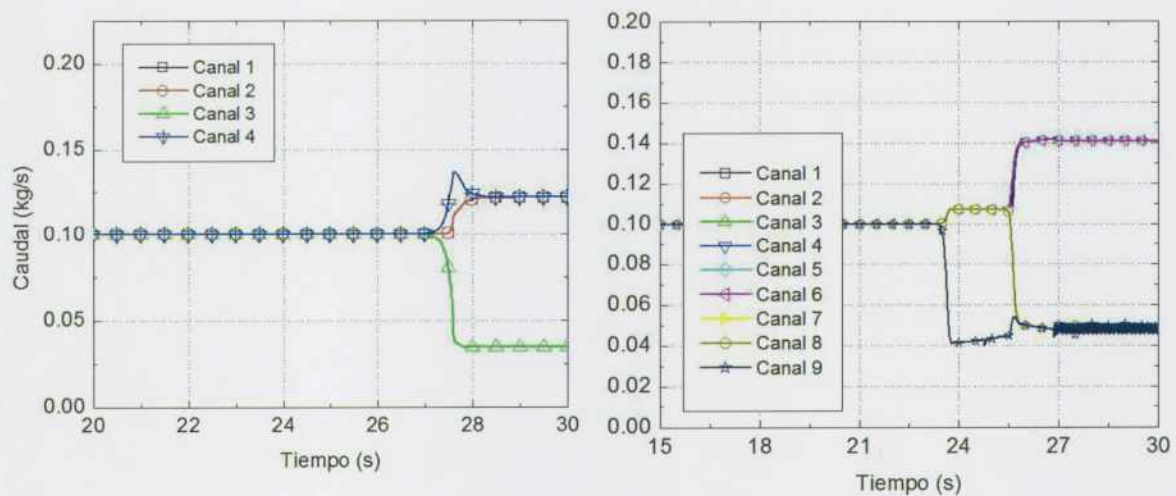


Figura 31: Resultados del modelo analítico para varios canales en paralelo e idénticos.

Se observa para el caso de cuatro canales que se produce una bifurcación de caudal de una manera particular. Los canales se agruparon en dos, es decir, un canal disminuye su caudal mientras que tres de ellos lo aumentaron. Durante el transitorio, uno de los canales se separó del resto, pero inmediatamente después volvió a unirse. Este hecho es una de las bases para justificar el desarrollo realizado para los mapas de estabilidad en el que N canales se dividían siempre a pares, en este caso, 1 por un lado y $N-1$ por otro.

Cuando pasamos a nueve canales idénticos el problema es bastante más complejo. Sin embargo, el modelo analítico muestra que continúa dividiéndose de a pares: ocho incrementaron su caudal mientras uno sólo lo disminuyó, al menos en la primera parte. Luego, del manojo de los ocho canales, se produce una nueva división de caudales. Finalmente se observan oscilaciones de pequeña amplitud, que no se consideran de origen numérico ya que por cada período hay al menos ocho puntos de cálculo, y podrían estar relacionadas con otras inestabilidades del tipo dinámicas.

3.2.4 Visualización de resultados para 4 canales con el modelo analítico

En la sección anterior mostramos cómo es la evolución temporal de distintos canales en paralelo y qué ocurre en el momento de la bifurcación. Estos resultados pueden superponerse con el mapa de estabilidad correspondiente. La Figura 32 ilustra un gráfico 3D donde se muestra el mapa de estabilidad en el plano $Ns-Np$ y la evolución temporal (eje vertical) de los caudales en cuatro canales idénticos y en paralelos. A medida que transcurre el tiempo, el fluido se va calentando y se acerca a una de las fronteras del mapa. Al alcanzarla, línea punteada en verde, el caudal se bifurca mostrándose que los dos caudales quedan en la zona estable nuevamente.

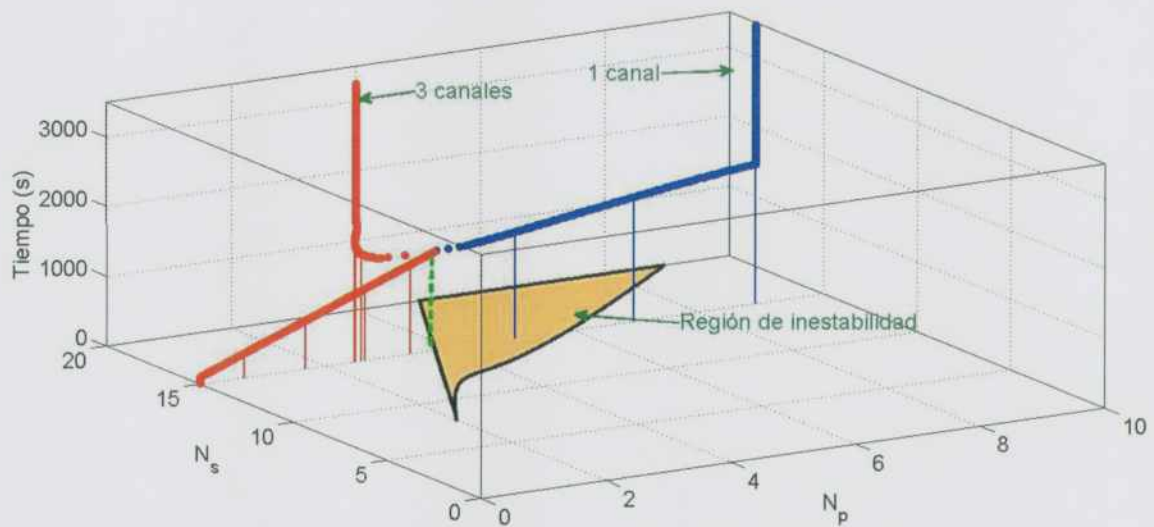


Figura 32: Visualización 3D del mapa de estabilidad y de la evolución temporal usando el modelo analítico para 4 canales.

3.2.5 Uso del RELAP5 para varios canales paralelos en ebullición

Al igual que en la sección 3.1.3.3, se extendió el modelo de RELAP5 o de TRACE5 para varios canales en paralelo. Se probaron con los modelos de flujo homogéneo y con el modelo de dos fluidos (en todos los casos considerando el término gravitatorio). La Figura 33 y la Figura 34 muestran los resultados para varios canales en paralelo.

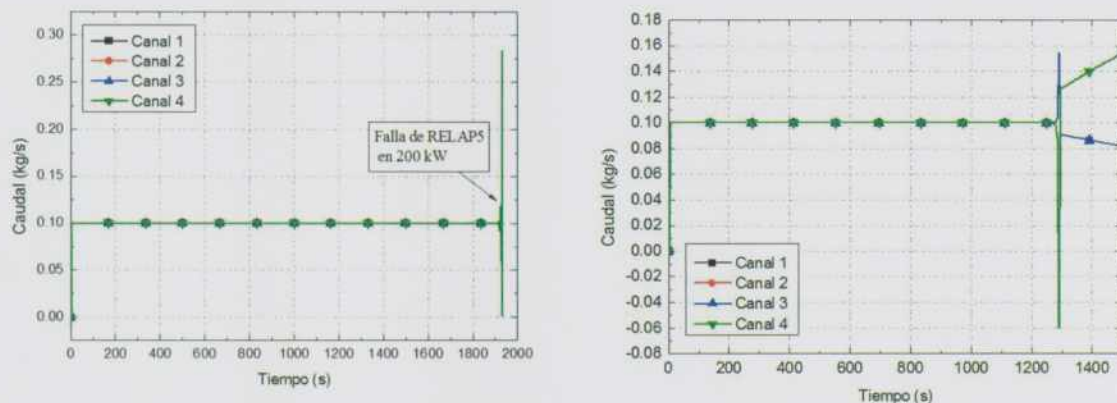


Figura 33: Resultados de RELAP5 para 4 canales en paralelo. A la izquierda con un modelo de flujo homogéneo, y a la derecha con un modelo de dos fluidos.

En todos los casos simulados con RELAP5 se observó que la distribución de canales fue en pares y que uno de ellos disminuye su caudal y otros lo aumentan o viceversa. En el caso de cuatro canales (a la izquierda de la Figura 33) el código falló. De hecho, en el caso de diez y doce canales, a pesar de simular con un número par de canales, se ven justo ambas situaciones. Este hecho muestra que la predicción de la inestabilidad o cuales de los cana-

les aumentan o disminuyen su caudal, en principio, no es tan simple de predecir con los códigos de sistemas.

Otro resultado que se evidencia con RELAP5 es la aparición de oscilaciones para el de doce canales. Los once canales que aumentaron su caudal oscilan en contrafase respecto del canal que redujo su caudal. El período promedio de oscilación es de aproximadamente 14,8 segundos. En la expresión (2) se estableció el tiempo de transito de una partícula de fluido a través de un canal en simple y doble fase. Para las condiciones que estamos utilizando para el caso de doce canales: potencia de 150 kW y una temperatura de entrada de 300 K y una densidad del líquido promedio entre la de saturación y la de entrada, en la zona de simple fase resulta en un tiempo de 3,4 segundos. Este tiempo es 4,3 veces menor que el tiempo visto en las oscilaciones. Por otro lado, no se ha observado que las temperaturas de las estructuras que entregan calor tengan excursiones de temperatura que pudieran asociarse a los períodos de las oscilaciones vistas. Adicionalmente, la fracción de vacío en el canal con menor caudal oscila con los mismos períodos mencionados.

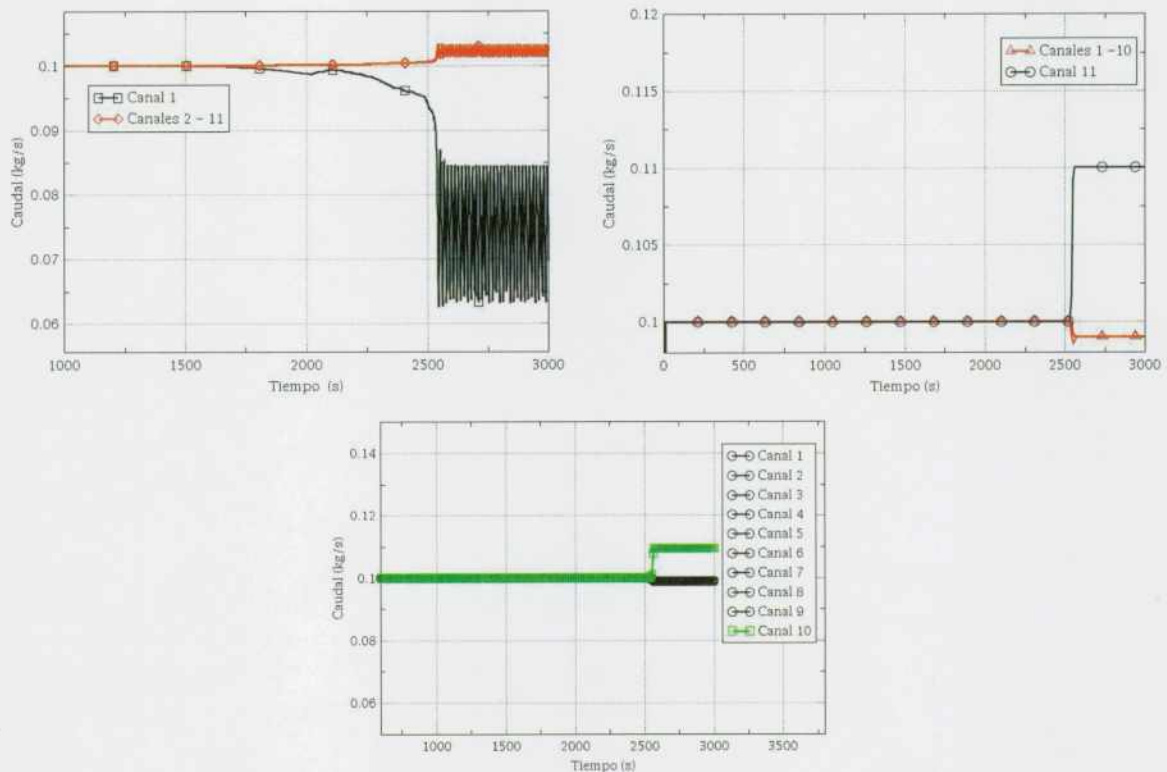


Figura 34: Resultados de RELAP5 para doce canales en paralelo, a la izquierda superior, para once canales a la derecha superior y con diez canales en la parte inferior, con un modelo de flujo dos fluidos.

Las oscilaciones capturadas con los doce canales son de las oscilaciones típicas observadas cuando se simulan canales en ebullición con condiciones de presión constante como se pueden encontrar en [98] y tienen los patrones de las *ondas de densidad*. Este ejemplo da cuenta de la superposición de inestabilidades o que esta inestabilidad dinámica surge pri-

mero por la aparición de una estática que llevó al sistema dentro de la zona inestable para ondas de densidad.

Un hecho, interesante pero inesperado surgió al modelar catorce canales en paralelo con el modelo de dos fluidos y con las mismas condiciones que en las simulaciones anteriores excepto $k_e = 10$. En la Figura 35 se muestra el caudal másico para los catorce canales, donde se observa que dos canales aumentan su caudal mientras que el resto lo disminuye. Este resultado inesperado (2 & N-2) puede implicar que la predicción de estabilidad analítica es sólo una condición necesaria pero no suficiente para la división 1 & N-1 o que otros efectos pueden surgir con un número creciente de canales. La división del flujo está relacionada con inestabilidades estáticas ya que un canal aumenta el caudal másico entonces se disminuye en los otros canales. Esta explicación es adecuada para sistemas con un pequeño número de canales idénticos, sin embargo, a medida que el número de canales aumenta podría ocurrir que pequeñas diferencias pueden impedir este comportamiento.

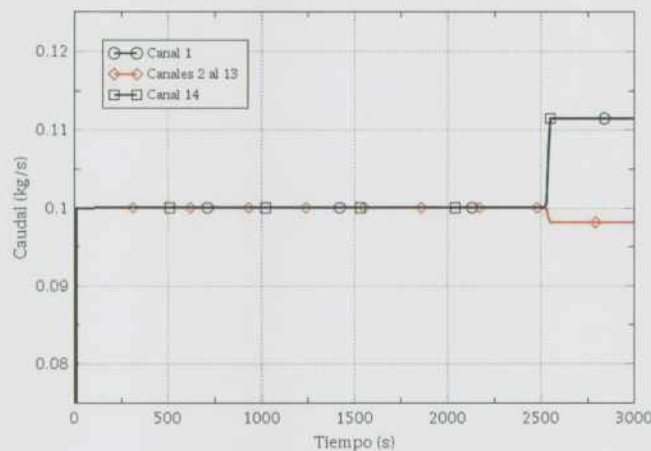


Figura 35: Resultados para un modelo de 14 canales idénticos.

3.2.6 Mapa de estabilidad de varios canales

Pueden construirse mapas de estabilidad para cualquier número de canales usando la expresión (61) y (62), y se requiere más tiempo computacional cuantos más canales se quieren ya que el espacio debe ser mallado cada más fino. La Figura 36 muestra el mapa de estabilidad para dos a cinco canales paralelos idénticos. El mapa se traza como función del N_{pM} para considerar cualquier número de canales en el mismo gráfico. Cuando el número de canales está aumentando, el límite izquierdo de la región de inestabilidad aumenta su pendiente y el área se hace más pequeña manteniendo constantes los coeficientes de caída de presión concentrados en la entrada y la salida. Se puede observar que las regiones inestables tienen una región en la que se superponen para todas las configuraciones mostradas. Esta superposición, aunque no hay podido ser verificada con los códigos de sistemas, pero si con el cálculo analítico puede que ocasione que pueda aparecer más de una bifurcación de caudal como se vio en la Figura 31. Cabe remarcar que hacia la derecha de cada mapa también se encuentra la región de inestabilidad por ondas de densidad. Por lo tanto, una

vez que se produzca la bifurcación, entonces puede entrarse en otra zona inestable del conjunto de canales bifurcados. Esto podría dar origen a nuevas inestabilidades por bifurcación de caudal o por ondas de densidad.

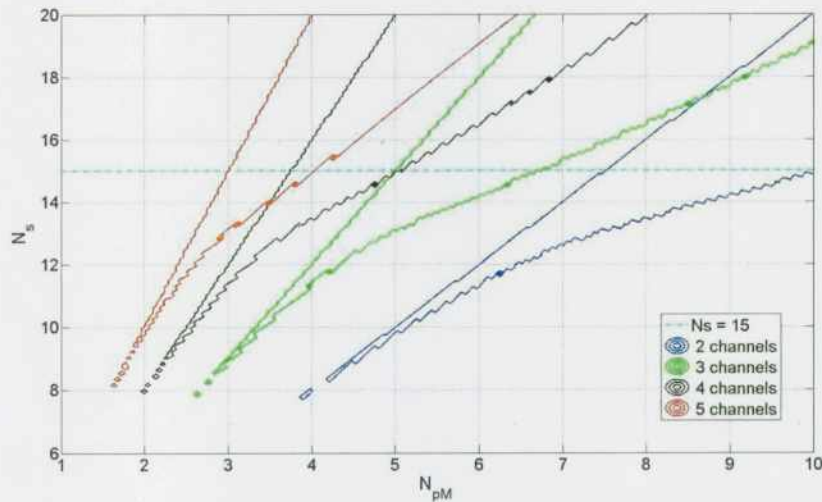


Figura 36: Mapa de estabilidad para dos, tres, cuatro y cinco canales idénticos en paralelo.

3.2.7 Resultados experimentales de la bibliografía

En la referencia [84] se hace una comparación entre modelos y experimentos realizados en dos canales en paralelo con condiciones de operación que, si bien, son lejanas a las estudiadas en este trabajo muestran que estos modelos estacionarios simples son suficientes para capturar estos fenómenos. La Figura 37 es una transcripción de los resultados de [4] donde los autores muestran la distribución calculada en estado estacionario, R o ϕ , y es comparada con los datos experimentales. Según se describe en el trabajo de la referencia, el procedimiento experimental comienza a altos caudales que se va disminuyendo en pequeños pasos y luego se aumenta de nuevo. Los resultados para caudales decrecientes se designan mediante círculos mientras que a los caudales que van aumentando por cuadrados (cada punto es un promedio de cincuenta puntos de datos en estado estacionario). Es interesante notar que en ambos tubos hay círculos y cuadrados denotando que no hay preferencia en cuál de los dos incrementa o decrece su caudal al pasar a la zona inestable.

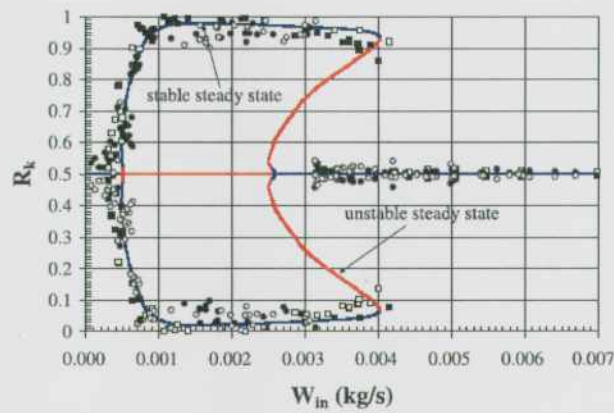


Fig. 3. Flow rate distribution in two parallel pipes. Water system, $D = 3 \text{ mm}$, $L = 1 \text{ m}$, $Q_{in} = 600 \text{ w/m}$, $P_{out} = 1 \text{ bar}$. For interpretation of the references to color in this figure, the reader is referred to the web version of this article.

Figura 37: Resultados experimentales tomados de la referencia [84]. Se muestra la bifurcación de caudal y un acuerdo entre modelos y experimentos.

3.3 Distribución de caudal en tubos en U paralelos en condiciones estacionarias

En la sección anterior hemos discutido y presentado la inestabilidad por redistribución de caudal en canales paralelos y obtuvimos un mapa de estabilidad mediante un modelo analítico y por códigos de sistemas. Se mostraron acuerdos razonables entre ambos resultados. Ahora extenderemos el estudio a tubos en U (ver Figura 38) como los que pueden encontrarse en intercambiadores de calor y en generadores de vapor (y/o evaporadores).

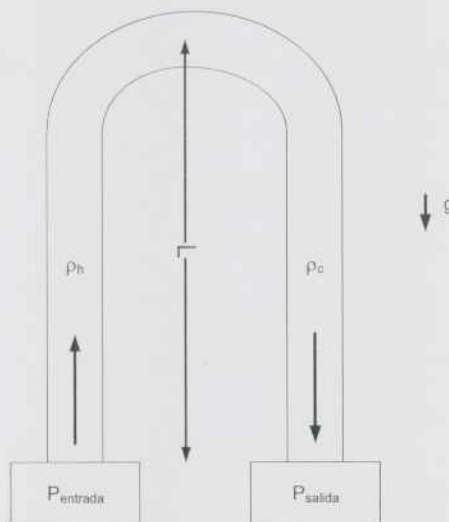


Figura 38: Esquema de un tubo en U.

Para comenzar, nuevamente escribimos la ecuación de conservación de cantidad de movimiento en condiciones estacionarias, que resulta de la suma de las caídas de presión debidas a la fricción distribuida, la aceleración de la gravedad y por singularidades o caídas concentradas. Al igual que antes, utilizando un modelo de flujo homogéneo resulta:

$$\Delta P = gL(\rho_h - \rho_c) + \frac{k_i W^2}{2A^2 \rho_i} + \frac{fLW^2}{2A^2 D \rho_l} + \frac{k_e W^2}{2A^2 \rho_e} + \frac{k_l W^2}{2A^2 \rho_l} \quad (63)$$

los subíndices i , m y e representan, respectivamente, entrada, posición l (saturación u otra de interés) y salida; ρ_h y ρ_c son las densidades medias de las ramas caliente y fría, respectivamente. Las densidades en la posición l se obtienen de:

$$\rho_l = \begin{cases} \rho_f + \alpha_l \rho_g = \frac{1}{v_f + x_l v_{fg}} = \frac{\rho_f}{v_f + x_l v_{fg}/v_f} & \text{si } h \geq h_f \\ \rho_f & \text{si } h < h_f \end{cases} \quad (64)$$

Siendo x_l el título termodinámico en la posición l y α la fracción de vacío. Hay que notar que se considera la densidad correspondiente a la de saturación a dicha presión y debe tenerse en cuenta que aquí las propiedades del fluido se mantienen constantes a lo largo del tubo en U. La densidad media a lo largo del tubo se determina tomando un valor medio a lo largo de cada rama del tubo en U:

$$\bar{\rho}_l = \frac{1}{L} \int_0^L \frac{dl}{v_f + x(l)v_{fg}} \quad (65)$$

La entalpía en una determinada posición l , siguiendo la dirección del tubo en U se obtiene de un balance en estado estacionario de la ecuación de energía

$$W \frac{dh}{dl} = \pi D_0 h_{tc} \Delta T_{ss} \quad (66)$$

Llamando $\xi = \pi D_0 h_{tc} \Delta T_{ss}$ se llega a $h(l) = h_i - \frac{\xi}{W} m$. Siendo D y h_{tc} , el diámetro de tubo y un coeficiente global de transferencia, respectivamente. La cantidad ΔT_{ss} se corresponde con la diferencia de temperaturas entre la saturación dentro del tubo y la temperatura del fluido del lado secundario o por fuera del tubo. Para simplificar el estudio analítico esta diferencia se considera constante e independiente de la posición en todos los cálculos.

Hay que señalar que la entalpía a medida que el fluido avanza se va reduciendo ya que entrega su energía al lado secundario del generador de vapor. Como hipótesis para el problema de los tubos invertidos se considerará que al menos una de las ramas se encontrará en doble fase. Por lo tanto, la longitud para la cual el fluido alcanza la entalpía de saturación y el flujo es en simple fase se determina como:

$$L_{2p} = \frac{x_i W h_{fg}}{\xi} \quad (67)$$

La estimación de la densidad media a lo largo del tubo en U, siempre que la entrada y salida se encuentren en doble fase ($x > 0$) se determina como sigue:

$$\bar{\rho}_h = \frac{1}{L} \int_0^L \frac{dl}{v_f + x(l)v_{fg}} = -\frac{h_{fg}W}{L\xi v_f} \int_{x_0}^{x_L} \frac{dx}{1 + x \frac{v_{fg}}{v_f}} = \frac{h_{fg}W}{L\xi} \ln \left[\frac{1 + \frac{x_{(l=0)}v_{fg}}{v_f}}{1 + \frac{x_{(l=L)}v_{fg}}{v_f}} \right] \quad (68)$$

$$\bar{\rho}_c = \frac{1}{L} \int_L^{2L} \frac{dl}{v_f + x(l)v_{fg}} = -\frac{h_{fg}W}{L\xi v_f} \int_{x_0}^{x_L} \frac{dx}{1 + x \frac{v_{fg}}{v_f}} = \frac{h_{fg}W}{L\xi} \ln \left[\frac{1 + \frac{v_{fg}x_{(l=L)}}{v_f}}{1 + \frac{v_{fg}x_{(l=2L)}}{v_f}} \right] \quad (69)$$

Debido a las condiciones de enfriamiento, podría ocurrir que en la rama de salida (bajada) el fluido se encuentre en simple fase. En dicho caso la integral anterior de $\bar{\rho}_c$ se calcula hasta un título $x = 0$ o L_{2p} , y la densidad media se toma como un valor medio pesado entre la integral anterior y la proporción de longitud en simple fase respecto a la longitud total de la rama. Esto es,

$$\bar{\rho}_l = \frac{1}{L} \int_0^{L_{2p}} \frac{dl}{v_f + x(l)v_{fg}} + \frac{\rho_f(2L - L_{2p})}{L} \quad (70)$$

El límite inferior, cero, de la integral anterior corresponde con la posición de entrada al tubo y no tiene que coincidir con el valor geométrico de la posición. Es decir, para la expresión (70), el límite inferior es la posición superior del tubo en U. En todos los casos estudiados se espera que la rama descendente se encuentre parcialmente en doble y en simple fase.

Para la determinación de la fricción distribuida, en base a lo anterior, se empleará como densidad del fluido un valor medio a lo largo del tubo en U. Dado que la densidad variará, quizás en un factor 2 ó 3, este promedio resulta innecesario y para simplificar el cálculo se usará $\bar{\rho}(l = L)$. Este valor de densidad se corresponde con la densidad que tendría el fluido en la parte superior del tubo en U.

El término de aceleración es pequeño comparado con la fricción concentrada y la distribuida y es dentro de las aproximaciones realizadas, sencillo de evaluar y da una contribución del mismo signo que el término de gravedad. En efecto, en lugar de ser una caída de presión resulta ser un incremento de presión ya que la densidad de salida es considerablemente mayor a la de la entrada,

$$\Delta P_{\text{aceleración}} = \frac{W^2}{A^2} \left(\frac{1}{\rho_{\text{salida}}} - \frac{1}{\rho_{\text{entrada}}} \right) \quad (71)$$

El término gravitatorio es siempre de signo opuesto al de fricción ya que la densidad de la rama descendente es mayor a la correspondiente de la rama ascendente. Para altos caudales de entrada y considerando que el flujo de calor removido es constante (coeficiente de transferencia por convección constante en el tiempo y el mismo para todo el tubo en U), la caída de presión gravitatoria resulta pequeña. Sin embargo, comienza, en forma relativa, a incrementarse al disminuir el caudal. En efecto, basándonos en cómo cambia la entalpía del fluido a lo largo de la trayectoria, según la ecuación (66); a medida que el caudal decrece la entalpía en una dada posición disminuye respecto a la de ingreso mientras que la densidad se incrementa. En la Figura 39 se muestran los términos de caída de presión en función del caudal. Se aprecia claramente un mínimo a bajos caudales, debido a que la aparición de simple fase y/o un incremento de la densidad en la rama descendente producen una subida de presión. Los valores de los parámetros se consignan en la Tabla 4.

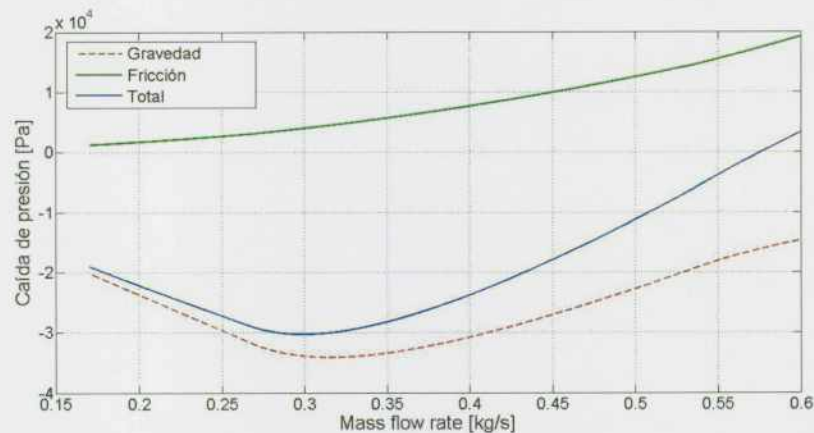


Figura 39: Caída de presión a lo largo de un tubo en U en función del caudal. Se muestran los términos de fricción distribuida y concentrada y de gravedad.

Tabla 4: Parámetros usados evaluar bifurcaciones de caudal en tubos en U en paralelos.

Símbolo	Valor	Nombre/unidad
A	$9,0 \times 10^{-4}$	Área de cada canal (m^2)
k_i	2	Coficiente de pérdida concentrada a la entrada
k_e	2	Coficiente de pérdida concentrada a la salida
k_j	0,5	Coficiente de pérdida concentrada en cualquier posición ¹

¹ Debe tenerse en cuenta una pérdida de carga ubicada en cualquier posición a lo largo de los tubos puede afectar a la estabilidad del mismo según se informa en muchas referencias bibliográficas. Aquí esta pérdida de carga se corresponde con un factor de pérdida concentrada en la parte superior de

f	$0,316/Re^{0,25}$	Factor de Fricción
L	9,1	Longitud (ascendente/descendente) de los tubos en U (m)
ρ_f	739,86	Densidad del líquido en saturación (kg/m ³)
ρ_g	36,6	Densidad del vapor en saturación (kg/m ³)
v_{fg}	$v_g - v_f$	Diferencia entre volúmenes específicos (m ³ /kg)
h_f	$1267,2 \times 10^3$	Entalpía del líquido en saturación (J/kg)
h_{fg}	$1503,9 \times 10^3$	Calor latente de vaporización (J/kg)
μ	$9,46 \times 10^{-5}$	Viscosidad dinámica (Pa s)

La figura muestra la existencia de un mínimo local, ubicado entre 0,25-0,3 kg/s, En base a la ecuación de L_{2p} , con los valores de caudal mencionados se obtiene una longitud entre 10 y 12 m. Es decir, la rama descendente cuya longitud es de 9,1 m se encuentra totalmente en simple fase salvo una pequeña fracción. Los resultados mostrados son consistentes con los esquematizados y mostrados en [60].

3.3.1 Sensibilidad a la caída de presión

Para los tubos en U, a diferencia de los canales verticales anteriormente vistos, comienzan a aparecer otras variables de importancia como el coeficiente de transferencia de calor al secundario y el título de vapor al ingreso de los mismos. Ambos pueden tener un efecto significativo ya que cambiarían la contribución del término gravitatorio, de pérdidas de carga por fricción y concentradas.

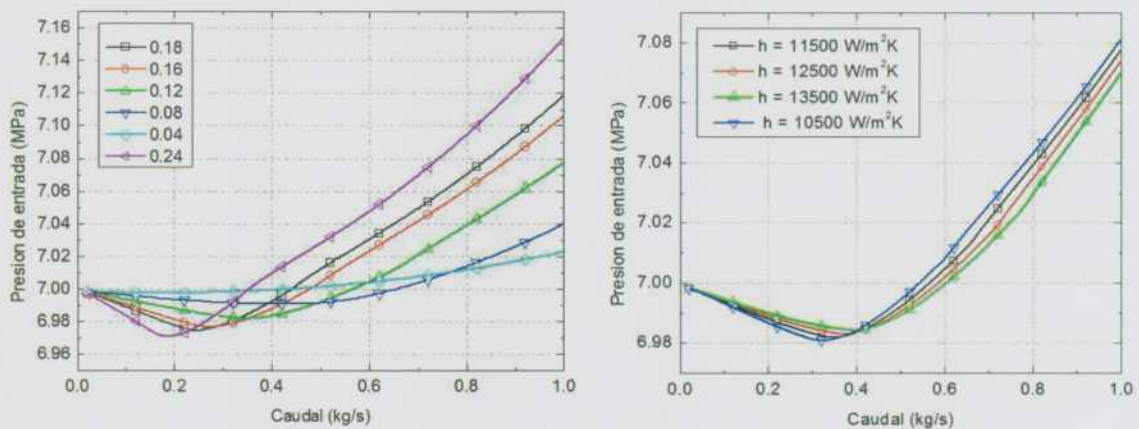


Figura 40: Curva característica de un tubo en U. A la izquierda para distintos títulos de entrada, a la derecha para distintos coeficientes de transferencia hacia el lado secundario.

los tubos en U, representando la curvatura a 180° de los mismos. Esta pérdida, en general, es menor a la que resulta por los cambios de sección entre la calota de ingreso o egreso al manojó de tubos que la pérdida concentrada por la curva. Este coeficiente concentrado es usualmente tenido en cuenta cuando se modelan generadores de vapor y, por lo tanto, aquí se han tenido en cuenta.

En la Figura 40 se muestran las curvas características. En el caso de la derecha, variando el coeficiente de transferencia y manteniendo el título de entrada constante, y a la izquierda manteniendo constante el coeficiente de transferencia para distintos títulos. Es importante notar la variabilidad al incrementar el título; donde comienza a aparecer el mínimo mencionado en la sección 3.3. Por otro lado, el coeficiente no parece tener un fuerte impacto en la forma de la curva. Como se verá más adelante, se elegirá el título como parámetro relevante para caracterizan el mapa de estabilidad de los tubos en U.

3.3.2 Modelado de canales en U paralelos

Supongamos 2 tubos en forma de U invertidos, idénticos entre sí como se muestra en la Figura 41. Esta imagen es tomada del modelado realizado en RELAP5 se mostrará más adelante y aquí solo es ilustrativa. En esta sección se realizará un modelo analítico de un conjunto de tubos en U en paralelo de la misma manera que se realizó anteriormente para los canales en paralelo.

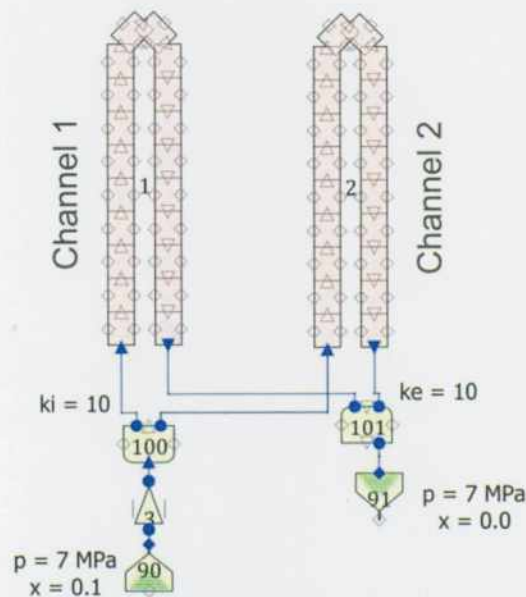


Figura 41: Esquema de tubos en U en paralelo con los mismos colectores

Dado que los tubos son exactamente iguales, comparten el mismo colector de entrada y salida (también idénticos entre ellos) y, al estar ambos canales en paralelo, las caídas de presión de ambos deben ser iguales, y por lo tanto sus caudales.

El objetivo, al igual que la sección 3.1 es desarrollar un modelo para predecir las inestabilidades por distribución de caudal en tubos en U. Se muestra que al igual que en dos canales en paralelo, las pérdidas de presión de tubos en U tienen múltiples soluciones con lo que puede darse la bifurcación de caudal. Hay que señalar que puede ocurrir bajo ciertas condi-

ciones, también, la inversión de caudal y que su análisis detallado escapa al alcance de este trabajo.

La caída de presión en ambos canales resulta:

$$\begin{aligned}
 &gL(\rho_{h1} - \rho_{c1}) + \frac{k_i W_1^2}{2A^2 \rho_i} + \frac{fL W_1^2}{2A^2 D \rho_{s1}} + \frac{k_e W_1^2}{2A^2 \rho_{e1}} + \frac{k_m W_1^2}{2A^2 \rho_{s1}} + \frac{W_1^2}{A^2} \left(\frac{1}{\rho_{e1}} - \frac{1}{\rho_i} \right) \\
 &= gL(\rho_{h2} - \rho_{c2}) + \frac{k_i W_2^2}{2A^2 \rho_i} + \frac{fL W_2^2}{2A^2 D \rho_{s2}} + \frac{k_e W_2^2}{2A^2 \rho_{e2}} + \frac{k_m W_2^2}{2A^2 \rho_{s2}} + \frac{W_2^2}{A^2} \left(\frac{1}{\rho_{e2}} - \frac{1}{\rho_i} \right)
 \end{aligned} \tag{72}$$

Las densidades a la entrada, identificadas como ρ_i y los coeficientes concentrados de pérdidas, k_i, k_e, k_m , en ambos canales (a la entrada y salida) son los mismos. Definiendo como coeficientes de pérdida concentrados y distribuidas dimensionales a:

$$\begin{aligned}
 K'_{i,e} &= \frac{k_{i,e}}{2A^2} \\
 N'_{fr} &= \frac{fL}{2DA^2}
 \end{aligned} \tag{73}$$

La cantidad N'_{fr} representa un número que involucra la fricción distribuida. Reemplazando, la caída de presión resulta

$$\begin{aligned}
 &gL(\rho_{h1} - \rho_{c1}) + \frac{K'_{i1} W_1^2}{\rho_i} + N'_{fr1} \frac{W_1^2}{\rho_{s1}} + \frac{K'_{e1} W_1^2}{\rho_{e1}} + \frac{K'_{m1} W_1^2}{2} + \frac{W_1^2}{A^2} \left(\frac{1}{\rho_{e1}} - \frac{1}{\rho_i} \right) \\
 &= gL(\rho_{h2} - \rho_{c2}) + \frac{K'_{i2} W_2^2}{\rho_i} + N'_{fr2} \frac{W_2^2}{\rho_{s2}} + \frac{K'_{e2} W_2^2}{\rho_{e2}} + \frac{K'_{m2} W_2^2}{\rho_{s2}} \\
 &+ \frac{W_2^2}{A^2} \left(\frac{1}{\rho_{e2}} - \frac{1}{\rho_i} \right)
 \end{aligned} \tag{74}$$

La diferencia de densidades entre las ramas ascendente y descendente se puede escribir, usando las expresiones (68) y (69), quedando como:

$$\begin{aligned}
 \rho_h - \rho_c &= \frac{h_{fg} W_s}{L \xi v_{fg}} \ln \left[\frac{1 + \frac{x_i v_{fg}}{v_f}}{1 + \frac{v_{fg} x(s=L)}{v_f}} \right] - \frac{h_{fg} W_s}{L \xi v_{fg}} \ln \left[\frac{1 + \frac{v_{fg} x(s=L)}{v_f}}{1 + \frac{v_{fg} x(s=2L)}{v_f}} \right] - \frac{\rho_f}{L} \left(2L - \frac{x_i W_s h_{fg}}{\xi} \right) = \\
 &\frac{h_{fg} W_s}{L \xi v_{fg}} \ln \left[\frac{\rho_s(W_s)}{\rho_i} \right] - \frac{h_{fg} W_s}{L \xi v_{fg}} \ln \left[\frac{\rho_e}{\rho_s(W_s)} \right] + \frac{\rho_f}{L} \left(2L - \frac{x_i W_s h_{fg}}{\xi} \right) = \\
 &\frac{h_{fg} W_s}{L \xi v_{fg}} \ln \left[\frac{\rho_s^2(W_s)}{\rho_i \rho_e} \right] - \frac{\rho_f}{L} \left(2L - \frac{x_i W_s h_{fg}}{\xi} \right)
 \end{aligned} \tag{75}$$

donde el subíndice s indica tubo 1 o el tubo 2. Esta expresión resulta bastante más compleja que lo visto para canales en paralelos. Es evidente que de esta expresión (75) junto con

la (74) no resulta simple ver qué cantidad de soluciones pueden darse. Un ejercicio interesante es simplificar la expresión anterior bajo las siguientes aproximaciones:

$$\begin{aligned}\rho_e &= \rho_f \\ \rho_s &= \frac{\rho_f + \rho_i}{2} \\ f &= \frac{0,316}{Re_0^{0,25}} = f_0 = \text{constante}^2\end{aligned}\quad (76)$$

Con las simplificaciones anteriores, resulta que la pérdida de carga depende con W^2 a través del término por fricción y con W por el término hidrostático. En base a esto y sabiendo que en sendos canales la caída de presión es igual, surge una única solución posible y es que ambos caudales sean iguales entre sí. Cabe agregar que la simplificación realizada al coeficiente de fricción es bastante grosera en si misma ya que depende del caudal. Sin embargo, para representar conceptualmente lo buscado es suficiente.

Debido a lo anterior, aunque sólo aparece una posible distribución de caudales (un resultado opuesto a lo esperado y buscado), es relativamente simple obtener una expresión analítica para el caudal para el cual la pérdida de carga alcanza el valor mínimo (obtenido del cálculo de la derivada y despreciando el término de aceleración y de una caída de presión concentrada dentro del tubo en U). El caudal para el mínimo de caída de presión es:

$$W_{min} = \frac{-\frac{gh_{fg}}{\xi v_{fg}} \ln(\rho_s/\rho_i\rho_f) - \rho_f x_i \frac{gh_{fg}}{\xi} - \frac{fL}{D} v_{fg} \xi L}{\sqrt{\left(\frac{gh_{fg}}{\xi v_{fg}} \ln(\rho_s/\rho_i\rho_f) + \rho_f x_i \frac{fL}{D} \frac{v_{fg} \xi L}{A^2 h_{fg}}\right)^2 + 8gL\rho_s \left(2\frac{K'_i}{\rho_i} + 2\frac{fL/D}{\rho_s A^2} + 2\frac{K'_e}{\rho_f}\right)}}{2\left(2\frac{K'_i}{\rho_i} + 2\frac{fL/D}{\rho_s A^2} + 2\frac{K'_e}{\rho_f}\right)} \quad (77)$$

El valor obtenido con (77) y utilizando los valores mostrados en la Tabla 4 es de 0,28 kg/s próximo al valor numérico (que se mostrará más adelante) obtenido empleando las expresiones completas en forma numérica y mediante códigos de sistemas.

Como ya es sabido, tanto ρ_s como f dependen del caudal de circulación. Particularmente, la densidad media ρ_s tiene un importante efecto en la diferencia de presión por columna hidrostática mientras que su efecto es menor en los términos de fricción porque está dominado por la caída concentrada en la entrada.

Hay que señalar que el término gravitatorio de caída de presión, para los caudales que estamos considerando, es una función que alcanza un valor mínimo próximo a la parte superior del tubo en U. A medida que el fluido sube por los tubos en U, hay una competencia

² El valor del Re de referencia es 200000.

entre el vapor que condensa como consecuencia del intercambio calórico con el lado secundario y la producción de vapor por efecto de “flashing” (asociado al cambio de presión, $\frac{\partial h_f}{\partial p}$). Debido a la simplicidad del estudio que se realiza, este efecto no es tenido en cuenta en el presente modelo. Sin embargo, esto podría llegar tener relevancia porque el contenido de vapor en el tubo en U del generador de vapor, que es decreciente en la rama ascendente, puede comenzar a aumentar nuevamente en zona superior y luego volver a condensar. En el caso de usar códigos de sistemas, o modelos analíticos, esto podría tener importancia al evaluar pérdidas de carga, por ejemplo, en la curva superior a 180° de los tubos en U y en la pérdida de carga interfacial.

Por otro lado, la fricción depende con la inversa de densidad ρ_s , y ésta, a su vez es proporcional a $\frac{1}{W}$. De este modo, la fricción distribuida (f) y concentrada (k_s) serán proporcionales a W^3 . La combinación de estas no linealidades con respecto al caudal, generan bajo ciertas condiciones, otras soluciones posibles y debería ser susceptible de una redistribución de caudal.

3.3.3 Modelo analítico 2 canales paralelos

Consideremos nuevamente los 2 canales paralelos de la Figura 41 con los parámetros dados en la Tabla 4 y la Tabla 5.

Tabla 5: Condiciones iniciales y de contorno para los tubos en U en paralelo.

Parámetro	Valor
x_i	0,12
k_i	10
k_e	10
k_m	0,0
W_T	0,6 kg/s
h_{tc}	10000
ξ	5374
W_{min}	0,17 kg/s
W_{max}	W_T
NP	500 (número de puntos usados para confeccionar la curva característica ΔP vs W)

Las caídas de presión resultan ser

$$\Delta P_1 = gL(\rho_{h1} - \rho_{c1}) + \frac{k_i W_1^2}{2A^2 \rho_i} + \frac{fL W_1^2}{2A^2 D \rho_{s1}} + \frac{k_e W_1^2}{2A^2 \rho_{e1}} + \frac{k_m W_1^2}{2A^2 \rho_{s1}} + \frac{W_1^2}{A^2} \left(\frac{1}{\rho_{e1}} - \frac{1}{\rho_i} \right) \quad (78)$$

$$\Delta P_2 = gL(\rho_{h2} - \rho_{e2}) + \frac{k_i W_2^2}{2A^2 \rho_i} + \frac{fL W_2^2}{2A^2 D \rho_{s2}} + \frac{k_e W_2^2}{2A^2 \rho_{e2}} + \frac{k_m W_2^2}{2A^2 \rho_{s2}} + \frac{W_2^2}{A^2} \left(\frac{1}{\rho_{e2}} - \frac{1}{\rho_i} \right)$$

El caudal total se mantiene constante, $W_T = W_1 + W_2$. Tomando la diferencia entre ΔP_1 y ΔP_2 reescribiendo $W_2 = W_T - W_1$ y representando en función de W_1 cómo se ilustra en la Figura 42 se pueden observar las múltiples soluciones.

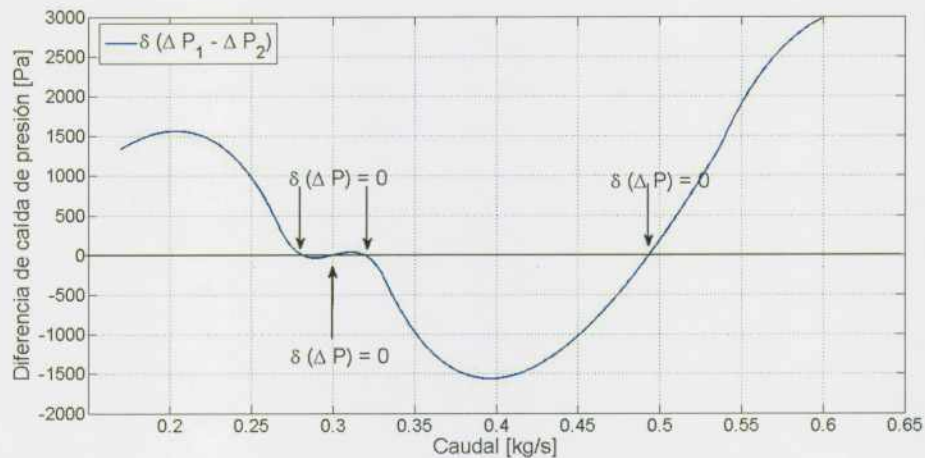


Figura 42: Diferencia entre las caídas de presión entre 2 canales en U paralelos en función del caudal del canal 1.

Se pueden notar varias soluciones en las que la diferencia de presión entre los canales es nula. Los valores en los que se satisfacen son: 0,30 kg/s; 0,281 kg/s; 0,319 kg/s y 0,493 kg/s.

Los modos de operación surgen cuando el caudal de circulación es próximo al valor de caudal mínimo de la curva característica de uno de los canales. Dicha curva tiene una región de pendiente negativa en la que puede desarrollarse una inestabilidad del tipo estática como la de redistribución de caudal.

Debido a la complejidad de la expresión de caída de presión no es simple obtener una expresión analítica del valor del caudal para el cual se produce el cambio de signo de la derivada, salvo bajo ciertas aproximaciones como se mencionó anteriormente. También puede obtenerse de manera más rápida en forma numérica como muestra la Figura 43 donde se grafican las derivadas de la diferencia de presión en el canal en función del caudal en uno de los canales.

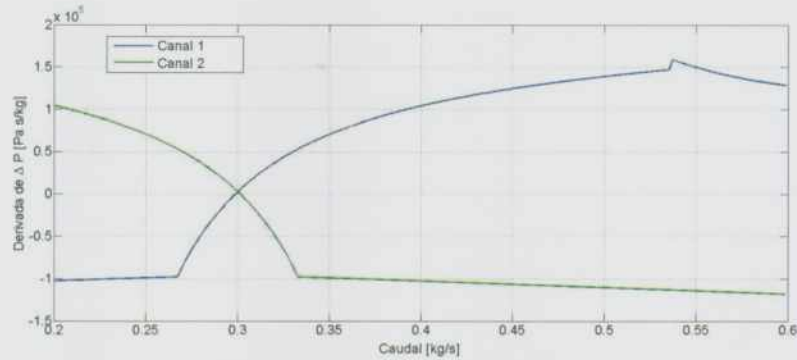


Figura 43: Derivada de la caída de presión en los dos canales en función del caudal en el canal 1.

3.3.4 Simulaciones en RELAP5

Las simulaciones de canales en paralelo con tubos en U pueden realizarse en RELAP5 o en TRACE5. En este caso, por simplicidad y brevedad mostraremos los resultados con RELAP5 ya que con el otro código son similares.

Para este caso se preparó una entrada de datos como la mostrada en la Figura 41. Los tubos en U se representaron por "PIPES" con 20 celdas de control, 10 celdas en la dirección ascendente y 10 en la descendente. A diferencia de los canales en ebullición en los que se entregaba una determinada potencia, aquí se transfiere potencia al lado secundario de los tubos en U, haciendo las veces del lado secundario de un generador de vapor. Para representar este intercambio de calor se utilizó una condición de contorno como la representada en la Figura 44.

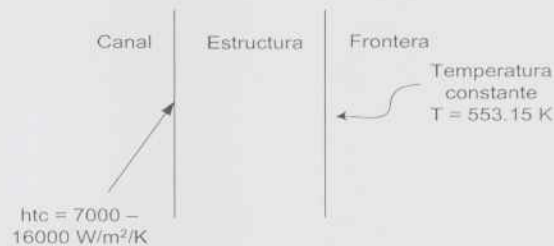


Figura 44: Intercambio de calor entre el lado primario y secundario en los tubos en U.

Las condiciones termodinámicas (presión y título) y el caudal de ingreso a los tubos en U son los esperados en generador de vapor de una instalación experimental durante los regímenes de circulación natural en doble fase (véase Sección 5.2.3).

3.3.4.1 Estudios paramétricos

Se han realizado una serie de experimentos numéricos con RELAP5 para mostrar el comportamiento de la distribución de caudal en función de los parámetros considerados relevantes. En la Tabla 6 se presentan los valores de los parámetros para los estudios de sensibilidad.

Tabla 6: Condiciones iniciales y de contorno para los tubos en U para estudios de sensibilidad.

Caso	h_{tc} W/m ² /K	caudal líquido (kg/s)	caudal vapor (kg/s)	k_i	k_e	¿estable?
1	16000	0,54	0,06	10	10	NO
2	15500	0,54	0,06	10	10	NO
3	15000	0,54	0,06	10	10	NO
4	15000	0,54	0,06	20	20	NO
5	16000	0,54	0,06	20	20	SI
6	16000	0,54	0,06	5	5	NO
7	16000	0,53	0,07	5	5	SI
8	17000	0,53	0,07	5	5	SI
9	16000	0,55	0,05	10	10	NO
10	15000	0,55	0,05	10	10	NO
11	15000	0,55	0,05	20	20	SI
12	15000	0,55	0,05	5	5	NO

Algunos de los resultados se muestran en la Figura 45. A la izquierda de la figura se aprecia la bifurcación de caudales para el caso 1 en los dos tubos en U con dos modelos de fluidos diferentes, tanto con el flujo homogéneo (HEM) como con el de 2-fluidos. A la derecha se muestran otros casos también con bifurcación de caudales.

Cuando se simulan tubos en U se observaron distintas condiciones o modos de operación que resultan más complejos que simplemente dos tubos paralelos verticales. Por ejemplo, aparecen bifurcaciones de caudal, sumadas a oscilaciones de distintas frecuencias e inversiones de caudal. Este último caso es particular porque, si bien existe una bifurcación, el caudal de uno de los tubos invierte el sentido de circulación que estará relacionado con los balances de pérdidas de carga en los tubos y esto demuestra que existen soluciones de igual caída de presión para distintos sentidos.

En la Figura 39 se presentó la caída de presión dentro de un tubo en U. Esta tiene un mínimo local y para valores pequeños de caudal la caída de presión tiende a cero. Sin embargo, en estas condiciones (con el caudal tendiendo a cero) puede ocurrir que haya inversión de caudal dependiente de la longitud de las ramas y la competencia entre la caída de presión por fricción y el término gravitatorio y de allí la reversión del caudal. Esto se discutirá en la sección 3.3.6.

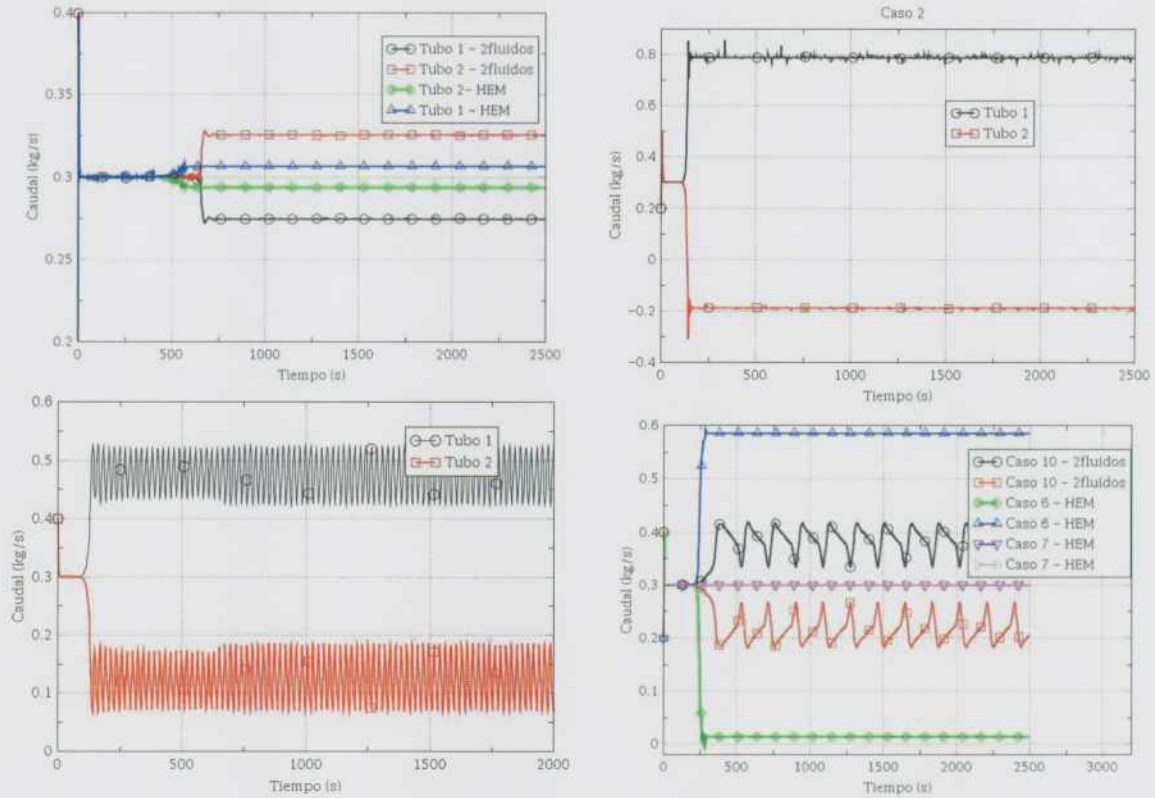


Figura 45: Resultados de simulaciones con RELAP5 de dos canales en U con diferentes condiciones.

3.3.5 Mapa de estabilidad para dos tubos en U

El mapa de estabilidad de tubos en U puede escribirse tanto en variables adimensionales como las mostradas en el análisis de tubos en paralelo verticales, como en variables físicas como el título (cociente entre el caudal de vapor respecto del caudal total) y el coeficiente de transferencia. Este coeficiente tiene un rol importante en estos estudios y merecerá un tratamiento como un parámetro adicional.

Estas últimas variables serán las usadas para mostrar el mapa de estabilidad ya que son los parámetros fijados en las condiciones de entrada a los tubos, porque serán las utilizadas en la sección 5.2.3 para bifurcaciones de caudal en generadores de vapor de una instalación experimental que representa un reactor tipo PWR.

Para realizar el mapa de estabilidad se realizó un programa para estimar las caídas de presión en dos tubos en paralelo mediante las expresiones en la ecuación (78). Entonces, el mapa de bifurcación se construye con las variables mencionadas: título de entrada (x_i) y fracción de caudal de uno de los canales respecto del total ($\frac{W_i}{W_T}$). El procedimiento es calcular la diferencia de las caídas de presión de cada canal para cada x_i y cada W_T . De este

modo se obtiene una matriz en $\mathbb{R}^{N \times N}$, siendo N el número de puntos definido en el mapa. En el rango utilizado de las variables fue:

$$0,02 < x_i < 0,2$$

$$0,1 \text{ kg/s} < W_T < 1 \text{ kg/s}$$

El valor de distribución de caudal (ϕ) elegido fue 0,5 (es decir, ambos canales tendrán el mismo caudal). Del conjunto de datos se determina la curva que satisface igualdad de presión entre canales,

$$\Delta \left(\delta P \left(x_i, \frac{W_i}{W_T}, h_{tc} \right) \right) = 0$$

A modo de ejemplo y para visualizar un mapa o las curvas de nivel de la función $\Delta(\delta P) = 0$ se presenta en la Figura 46 donde se utilizó $h_{tc} = 10000$ ó $15000 \text{ W/m}^2/\text{K}$, $k_e = k_i = 10$. La región blanca indica la zona de inestabilidad. Esta zona es muy pequeña ya que por ejemplo para un $x_i = 0,12$ el rango de caudal para el cual ocurre es entre 0,52 y 0,6 kg/s. Cuando se incrementa el valor de h el mapa se corre horizontalmente hacia caudales totales mayores.

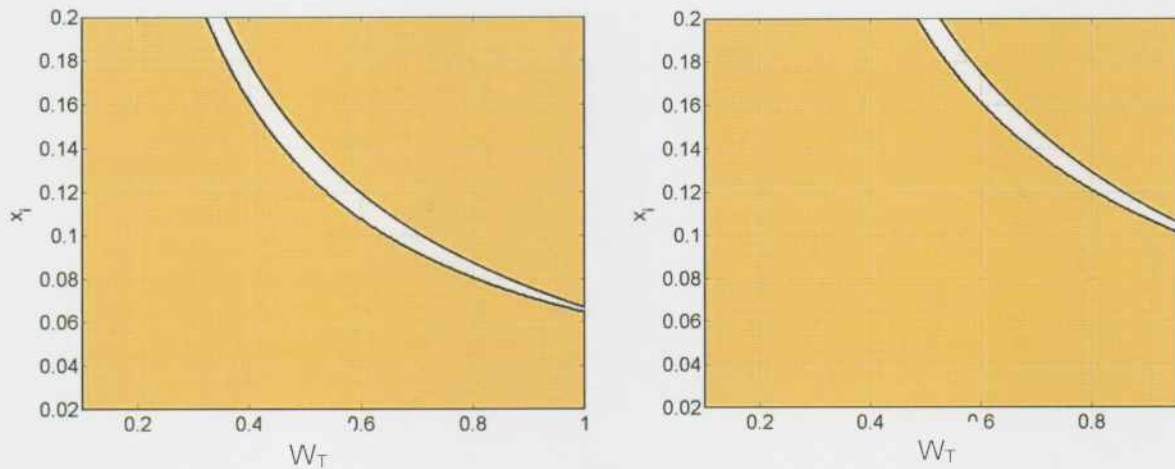


Figura 46: Mapa de estabilidad para dos tubos en U en paralelo para $h = 10000 \text{ W/m}^2/\text{K}$ (izquierda) y $h_{tc} = 15000 \text{ W/m}^2/\text{K}$ (derecha), $k_e = k_i = 10$. La región contenida entre los trazos negros es la zona inestable y x_i corresponde al título de entrada.

Como comparación, se realizaron los mismos cálculos en RELAP5 para sólo algunas condiciones de caudales y de títulos. Se obtuvo, como se presenta en la Figura 47, que la frontera del modelo analítico es muy próxima a las condiciones en las que el RELAP5 (puntos representados en azul) captura la bifurcación de caudal (independientemente de que tipo de comportamiento ocurra posteriormente).

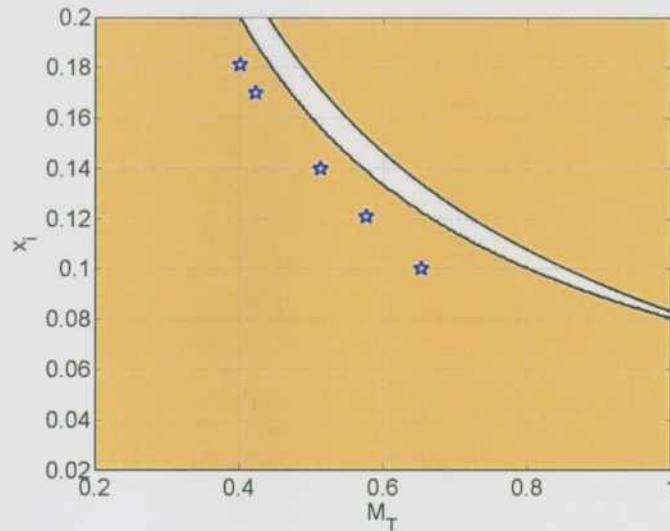


Figura 47: Comparación del mapa de estabilidad para dos tubos en U en paralelo para $h_{tc} = 15000 \text{ W/m}^2/\text{K}$, $k_e = k_i = 10$ y una simulación en RELAP5. La región contenida entre los trazos negros es la zona inestable y x_i corresponde al título de entrada.

También se observó en la simulación de RELAP5 que para caudales totales menores a 0,3 kg/s se produce inversión de caudal en uno de los canales. Se hizo un análisis de sensibilidad cambiando ligeramente el coeficiente de transferencia y se puede ver que los puntos obtenidos por RELAP5 se aproximan a la frontera. Por lo tanto, las diferencias observadas se consideran asociadas a la simplificación del modelo analítico para el cálculo de la caída de presión.

3.3.6 Discusiones finales

En este capítulo se presentó un modelo unidimensional con flujo homogéneo para estudiar las inestabilidades por distribución de caudal en canales verticales. Esto se extendió a tubos verticales en U invertidos como los que se encuentran en los generadores de vapor de reactores nucleares. El modelo analítico desarrollado predice similares comportamientos que los códigos de sistemas como RELAP5 y TRACE5.

Las inestabilidades por redistribución de caudal en tubos verticales han sido estudiadas en numerosos trabajos como se mencionaron oportunamente en el capítulo anterior y a lo largo de éste. Sin embargo, en tubos en U los estudios son más bien limitados o escasos. Los casos en los que se han estudiado comportamientos similares son, por ejemplo los dados en [64] y [60].

La Figura 48 muestra el mapa de flujo esperado en una instalación experimental (LSTF) durante circulación natural. Como se puede ver el régimen de flujo depende de la longitud de los tubos, ya que dependerá fuertemente de la altura hidrostática del fluido en ambas ramas.

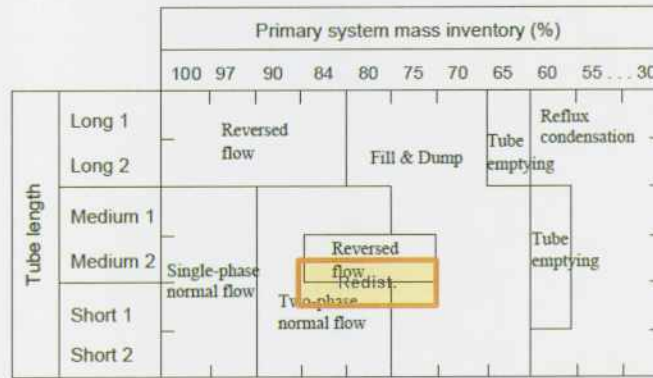


Fig. 1. Flow mode in the U-tubes versus the primary system mass inventory in the LSTF natural-circulation experiments (Kukita et al., 1988).

Figura 48: Mapa de flujos para tubos en U invertidos obtenidos de las referencias [60] y [64].

Dentro de los estudios experimentales y para inventarios de masa de 80 % al 60 %, indicando una zona de doble fase, para tubos de longitud media se observa la zona de doble fase y sumado una posible inversión de caudal en determinadas regiones. De acuerdo con los estudios realizados en este trabajo, la inversión de caudal se ha observado, pero también puede darse una redistribución de caudal sin modificar el sentido de circulación. Ambos casos son producto de inestabilidades estáticas que ocurren dentro de la zona de doble fase. En suma, se desprende de estos análisis que en el mapa de regímenes de flujo debería agregarse una región (recuadro naranja) con redistribución de caudal según se incluye en la Figura 48.

Capítulo IV

4 Modelado de inestabilidades en sistemas de interés nuclear

En este capítulo se presentan los modelos realizados para estudiar inestabilidades en circulación natural comenzando desde sistemas simples como el circuito de Welander hasta instalaciones experimentales escaladas de reactores nucleares que se presentarán en el capítulo siguiente. Primero se estudian circuitos operando en circulación natural con distintos esquemas numéricos; luego se extenderá el estudio a un evento de reducción de inventario para pasar por regímenes de flujos en simple y doble fase, con un canal o varios canales en paralelo.

4.1 Modelado de la circulación natural en sistemas simples

4.1.1 Circuito de circulación natural de Welander

Uno de los circuitos cerrados operando en circulación natural más conocido es un circuito estudiado por Welander [11] y ha sido analizado extensivamente desde hace más de tres décadas como en [85], [86] y [87], y hasta muy recientemente [88], y está representado esquemáticamente en la Figura 49. La inclusión del estudio de problema original en este trabajo sirve como introducción al estudio más general, de múltiples tubos en paralelo.

Este circuito contiene un fluido newtoniano, incompresible, en simple fase líquida y consiste en una fuente de calor dispuesta en la parte inferior y un enfriador en la parte superior, unidos por dos ramas verticales, consideradas adiabáticas. La longitud total del circuito es L . En el trabajo original de Welander [11], tanto la fuente como el sumidero son considerados puntuales. Para su representación física, las longitudes de las ramas verticales ($L/2$) son al menos dos órdenes de magnitud mayores que las longitudes del calefactor y del enfriador. Por lo dicho puede ser considerado un circuito "unidimensional" ya que la relación entre la longitud de las ramas y el diámetro (D) es mucho mayor a la unidad.

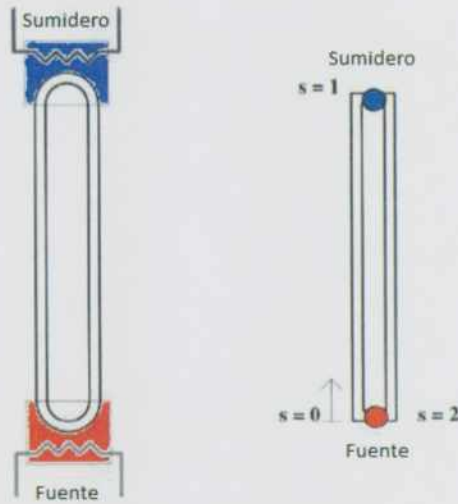


Figura 49: Esquema del Circuito de Welander.

La dinámica de ese sistema, si se adopta la aproximación de Boussinesq para describir la densidad del fluido, puede modelarse usando solamente las ecuaciones de conservación de cantidad de movimiento y energía a lo largo del circuito. Se considera también que el fluido se encuentra en régimen laminar o turbulento según corresponda y que es newtoniano. Así, la fuerza de fricción tangencial es función del caudal de circulación.

La ecuación de conservación de cantidad de movimiento de un elemento diferencial de largo dS a lo largo de la dirección S puede escribirse como:

$$\rho A \frac{dv}{dt} dS = -\frac{\partial P}{\partial S} AdS + \rho g AdS + F_s \quad (79)$$

donde los tres términos de la derecha representan el gradiente de presión, la contribución gravitatoria y, F_s las fuerzas de fricción.

Empleando la aproximación de Boussinesq y teniendo en cuenta que la variación de densidad ρ puede expresarse, a primer orden en la temperatura, mediante el coeficiente de dilatación volumétrica β , es

$$\rho = \rho_0 (1 - \beta (T(S) - T_0)) \quad (80)$$

donde ρ_0 es la densidad a la temperatura T_0 usada como referencia. Reemplazando (80) y utilizando (79) y F_s por el esfuerzo viscoso dado por $\tau_w = \frac{1}{2} \rho f v^2$ - siendo f el factor de fricción Fanning, se obtiene

$$\rho A \frac{dv}{dt} dS = - \frac{\partial P}{\partial S} A dS + \rho [1 - \beta (T(S) - T_0)] g A dS - \frac{1}{2} \rho f (Re) v^2 P_w dS \quad (81)$$

La cantidad P_w es el perímetro mojado determinado, en este caso por πD . El factor de fricción f en (81) puede expresarse como:

$$f = \frac{a}{Re^b} \quad (82)$$

con a y b dos constantes que dependen del número de Reynolds. Para un régimen laminar, $a = 16$, $b = 1$ y $a = 0,079$; $b = 0,25$ para un régimen turbulento ($Re > 2100$)³. En el trabajo original de Welander [11] se utilizó sólo el régimen laminar.

Integrando a lo largo del circuito y dado que éste se encuentra intacto, entonces $\oint \left(\frac{\partial P}{\partial S} \right) = 0$:

$$\frac{Adv}{dt} L = \beta A \oint (T(l) - T_0) g dS - \frac{1}{2} f v^2 L \quad (83)$$

Expresando los términos en función del caudal volumétrico Q , y siguiendo el desarrollo realizado en [98] se obtiene

$$\frac{dQ}{dt} + \frac{a R}{16} \left(\frac{\rho D}{\mu A} \right)^{1-b} Q |Q|^{1-b} = \beta \oint (T(S) - T_0) g dS \quad (84)$$

siendo $R = 32 \frac{\mu}{\rho D^2}$ según fue definido en el trabajo original de Welander. La ecuación de conservación de energía es:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{Q}{A} \frac{\partial T}{\partial S} = \begin{cases} 0 & \text{en las ramas verticales} \\ \zeta (T_s - T(S)) & \text{en la fuente y sumidero} \end{cases} \quad (85)$$

³ Para simplificar el desarrollo analítico sólo se consideraron los regímenes laminar y turbulento, y cuyo cambio ocurre en un número de Reynolds de 2100. Es decir, no se tuvo en cuenta el régimen de transición usualmente entre números de Reynolds de 2100 a 3500.

$\zeta = \frac{P_{Wh} t c}{\rho c_p A}$ y donde T_S es la temperatura de la fuente o del sumidero T_{fuente} ó $T_{sumidero}$ según corresponda. Considerando que las temperaturas de la fuente y el sumidero son constantes, se puede definir:

$$T_0 = \frac{T_{fuente} + T_{sumidero}}{2} \quad (86)$$

$$\Delta T = (T_{fuente} - T_{sumidero})/2$$

El sistema de ecuaciones (84) y (85) puede adimensionalizarse utilizando las siguientes relaciones y siguiendo el trabajo de [98]

$$s = \frac{S}{L}$$

$$\tau = \frac{t}{\frac{L}{2\zeta\Delta S}}$$

$$q = \frac{Q}{\zeta A \Delta S}$$

$$\theta = \frac{T - T_0}{\Delta T}$$
(87)

En la referencia original [11] se observó que, si la distribución inicial de temperaturas es anti-simétrica respecto al centro del circuito, esta asimetría se mantiene en todo el transitorio. Esto puede resultar muy útil para simplificar el problema. Considerando (87) y haciendo que $\Delta S \rightarrow 0$, mientras que se mantiene constante $\Delta S \times \zeta$, la ecuación de conservación de cantidad de movimiento puede reescribirse:

$$\frac{dq}{d\tau} = \alpha \int_0^1 \theta ds - \epsilon q |q|^{\xi-1} \text{ para } \tau > 0 \quad (88)$$

y para la conservación de la energía,

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + q \frac{\partial \theta}{\partial s} = 0 \text{ para } \tau > 0 \quad (89)$$

donde se utilizó que

$$\xi = 2 - b$$

$$\alpha = \frac{\beta g \Delta T L}{2(\zeta l)^2} \quad (90)$$

$$\epsilon = \frac{\left(\frac{\alpha}{16}\right) \left(\frac{\rho D \zeta l}{\mu}\right)^{1-b} RL}{2 \zeta l}$$

De la adimensionalización se distinguen dos parámetros, α y ϵ , que resultan los coeficientes de peso de los términos gravitatorios (flotación) y de fricción en la ecuación de conservación de energía, respectivamente. Hay que notar que la ecuación de conservación de la energía no es más que una ecuación escalar de onda que ha sido extensamente estudiada, por ejemplo en [89]

Como fue mencionado, este problema es anti-simétrico y la solución de una rama, ascendente o descendente, es equivalente con las adecuadas condiciones de contorno, a la solución del circuito completo.

La temperatura del fluido al salir de la fuente térmica y del sumidero, desde el punto de vista de la transferencia de calor, depende de la temperatura a la entrada y de su correspondiente caudal. Es decir, si una partícula permanece un intervalo de tiempo de Δt en la fuente, su temperatura, a primer orden, será obtenida usando la ecuación (85). Postulando que la longitud de la fuente o del sumidero es pequeña comparada con la longitud de las ramas, resulta que:

$$T_{salida} - T_{entrada} = (T_{fuente} - T_{entrada}) (1 - e^{-\zeta \Delta t}) \quad (91)$$

donde si $\Delta t \rightarrow 0$ entonces la $T_{salida} = T_{entrada}$. Utilizando nuevamente las variables adimensionales, la asimetría del problema y las condiciones de contorno para la fuente y sumidero resulta:

$$\theta(0^+, \tau) + \theta(1^-, \tau) = (1 + \theta(1^-, \tau)) \left(1 - e^{-\frac{1}{q}}\right), \quad q > 0 \text{ y para } \tau \geq 0 \quad (92)$$

$$\theta(0^+, \tau) + \theta(1^-, \tau) = (-1 + \theta(0^+, \tau)) \left(1 - e^{-\left(\frac{1}{|q|}\right)}\right), \quad q < 0 \text{ y para } \tau > 0 \quad (93)$$

Para finalizar la definición del sistema de ecuaciones, las condiciones iniciales teniendo en cuenta la antisimetría son:

$$\begin{aligned} q(0) &= q_0 \\ \theta(s, 0) &= \theta_0(s) \text{ para } 0 < s < 1 \\ \theta(s, 0) &= -\theta_0(s - 1) \text{ para } 1 < s < 2 \end{aligned} \quad (94)$$

Tomando las versiones estacionarias de las ecuaciones (84) y (85) se obtiene la siguiente relación implícita para el caudal estacionario q_{SS} .

$$\frac{2 q_{SS}^{\xi}}{\frac{\alpha}{\epsilon} + q_{SS}^{\xi}} = 1 - e^{-\left(\frac{1}{q_{SS}}\right)} \quad (95)$$

Definamos la función $g(x)$ como la diferencia entre el término derecho e izquierdo de la ecuación (95). En Figura 50 se muestra la forma de $g(x)$ para distintos valores de $\frac{\alpha}{\epsilon}$, los valores de $g(q_{SS}) = 0$, son los caudales adimensionales soluciones de (95).

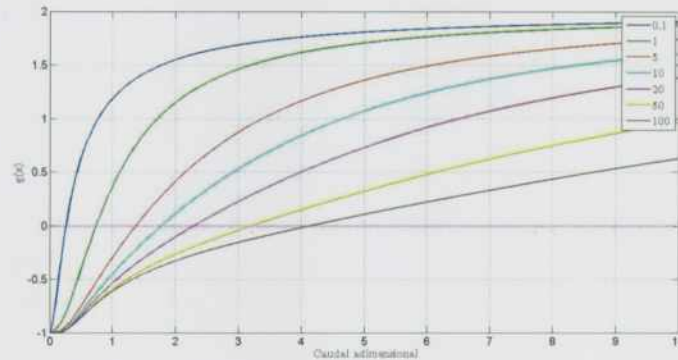


Figura 50: Caudal estacionario q_{SS} para el circuito de Welander para distintos valores de $\frac{\alpha}{\epsilon}$.

Como se ve de la figura, los valores de caudales adimensionales para valores de $\frac{\alpha}{\epsilon} = 100$, es del orden de aproximadamente 4. Como veremos más adelante, para este trabajo utilizaremos valores de $\frac{\alpha}{\epsilon} \gg 1$ y por lo tanto podemos tratar de aproximar la ecuación trascendental (95) por una expresión analítica sencilla. Por ejemplo, aproximando el término izquierdo y derecho se obtiene:

$$\frac{2 q_{SS}^{\xi}}{\frac{\alpha}{\epsilon}} \approx \frac{1}{q_{SS}} \quad (96)$$

de donde sale que $q_{SS}^{\xi+1} \approx \frac{\alpha}{2\epsilon}$. Resolviendo numéricamente y comparando con la aproximación se observa que el error relativo disminuye a medida que $\frac{\alpha}{\epsilon}$ crece, como puede visualizarse en la Tabla 7:

Tabla 7: Comparación entre un cálculo analítico aproximado y el exacto para determinar caudales adimensionales para el problema de Welander.

$\frac{\alpha}{\epsilon}$	Cálculo exacto	Aproximación	Diferencia (%)
0,1	0,2616	0,3364	28,6
1	0,7391	0,7772	5,2
5	1,3739	1,3954	1,6
10	1,7786	1,7954	0,9
20	2,2970	2,3101	0,6
50	3,2142	3,2236	0,3
100	4,1404	4,1477	0,2

La distribución de temperaturas se obtiene de reemplazar y despejar θ_{SS} en las ecuaciones (92) y (93) dando como resultado para la rama ascendente:

$$\theta_{SS} = \frac{1 - e^{-\left(\frac{1}{q_{SS}}\right)}}{1 + e^{-\left(\frac{1}{q_{SS}}\right)}} \quad (97)$$

Teniendo en cuenta la anti-simetría del problema, la distribución de temperaturas en la rama descendente es $-\theta_{SS}$.

4.1.2 Estabilidad del circuito de Welander

El circuito Welander, operando en simple fase, puede resultar ser inestable dependiendo de las variables geométricas y de las físicas tales como el coeficiente de transferencia del calor, etc. mediante los cuales se obtienen los valores de α y ϵ . Es decir, aunque se pueda hallar un caudal estacionario a partir de (95) o su aproximación $q_{SS}^{\xi+1} \approx \frac{\alpha}{2\epsilon}$, no significa que el sistema pueda alcanzar dicho caudal a tiempos infinitos. En efecto, debido a los parámetros del circuito una pequeña perturbación sobre el mismo puede hacerlo oscilar hasta que cambia de sentido de circulación.

El análisis de estabilidad de un sistema se realiza como una pequeña perturbación frente al estado de equilibrio o un punto fijo del sistema. Las perturbaciones tienen la forma de:

$$q(\tau) = q_{SS} + \delta q(\tau)$$

$$\theta(s, \tau) = \theta_{SS}(s) + \delta \theta(s, \tau)$$

donde δq y $\delta \theta$ son pequeñas perturbaciones al estado estacionario $\theta_{SS}(s)$ y q_{SS} . Introduciendo estas perturbaciones en las ecuaciones (88) y (89) resulta la ecuación de conservación de cantidad de movimiento perturbada:

$$\frac{d\delta q}{d\tau} = \alpha \int_0^1 \delta \theta ds + \epsilon q_{SS} |q_{SS}|^{\xi-1} \delta q (\xi - 2) \text{ para } \tau > 0 \quad (98)$$

y para la ecuación de conservación de la energía

$$\frac{\partial \delta \theta}{\partial \tau} + \frac{q_{SS} \partial \delta \theta}{\partial s} = 0, \quad \tau > 0 \quad (99)$$

Es importante mencionar que en el trabajo de Welander [11], se tomó una correlación de fricción para flujo laminar, mientras que en la ecuación (98) se tuvo en cuenta una correlación para flujo turbulento. La diferencia entre ambos cálculos aparece en el último término del lado derecho. La ecuación (100) es como quedaría siguiendo el trabajo de Welander la ecuación de conservación de la cantidad de movimiento. La ecuación de energía resultaría idéntica ya que es independiente de la correlación para la fricción.

$$\frac{d\delta q}{d\tau} = \alpha \int_0^1 \delta \theta ds + \epsilon q \text{ para } \tau > 0 \quad (100)$$

Tomando que $\delta \theta = \delta \theta(0)e^{rt}$ y $\delta q = \delta q(s,0)e^{rt}$ y reemplazando en (98) ó (100) y (99) se obtiene

$$r\delta \theta(0) + q_{SS} \frac{\partial \delta \theta}{\partial s} = 0, \quad \tau > 0 \quad (101)$$

para el flujo turbulento

$$\left(r + \epsilon q_{SS} q_{SS}^{(\xi-1)} (\xi - 2) \right) \delta q(s,0) = \alpha \int_0^1 \delta \theta(0) ds, \quad \tau > 0 \quad (102)$$

y para el flujo laminar

$$(r + \epsilon) \delta q(s,0) = \alpha \int_0^1 \delta \theta(0) ds, \quad \tau > 0 \quad (103)$$

A partir de (102) y (103), y con la condición de contorno $\delta \theta(0) + m \delta \theta(1) + n q_{SS} = 0$ se obtienen las ecuaciones características:

$$1 + me^{-\frac{r}{q_{SS}}} + \frac{n\alpha q_{SS}}{r(r + \epsilon)} \left(1 - e^{-\frac{r}{q_{SS}}}\right) \quad \text{para flujo laminar} \quad (104)$$

$$1 + me^{-\frac{r}{q_{SS}}} + \frac{n\alpha q_{SS}}{r \left(r + \epsilon q_{SS} q_{SS}^{(\xi-1)} (\xi - 2)\right)} \left(1 - e^{-\frac{r}{q_{SS}}}\right) \quad \text{para flujo turbulento} \quad (105)$$

Estas ecuaciones características son necesarias para la obtención de la curva de estabilidad neutral (valores de α y ϵ que hacen que la parte real de r , $Re(r) = 0$). Siguiendo los mismos lineamientos que en los trabajos [11], [85] y [87], reemplazando $r = i\omega$, resulta:

$$\frac{\epsilon^{i\hat{\omega}} + \hat{m}}{\epsilon^{i\hat{\omega}} - 1} + \frac{\hat{\alpha}}{i\hat{\omega}(i\hat{\omega} + \hat{\epsilon})} = 0 \quad (106)$$

$$\frac{\epsilon^{i\hat{\omega}} + \hat{m}}{\epsilon^{i\hat{\omega}} - 1} + \frac{\hat{\alpha}}{i\hat{\omega}(i\hat{\omega} + u\hat{\epsilon} q_{SS}^{\xi-1})} = 0 \quad (107)$$

Teniendo en cuentas las siguientes relaciones

$$\begin{aligned} \hat{m} &= \frac{1 - \theta_{SS}}{1 + \theta_{SS}} \\ \hat{n} &= \frac{1 - \theta_{SS}}{q_{SS}^2} \\ \epsilon_2 &= \epsilon \xi \\ u\hat{\epsilon} q_{SS}^{\xi-1} &= \epsilon_2 q_{SS}^{\xi-2} \\ \hat{\omega} &= \frac{\omega}{q_{SS}} \\ \hat{\alpha} &= \frac{\alpha}{q_{SS}} \hat{n} \\ u &= \frac{\xi a}{16} \left(\frac{\rho D k \Delta S}{\mu} \right)^{\xi-1} \end{aligned} \quad (108)$$

Debe notarse que las ecuaciones características solo difieren en el término que contiene a ϵ en el denominador del segundo miembro de las ecuaciones (106) y (107).

Un mapa típico de estabilidad obtenido de las ecuaciones características (106) y (107) es como el mostrado en la Figura 51. La región central, en rojo, corresponde a la zona inestable mientras que la exterior, amarilla, a la región estable. Es decir que, si el sistema es perturbado en la zona amarilla, esta se amortiguará y retornará a una condición estable alcanzándose un caudal y una distribución de temperaturas dadas por las expresiones vistas. La

frontera entre ambas regiones es la curva de estabilidad neutral en la que el sistema oscila con amplitud constante para todo tiempo.

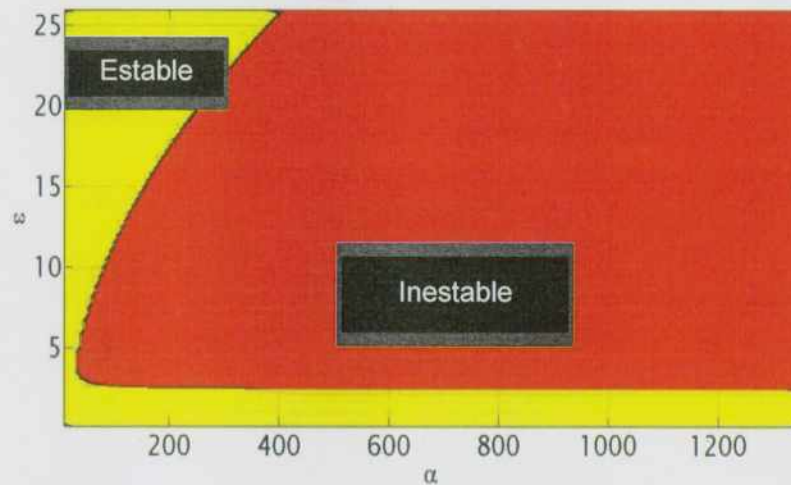


Figura 51: Mapa de estabilidad para una correlación con flujo laminar con $\xi = 1$.

La Figura 52 muestra una comparación entre los mapas de estabilidad para un flujo turbulento y uno laminar como el considerado originalmente por Welander en [11]. Es interesante ver que la región de inestabilidad considerando el flujo turbulento es considerablemente menor que para el flujo laminar.

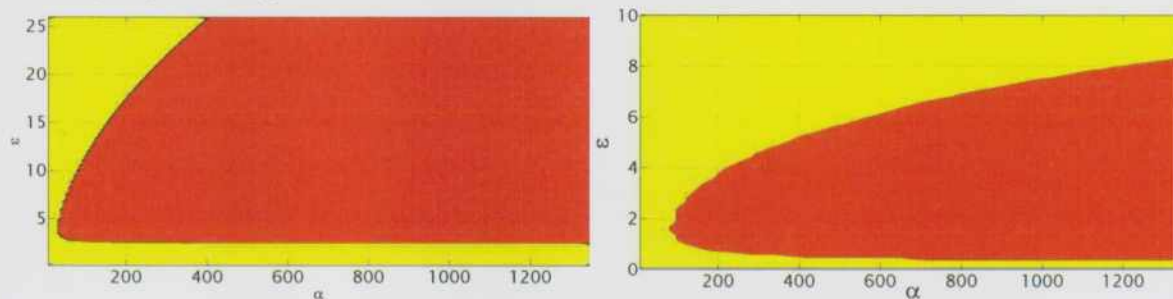


Figura 52: Mapa de estabilidad para flujos turbulentos (derecha) con $\xi = 1,75$ y un flujo laminar $\xi = 1$ (izquierda).

El problema de Welander será resuelto numéricamente por diversos esquemas numéricos simples a primero y segundo orden y también mediante códigos de sistemas como el RELAP5 y el TRACE5. Debido a las características y aproximaciones en los esquemas numéricos se podrá observar que la frontera que separa la zona estable de la inestable puede variar y por lo tanto un sistema inestable podría comportarse como estable como veremos en las próximas secciones.

4.1.2.1 Naturaleza física de la inestabilidad

Welander dio una explicación cualitativa de la inestabilidad observada, basándose en principios generales. Si el caudal se incrementa, es de esperar que aumente la fricción con una consecuente disminución de la fuerza de flotación ya que disminuye el calentamiento por unidad de longitud en el fluido. Se podría suponer que siempre se puede alcanzar un estado estacionario que es estable, un caudal de circulación constante. Si estos fenómenos no se encuentran en fase, se podría dar una amplificación de los mismos y producir oscilaciones de amplitud creciente.

En el trabajo de Welander se define el concepto de “warm package” para explicar las inversiones de caudal en el circuito como se verán en la sección 4.1.4. Supongamos que una porción de fluido pasa por la fuente caliente en donde emerge un paquete caliente, al pasar a la rama correspondiente (que está más fría) el caudal tenderá a aumentar porque ese paquete subirá más rápido. Cuando se alcanza la fuente fría, su velocidad que aumentó, pasa rápido por el sumidero saliendo con una temperatura muy similar a la de entrada (el sumidero pierde eficiencia). Este efecto hace que la fuerza boyante disminuya y la velocidad disminuya, llegando a la fuente en la parte inferior de la misma manera que en el ciclo anterior y esto se repite mostrándose las oscilaciones. La disminución de velocidad puede ser tal que en algún caso pueda invertirse el sentido de circulación.

En sistemas lineales, si nos encontramos en una región inestable, las amplitudes de las oscilaciones crecerían indefinidamente, pero en sistemas no lineales la amplitud de oscilaciones es acotada. Es importante mencionar que el problema de Welander es claramente no lineal y, estas no linealidades, limitan las amplitudes de las oscilaciones que se observan de manera similar a un oscilador tipo Van der Pol forzado [9] y [10]. Cabe mencionar que las no linealidades no pueden, independientemente de la amplitud de la oscilación, evitar el flujo pulsante, es decir, el cambio de sentido de circulación. En realidad, desde un punto de vista físico, la temperatura no puede ser más baja que la del sumidero ni más alta que la de la fuente, salvo que el flujo se haya detenido, se mantenga indefinidamente en esa condición y que se entregue potencia al fluido forzadamente y de manera continuada.

4.1.3 Análisis numérico y el efecto del tipo de aproximación

Las ecuaciones (88) y (89) y las condiciones de contorno e iniciales se pueden discretizar para resolver el problema de manera numérica utilizando distintos métodos o esquemas numéricos y códigos de sistemas como el RELAP5 y TRACE5. Para la resolución del problema consideremos los siguientes parámetros del circuito:

Tabla 8: Valores del circuito de Welander.

Parámetro (Unidad)	Valor
D (m)	0,1
L (m)	20
g (m/s ²)	9,8
β (K ⁻¹)	$2,55 \times 10^{-4}$

T_{fuente} (K)	303
T_{sumidero} (K)	293
P_w (m)	0,3142
a (-)	0,079
b (-)	0,25
h_{tc} (W/m ² K)	20000
c_p (J/kgK)	4177
ρ (kg/m ³)	997
μ (Pa s)	0,000864
rugosidad (μm)	0,1
α	338
ε	2,3

para los valores de la Tabla 8 y haciendo uso del mapa de estabilidad obtenido en [11], [86] y [87], que tienen la forma mostrada en la Figura 51, se puede observar que el sistema para los valores de α y ε elegidos es inestable.

4.1.4 Discretización por diferencias finitas

El problema de Welander puede resolverse de manera muy simple por el método de diferencias finitas a primer y a segundo orden o con combinaciones de métodos. Cabe mencionar que los códigos de sistemas tienen sus ecuaciones diferenciales en derivadas parciales, en general, discretizadas a primer orden mediante volúmenes finitos (como se mencionó en la sección 2.7.1.2) de manera explícita o semi-implícita. Hay códigos como el "CATHARE" que utilizan un esquema totalmente implícito.

Discreticemos el circuito en un total de NX nodos equiespaciados y llamemos $IMAX = NX + 1$. Es decir, el sistema tendrá un nodo más que será utilizado para la condición de borde y para dar las características de sistema cerrado. Supongamos que la fuente se encuentra en el nodo $NX = 2 = N_F$. Por lo tanto, el sumidero se encuentra en el nodo $N_S = N_F + NX/2$ y el nodo $IMAX$ corresponde al último nodo antes de la fuente ó $NX=1$. Esto permite que una escritura de las condiciones de contorno de manera sencilla.

Recordando las ecuaciones de conservación de cantidad de movimiento y de energía (84) y (85) que se transcriben por completitud,

$$\frac{dQ}{dt} + a \frac{R}{16} \left(\frac{\rho D}{\mu A} \right)^{1-b} |Q|^{1-b} = \beta \oint (T(S) - T_0) g$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{Q}{A} \frac{\partial T}{\partial S} = \begin{cases} 0 & \text{en las ramas verticales} \\ \zeta (T_S - T(S)) & \text{en la fuente y sumidero} \end{cases}$$

y discretizando a primer orden en el tiempo y en el espacio mediante un esquema "upwind" resulta:

$$Q^{n+1} = Q^n + \Delta t \beta \frac{A}{L} \left(\sum_{i=2}^{IMAX} \frac{1}{2} (g_i(T_i^n - T_0) + g_i(T_{i+1}^n - T_0)) \right) - \frac{aR}{16} \left(\frac{\rho D}{\mu A} \right)^{1-b} |Q^{n+1}| |Q^n|^{1-b} \quad (109)$$

donde se calcula la pérdida de carga por fricción con caudales al tiempo n y $n+1$. De aquí se despeja el término Q^{n+1} , es decir Q al tiempo $t + \Delta t$. También podría evaluarse este término con el caudal a un paso de tiempo n teniéndose

$$Q^{n+1} = Q^n + \Delta t \beta \frac{A}{L} \left(\sum_{i=2}^{IMAX} \frac{1}{2} (g_i(T_i^n - T_0) + g_i(T_{i+1}^n - T_0)) \right) - \frac{aR}{16} \left(\frac{\rho D}{\mu A} \right)^{1-b} |Q^n| |Q^n|^{1-b} \quad (110)$$

La diferencia en la discretización no es significativa, aunque podría afectar al mapa de estabilidad, es decir, cambiar un poco la frontera que separa la zona estable de la inestable y la convergencia a la curva neutral teórica para NX creciente (ver [87]). La ecuación de la conservación de la energía resulta:

$$\begin{aligned} T_i^{n+1} &= T_i^n - C (T_i^n - T_{i-1}^n) + \Delta t F(T_i^n), & \text{para } q \geq 0 \\ T_i^{n+1} &= T_i^n - C (T_{i+1}^n - T_i^n) + \Delta t F(T_i^n), & \text{para } q < 0 \end{aligned} \quad (111)$$

$$T_1^{n+1} = T_{IMAX}^{n+1}$$

La cantidad $\Delta t F(T_i^n)$ es distinta de cero en la fuente y el sumidero y C se define como $\frac{Q \Delta t}{A \Delta x}$.

Este método a primer orden explícito tiene la ventaja de ser simple y rápido de implementar y permite obtener resultados aceptables como veremos en breve. Sin embargo, la discretización de este modo introduce dispersión numérica, es decir se convierte en una ecuación de advección-difusión. La forma simple de verificar esto, equivalente a encontrar el error de truncación, a partir de (111) reescribiéndola de otra manera e igualando a cero:

$$\frac{(T_i^{n+1} - T_i^n)}{\Delta t} = -u \frac{(T_i^n - T_{i-1}^n)}{\Delta x} \quad (112)$$

si T_i^n se reemplazase por una función $v(x, t)$, T_i^{n+1} por $v(x, t + \Delta t)$ y $u = \frac{Q}{A}$ (la velocidad del fluido) se obtiene, haciendo un desarrollo en series de Taylor:

$$v_t + \frac{1}{2} \Delta t v_{tt} + \dots + u \left(v_x - \frac{1}{2} \Delta x v_{xx} + \frac{1}{6} \Delta x^2 v_{xxx} \right) = 0 \quad (113)$$

donde $v_k = \frac{\partial v}{\partial x_k}$, acomodando los términos y despreciando órdenes superiores a la segunda derivada se reduce a

$$v_{tt} = -u \frac{\partial}{\partial x} (v_t) = u^2 v_{xx} \quad (114)$$

Finalmente, a partir de la discretización a primer orden se llega por el camino inverso a la siguiente ecuación diferencial en derivadas parciales:

$$v_t + uv_x = \frac{1}{2} u \Delta x \left(1 - u \frac{\Delta t}{\Delta x} \right) v_{xx} \quad (115)$$

Este análisis fue introducido por W. C. Hirt en [91]. Del desarrollo realizado se mostró que la ecuación diferencial a resolver no es una ecuación de advección pura sino de advección-difusión. El término derecho de la igualdad introduce la difusión numérica o viscosidad numérica o, como en muchos casos es llamada viscosidad artificial que puede eliminarse agregando a la ecuación diferencial original la parte necesaria para minimizar o anular el término viscoso. Este efecto adicional sería el responsable de la convertir al sistema de inestable a estable.

Un análisis de las distintas aproximaciones numéricas para la resolución de las ecuaciones precedentes fue realizado por [86] o en [89]. En esta última referencia se demuestra que el método de Lax-Wendroff (a segundo orden) es el que tiene el mínimo efecto de la viscosidad artificial permitido por la condición de estabilidad lineal del método. Otro método, también a segundo orden es el de Warming-Beam [89]. La diferencia fundamental en ambos es la forma en que se discretizan las primeras y segundas derivadas. En el método de Lax-Wendroff la primera y segunda derivada se discretizan de manera centrada usando dos y tres puntos, respectivamente. Por otro lado, en el método de Warming-Beam ambas derivadas se discretizan usando tres puntos, pero siempre de la manera denominada "atrasada". En suma, para el método de Lax-Wendroff las ecuaciones resultan:

$$T_i^{n+1} = T_i^n - \frac{C}{2} (T_{i+1}^n - T_{i-1}^n) + \Delta t F(T_i^n) + \frac{1}{2} C^2 (T_{i+1}^n - 2T_i^n + T_{i-1}^n) \quad (116)$$

para $i = 3 \dots I_{MAX}-1$

y las correspondientes condiciones de contorno

$$T_2^{n+1} = T_2^n - \frac{C}{2} (T_3^n - T_{I_{MAX}}^n) + \Delta t F(T_2^n) + \frac{1}{2} C^2 (T_3^n - 2T_2^n + T_{I_{MAX}}^n) \quad (117)$$

$$T_{IMAX}^{n+1} = T_{IMAX}^n - \frac{C}{2} (T_2^n - T_{IMAX-1}^n) + \Delta t F(T_i^n) + \frac{1}{2} C^2 (T_2^n - 2T_{IMAX}^n + T_{IMAX-1}^n)$$

Para el método a segundo orden de Warming-Beam

$$T_i^{n+1} = T_i^n - \frac{C}{2} (3T_i^n - 4T_{i-1}^n + T_{i-2}^n) + \Delta t F(T_i^n) + \frac{1}{2} C^2 (T_i^n - 2T_{i-1}^n + T_{i-2}^n), \quad (118)$$

para $q \geq 0$ e $i = 4 \dots IMAX$

con las condiciones de contorno,

$$T_1^{n+1} = T_{IMAX}^{n+1}$$

$$T_2^{n+1} = T_2^n - \frac{C}{2} (T_2^n - 4T_{IMAX}^n + T_{IMAX-1}^n) + \Delta t F(T_i^n) + \frac{1}{2} C^2 (T_2^n - 2T_{IMAX}^n + T_{IMAX-1}^n) \quad (119)$$

$$T_3^{n+1} = T_3^n - \frac{C}{2} (T_3^n - 4T_2^n + T_{IMAX}^n) + \frac{1}{2} C^2 (T_3^n - 2T_2^n + T_{IMAX}^n)$$

y si el caudal es negativo $q < 0$,

$$T_i^{n+1} = T_i^n + \frac{C}{2} (3T_i^n - 4T_{i+1}^n + T_{i+2}^n) + \Delta t F(T_i^n) + \frac{1}{2} C^2 (T_i^n - 2T_{i+1}^n + T_{i+2}^n), \quad (120)$$

para $q < 0$ e $i = 2 \dots IMAX - 2$

junto con las siguientes condiciones de borde,

$$T_{IMAX-1}^{n+1} = T_{IMAX-1}^n + \frac{C}{2} (T_{IMAX}^n - 4T_2^n + T_3^n) + \frac{1}{2} C^2 (T_{IMAX-1}^n - 2T_{IMAX}^n + T_2^n) \quad (121)$$

$$T_{IMAX}^{n+1} = T_{IMAX}^n + \frac{C}{2} (T_2^n - 4T_3^n + T_4^n) + \Delta t F(T_{IMAX}^n) + \frac{1}{2} C^2 (T_{IMAX}^n - 2T_2^n + T_3^n)$$

El método a segundo orden, que utiliza tres puntos espaciales $i, i-1, i-2$ ó $i, i+1, i+2$ según el sentido de circulación, discretiza la primera derivada con estos tres puntos y por lo tanto el error es del orden de $O(\Delta t, \Delta x^2)$. Cabe mencionar que el método de Lax-Wendroff únicamente necesita una ecuación discreta cualquiera sea la dirección de movimiento por la discretización centrada de la primera derivada.

Los métodos a primer orden o segundo orden son estables dentro de ciertas condiciones. Esto se verifica mediante un análisis de estabilidad de Von Neumann [92] y [89]. En las ecuaciones discretizadas para el método de la Lax-Wendroff, la variable de interés se reemplaza por una onda plana de la forma:

$$\hat{T}(x, t) = \hat{T}(x) e^{i(kx-ct)} \quad (122)$$

siendo k el número de onda y se obtiene la función de transferencia,

$$g(kx) = 1 - Ci \operatorname{sen}(kx) - 2C^2 \sin^2\left(\frac{kx}{2}\right) \quad (123)$$

El método resulta estable si $|g(kx)|^2 \leq 1$, es decir

$$|g(kx)|^2 \leq 1 - 4C^2(1 - C^2) \quad (124)$$

Por lo tanto, la estabilidad se consigue si $C \leq 1$, ó $\Delta t \leq \frac{\Delta x}{|u|}$. La cantidad C es conocida como el límite de Courant–Friedrichs–Lewis (CFL).

El mismo procedimiento se puede realizar para el método de Warming-Beam y nuevamente reemplazando por $\hat{T}(x, t) = \hat{T}(x) e^{i(kx-ct)}$ se obtiene la correspondiente función de transferencia:

$$g(kx) = 2iC \sin^2(kx) + C \cos^2(kx) - 2C \cos(kx) + C + 1 \quad (125)$$

que resulta estable si $|g(kx)|^2 \leq 1$, es decir

$$C(C + 2)(C + 1)^2 (\cos(kx) - 1)^2 \leq 1 \quad (126)$$

Se obtiene que la condición de estabilidad es $\Delta t \leq 2 \Delta x / |u|$. A diferencia del método de Lax-Wendroff, el CFL debe ser menor que dos.

Estos métodos a segundo orden, si bien resultan más útiles que los de primer orden y menos disipativos tienen la desventaja de ser dispersivos. En efecto, la ecuación remanente a resolver con estos métodos realizando un procedimiento similar al empleado para obtener (115) es:

$$v_t + u \frac{\partial}{\partial x} (v_t) = \Omega v_{xxx} \quad (127)$$

donde Ω es una constante que depende de u , de la discretización y se encuentra relacionada a la velocidad de grupo. La tercera derivada introduce dispersión con una velocidad de grupo que, en el caso del método de Lax-Wendroff es menor a u , mientras que para el método de Warming-Bean es mayor u . Esto significa que aparecen oscilaciones espurias en la solución debido a cambios abruptos de las variables como una propagación de un frente de

temperatura, presión u otra variable. Si bien este efecto no puede detectarse de manera sencilla en el problema de Welander estudiado, es de importancia en la Mecánica de Fluidos.

Por lo anterior, es interesante notar que en el signo de Ω para los métodos a segundo orden de Warming-Bean y de Lax-Wendroff es justamente opuesto, por lo que puede hacerse uso de esto de manera de compensar efectos. Sumando las discretizaciones de ambos métodos y reacomodando términos se puede encontrar una expresión para el coeficiente en la tercera derivada en la posición que puede minimizarse eligiendo adecuadamente un valor de C . Para más información, el lector puede remitirse al método de Fromm en [89] ampliamente usado para seguir "frentes" de variables como presión o temperatura.

Este nuevo esquema es también consistente y estable, con la misma condición de estabilidad que el método de Warming-Beam, pero eligiendo el valor de C se puede tener un método con un error $O(\Delta t^3, \Delta x^3)$. A modo de resumen, se presentarán las ecuaciones discretas del método de Fromm. Estas ecuaciones para $u > 0$ son:

$$T_i^{n+1} = T_i^n + \frac{C}{4}(T_{i+1}^n + 3T_i^n - 5T_{i-1}^n + T_{i-2}^n) + \Delta t F(T_i^n) + \frac{1}{4}C^2(T_{i+1}^n - T_i^n - T_{i-1}^n + T_{i-2}^n) \quad (128)$$

y para $u < 0$,

$$T_i^{n+1} = T_i^n - \frac{C}{4}(T_{i-1}^n + 3T_i^n - 5T_{i+1}^n + T_{i+2}^n) + \Delta t F(T_i^n) + \frac{1}{4}C^2(T_{i-1}^n - T_i^n - T_{i+1}^n + T_{i+2}^n) \quad (129)$$

El método de Fromm requiere 4 puntos espaciales para su correcta definición. El método puede darse usando diferentes formas de escritura de la primera derivada en el método de Warming-Beam o Lax-Wendroff pudiéndose dar esquemas ligeramente diferentes. En este trabajo se eligió una primera derivada asimétrica por lo que así también resulta en el método de Fromm.

Una vez analizados diversos esquemas numéricos podemos ver los resultados al ser aplicados al problema de Welander. La Figura 53 y la Figura 54 muestran el comportamiento general del problema de Welander en condiciones inestables según los parámetros consignados en la Tabla 8. El método de resolución utilizado es el método a primer orden "upwind" con 100 celdas para el circuito completo. El caudal tiene un comportamiento oscilatorio de amplitud creciente y de manera repentina cambia de sentido de circulación, luego la tendencia vuelve a repetirse de la manera explicada en la sección 4.1.2.1. En el caso de un espacio formado por la temperatura de la fuente fría y del caudal se pueden ver dos caudales que actúan como atractores en los que oscila el circuito en cualquiera de los dos sentidos de circulación.

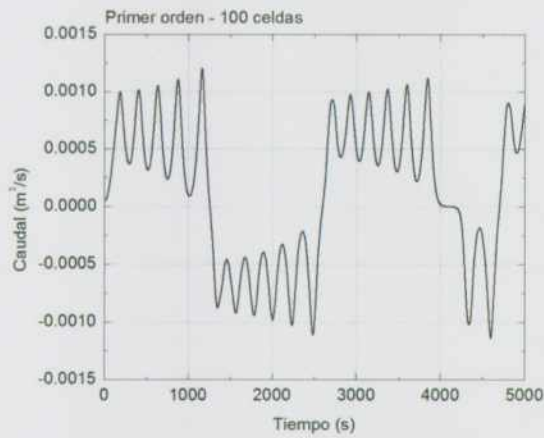


Figura 53: Comportamiento típico del caudal de circulación del circuito de Welander en condiciones inestables para un esquema numérico a primer orden con 100 celdas en el circuito.

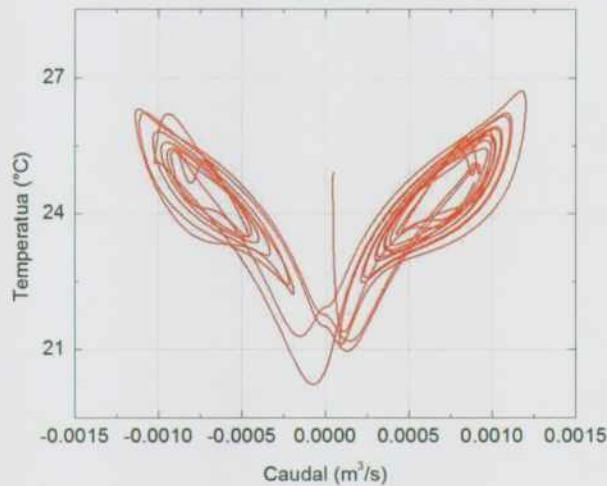


Figura 54: Comportamiento típico del espacio de fases (temperatura de la fuente fría y caudal) del circuito de Welander en condiciones inestables, para un esquema a primer orden.

En las siguientes secciones estudiaremos, en primer lugar, la resolución de este problema con códigos de sistemas y luego estudiaremos la sensibilidad de los resultados mostrados en la Figura 53 y la Figura 54 en función de distintos parámetros del modelo, las correlaciones, las nodalizaciones y los métodos numéricos.

4.1.5 Modelado empleando código de sistemas

El modelado del problema en un código de sistemas como RELAP5 o en TRACE5 es relativamente simple y las nodalizaciones para dos cantidades de celdas diferentes pueden observarse en la Figura 55. Sólo se ilustra las correspondientes al código RELAP5 ya que la

obtenida con TRACE5 es muy similar. En la referencia [97] se presentó un análisis muy extenso de predicciones de las curvas de estabilidad del problema de Welander con RELAP5.

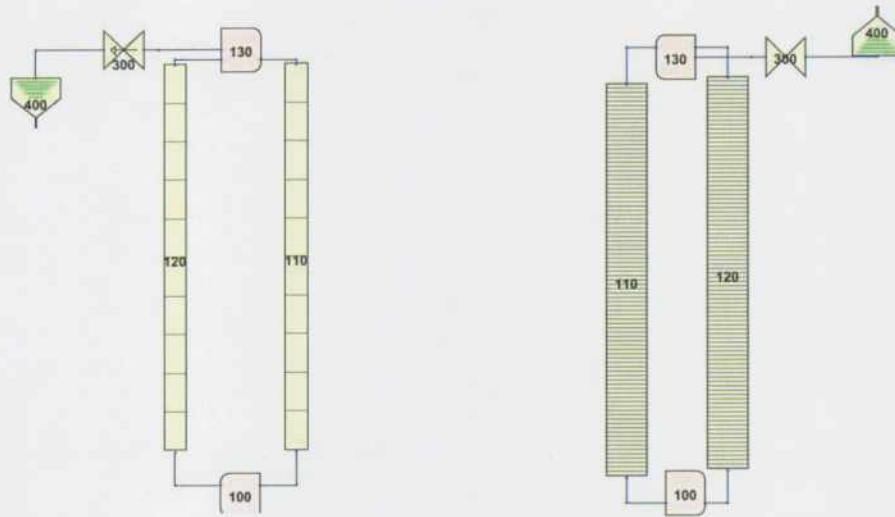


Figura 55: Nodalizaciones para 10 y 90 nodos en RELAP5: a la izquierda con 10 celdas por rama y la derecha con 90 celdas por rama.

La nodalización consiste en dos componentes "PIPE" que se corresponden con las ramas y dos componentes denominados "BRANCH" representado las fuentes. En la parte superior se muestran una válvula y la condición de contorno que fija el valor de presión. Esta válvula es la encargada de regular la cantidad de fluido que ingresa o egresa del circuito ocasionada por la contracción o la expansión del fluido durante el inicio del transitorio para mantener presión constante hasta que se alcancen condiciones estacionarias.

Del lado izquierdo de la Figura 55 se tiene una nodalización con 10 celdas por rama (9 nodos) mientras que del lado derecho cada rama esta nodalizada con 90 celdas (89 nodos). La longitud de cada celda es de 1 m y de 11 cm para cada nodalización, respectivamente.

Las condiciones de contorno establecidas en estas discretizaciones fueron:

- Fuente: temperatura constante a 303 K
- Sumidero: temperatura constante a 293 K

En ambos casos, el modelo de RELAP5 o TRACE5 consiste en fijar la temperatura en el nodo externo de la estructura de calor y un coeficiente de transferencia de calor convectivo de 20000 W/m²K en el nodo interno. De este modo se obtendrán los valores de α y ε de la Tabla 8.

Una primera corrida para las condiciones de la Tabla 8 se presenta en la Figura 56 para RELAP5 patch4 y con TRACE5 patch4. Con 90 celdas se obtuvo un comportamiento inestable mientras que con 10 celdas el sistema fue estable con ambos códigos. Se eligió como

condición inicial un valor próximo al del estado estacionario, que comenzó a oscilar hasta que cambia de sentido la circulación del fluido. Esto indica que el número de celdas o nodos influye en la estabilidad del sistema como era de suponer, dependiendo del esquema numérico. En los casos ahora mostrados se utilizó un esquema a primer orden resolviendo de manera semi-implícito para RELAP5 y utilizando el método SETS para el TRACE5. Esto se estudiará con mayor detalle en la sección 4.1.5.3.

En la Figura 56 también se muestra el comportamiento con 30 nodos por ramas. Básicamente se observa una tendencia similar al de 10 nodos, pero la oscilación requirió mayor tiempo para amortiguarse. Esto está asociado al "tiempo de decaimiento" que afecta a la solución del sistema.

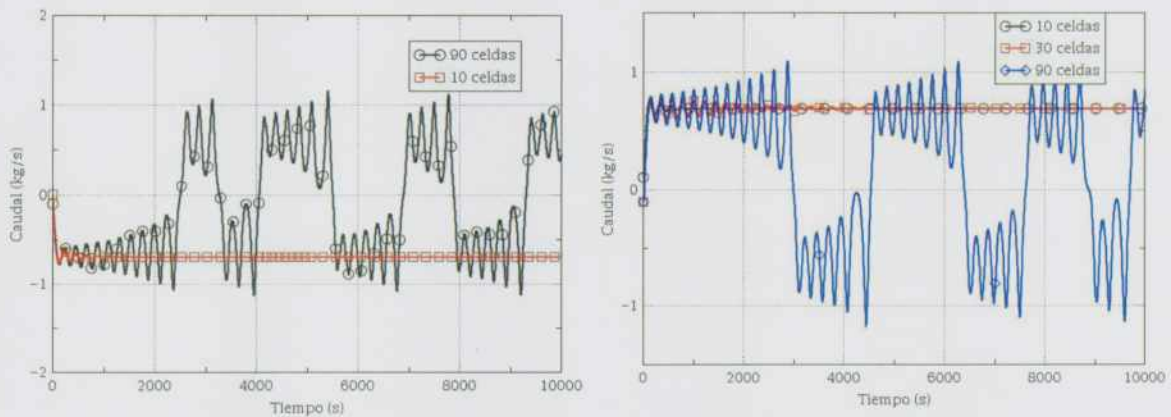


Figura 56: Resultados del caudal a través del circuito de Welander: Izquierda: utilizando RELAP5 con 10 y 90 celdas por ramas. Derecha: utilizando el TRACE5 con 10, 30 y 90 celdas.

Si con las dos nodalizaciones se pasa de un estado estable a una inestable y viceversa, significa que en algún momento debe pasar por la zona neutral, es decir por la frontera entre ambas regiones. La Figura 57 muestra el resultado usando el código RELAP5 con 40 celdas por ramas donde la oscilación mantiene amplitud constante a lo largo del tiempo. Cabe mencionar que no hay inversión del sentido de circulación de caudal, resultando estable y el valor medio de la oscilación se condice con el valor estacionario.

4.1.5.1 Efecto del método numérico

El método numérico empleado para discretizar puede tener un fuerte impacto en los resultados. En primera instancia mostraremos el caso analítico y después los métodos de los códigos de sistemas.

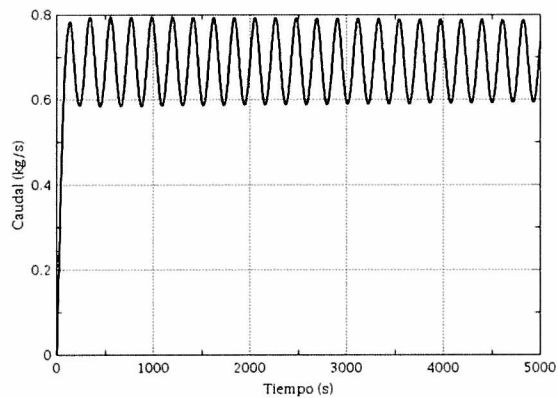


Figura 57: Resultados del caudal a través del circuito de Welander utilizando RELAP5 con 40 celdas por ramas.

A pesar de las diferencias entre la cantidad de nodos y métodos numéricos, es interesante notar que ambos códigos de sistemas predicen resultados muy similares entre sí.

Se presenta en la Figura 58 una comparación entre los resultados obtenidos con los métodos numéricos explícitos antes explicados en la sección 4.1.4 (a primer y a segundo orden) con 100 celdas en todo el circuito. Como puede verificarse los resultados de los métodos a segundo orden durante los primeros 2000 segundos son aproximadamente iguales y el sistema se hace inestable antes que con el método a primer orden. De manera similar, los métodos a segundo orden cambian de sentido de circulación de caudal realizando una menor cantidad de oscilaciones. En este ejemplo se mantuvo la misma correlación de fricción que puede tener un efecto significativo según cómo sea modelada la transición entre el régimen laminar y turbulento [12]. Luego del primer cambio de sentido de circulación se observa una ligera diferencia entre los métodos a segundo orden: el método de Fromm y de Warming-Beam oscilan prácticamente juntos mientras que el de Lax-Wendroff se aparta. Esto está relacionado con que el de Lax-Wendroff tiene la primera derivada discretizada de forma simétrica mientras que los otros dos de manera asimétrica. Esto produce en la suma de los términos dispersivos del método y el coeficiente relacionado con la velocidad de grupo resulte del mismo signo que el de método de Warming-Beam haciendo que ambos métodos se asemejen.

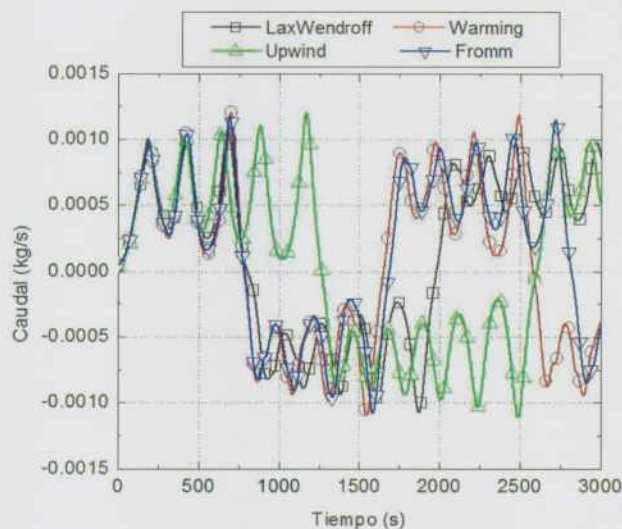


Figura 58: Resultados del caudal en el circuito de Welander utilizando 100 celdas y distintos métodos numéricos y la correlación de fricción de Darcy-Blasius.

4.1.5.2 Efecto de la correlación de fricción

La correlación de fricción utilizada para describir el comportamiento de la dinámica influye de manera importante en la estabilidad del sistema y en la evolución temporal de la misma. Se han utilizado dos correlaciones de fricción: Darcy (laminar) y Blasius para el régimen turbulento (véase ecuación (82)) y Darcy (laminar) y Sylvester -ecuación (130)- para el régimen turbulento. Esta última correlación es la implementada en el código RELAP5. En la zona laminar ambos modelos son idénticos mientras que en la zona turbulenta presentarán diferencias. La manera en que trata la zona de transición es también diferente. La configuración Darcy-Blasius tiene un “escalón” en un Reynolds de 2100 mientras que la correlación de Darcy-Sylvester interpola linealmente entre un Reynolds de 2100 y 3500.

Mayor información y una comparación de estas correlaciones con la implícita de Colebrook, pueden encontrarse en [94] y [95]. Cabe aclarar que en el TRACE5 se implementa el modelo de Churchill (no presentada aquí, pero puede verse en [96]) que resulta muy similar a la de Sylvester, siendo ésta también explícita. Esta es:

$$f^{-2} = \left[-\log \left[\frac{\epsilon_0}{3,7} - \frac{5,02}{Re} \log \left(\epsilon_0 - \frac{5,02}{Re} \log \left(\frac{\epsilon_0}{3,7} + \frac{13}{Re} \right) \right) \right] \right] Re > 3500 \quad (130)$$

La cantidad ϵ_0 es la rugosidad relativa y Re se corresponde con el número Reynolds. La rugosidad utilizada para el modelo de Sylvester fue de 0,1 micrones en todos los casos, es decir, una tubería prácticamente lisa.

La Figura 59 y la Figura 60 muestran una comparación entre dos esquemas numéricos a primer y segundo orden con dos correlaciones de fricción.

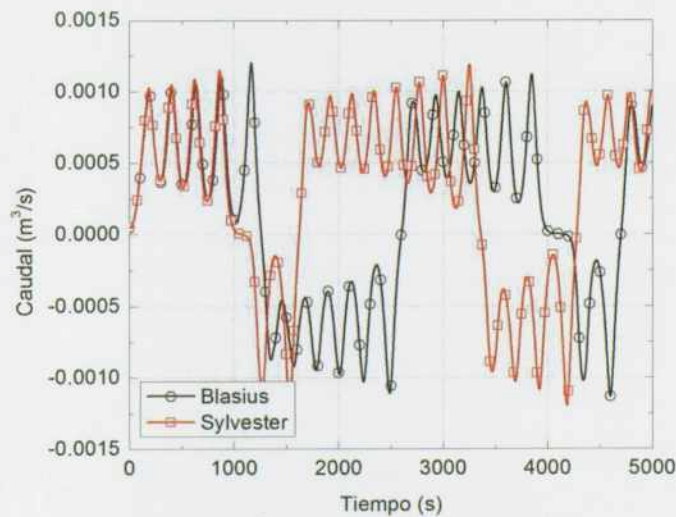


Figura 59: Resultados del caudal en el circuito de Welander utilizando un esquema a primer orden con 100 celdas y las correlaciones de fricción de Darcy-Blasius y Darcy-Sylvester.

Los resultados obtenidos por ambas correlaciones son prácticamente iguales durante los primeros segundos del transitorio. El sistema con la correlación de Sylvester cambia antes de sentido que con la correlación de Blasius. Esto ocurre para un rango de números de Reynolds entre 3000 y 4000, es decir dentro de la zona de transición, donde era esperable ya que son tratados de manera diferente.

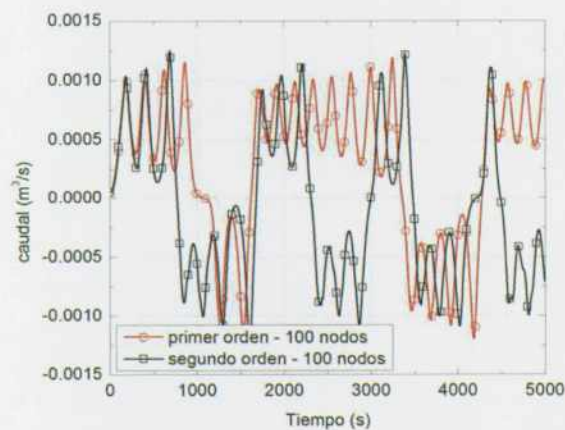


Figura 60: Resultados del caudal en el circuito de Welander utilizando un esquema a primer y segundo orden (Warming-Beam) con 100 celdas y la correlación de Darcy-Sylvester.

Al utilizar los dos métodos numéricos, a primero y segundo orden, el comportamiento por el cambio de correlación es similar al observado anteriormente. Hay que señalar que el método a segundo orden (Warming-Beam o Lax-Wendroff) tiene más cambios de sentido que el de primero. Además, hay que recordar que el sistema que se está resolviendo es no lineal por lo que los cambios de sentido de circulación pueden no tener una periodicidad bien establecida.

Como se había mencionado, debido al esquema numérico, el sistema puede ser estable o inestable. En particular, esto también puede darse según la correlación de fricción utilizada. A modo de ejemplo, en la Figura 61 se calculó con 68 celdas y las dos correlaciones de fricción. En el caso de utilizar la correlación de Blasius el sistema es neutralmente estable mientras que con la correlación de Sylvester resultó inestable. Cabe agregar aquí que ambos factores de fricciones fueron multiplicados por 1.05⁴. De nuevo, como puede verificarse para la misma cantidad de celdas la correlación de fricción define la condición de estabilidad o de no estabilidad, es decir, mueve la frontera de la región de estabilidad neutral.

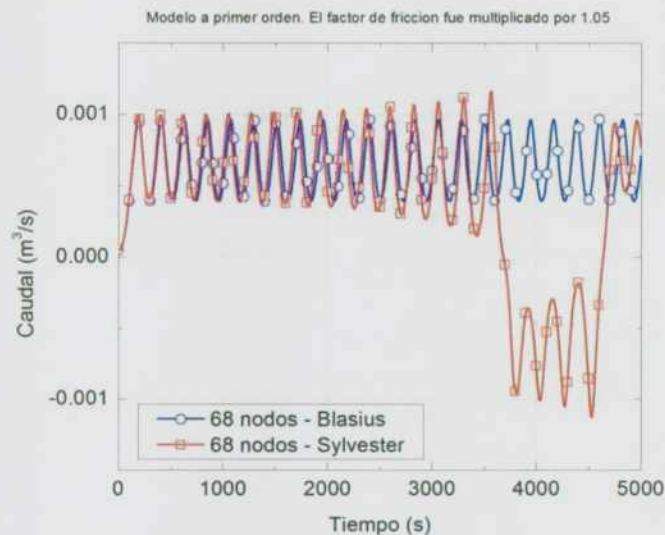


Figura 61: Resultados del caudal en el circuito de Welander utilizando un esquema a primer orden con 68 celdas y las correlaciones de fricción de Darcy-Blasius y Darcy-Sylvester. El factor de fricción fue multiplicado arbitrariamente por 1,05.

4.1.5.3 Efecto de la cantidad de nodos

Como fue anticipado, la cantidad de nodos puede jugar un papel importante en la captura de una estabilidad por efecto de la difusión numérica que se introduce en los esquemas numéricos. En el caso del primer orden, cuando se reducen la cantidad de nodos el sistema puede tornarse estable. Cuando se usan esquemas a segundo orden (Warming-Beam o Lax-Wendroff o Fromm) la difusión numérica artificial es reducida (minimizada o eliminada) lográndose obtener resultados aceptables reduciendo la cantidad de celdas para un mismo valor de Δt . En efecto, la cantidad de nodos está relacionada con la velocidad de propagación del fluido y el paso temporal a través de la condición de CFL.

⁴ La intención fue mostrar que para un mismo número de celdas ambas correlaciones pueden dar estables o inestables dependiendo del valor de factor de fricción. Dado que el esquema solo permitía utilizar números pares de celdas, la única forma de mostrar lo anterior era usando un factor multiplicativo en el factor de fricción.

En la Figura 62 se ilustran los resultados con distinta cantidad de nodos con métodos a primer y segundo orden. Para las condiciones estudiadas aquí dadas por la Tabla 8 con los métodos a segundo orden se puede continuar disminuyendo el número de nodos, al menos hasta 16, y el sistema continúa siendo inestable. La explicación del cambio de comportamiento con el método a primer orden, a medida que se disminuyen las celdas, fue considerado como debido a la presencia del término difusivo.

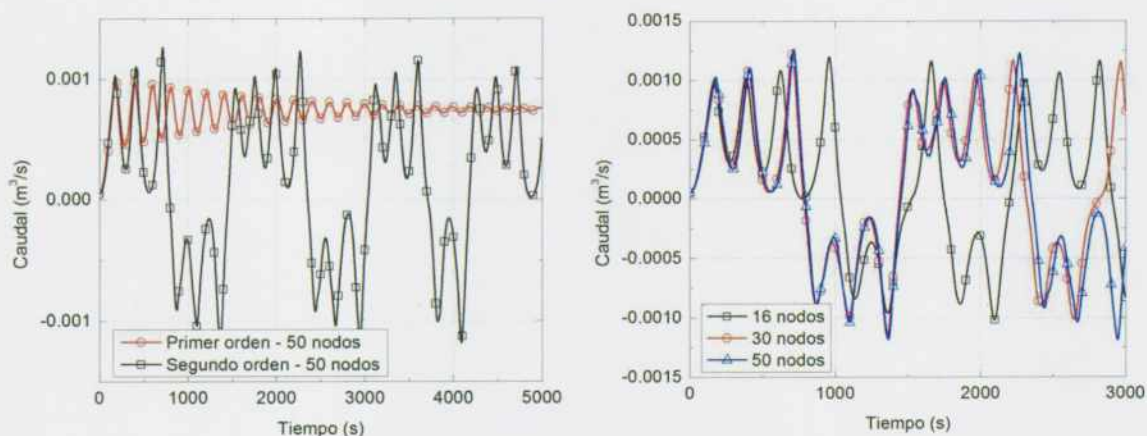


Figura 62: izquierda: resultados del caudal en el circuito de Welander utilizando un esquema a primer y segundo orden (Lax-Wendroff) con 50 celdas usando Darcy-Sylvester. Derecha: resultados del caudal en el circuito de Welander utilizando un esquema a segundo orden (Warming-Beam) con distinta cantidad de celdas.

Otra forma de verlo es a través los cambios que se producen en los mapas de estabilidad en función de los parámetros del sistema ε y α , descriptos anteriormente. Este tipo de análisis fue realizado previamente [86] y en [97] y aquí se reproducen con los esquemas desarrollados como base para la verificación de los resultados obtenidos con estos métodos y la metodología para obtener la región de estabilidad. En las referencias [86] y [97] se utilizaron métodos hasta segundo orden como los estudiados aquí, e incluso también se empleó un método implícito, pero en este análisis se extendió al método de Fromm con el objetivo de mostrar que la combinación adecuada de métodos a segundo orden incrementan la precisión en un orden en Δx mientras que el mapa de estabilidad prácticamente resulta invariante. En [98] y [97] hay un estudio de estabilidad del problema de Welander mediante códigos analíticos. Si bien el análisis que se muestra es muy parecido las curvas de estabilidad se obtuvieron por métodos distintos; en este caso desde el espacio del tiempo y en el otro trabajo través de la matriz perturbada del sistema con la perturbación.

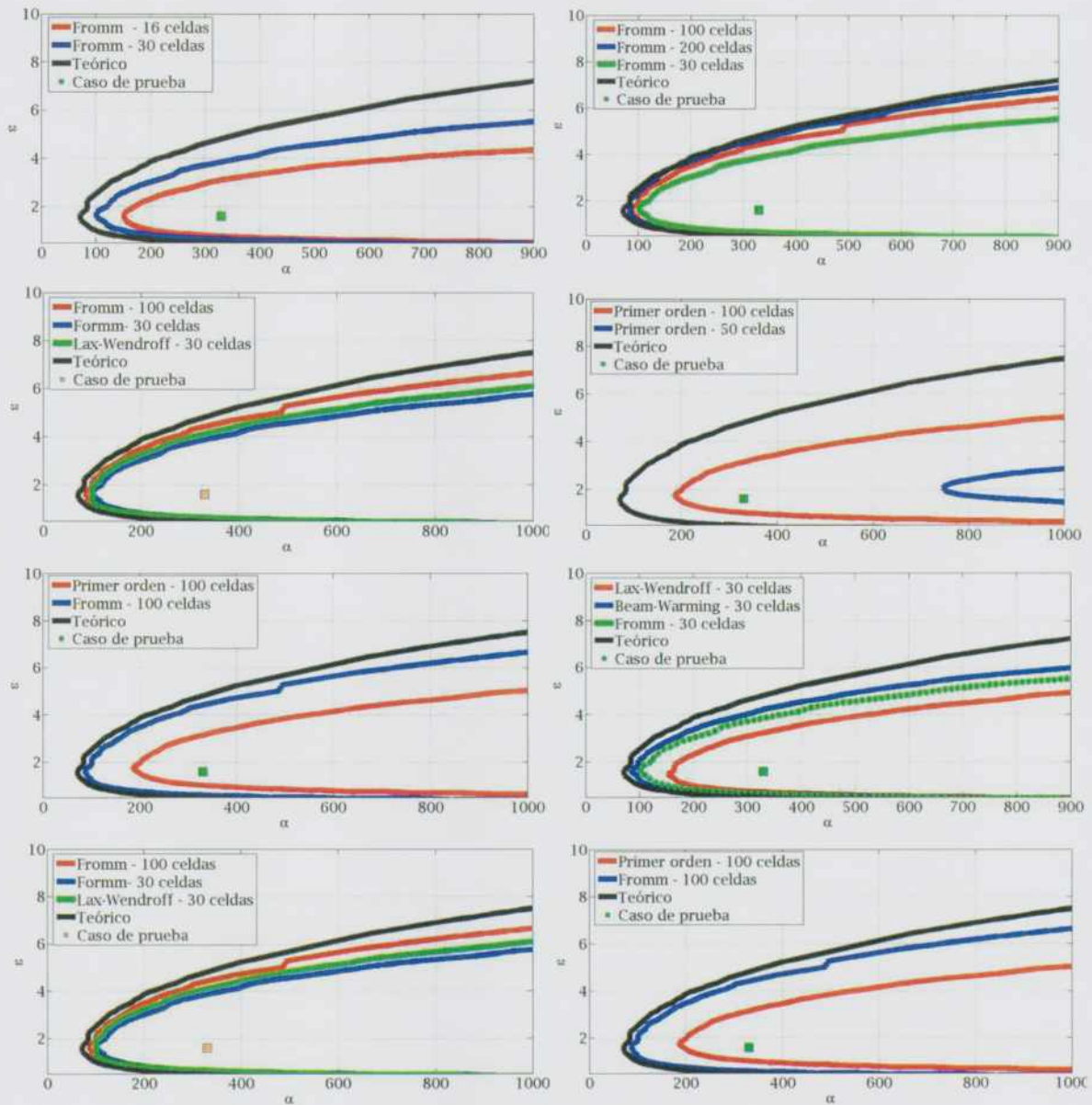


Figura 63: Mapas de estabilidad con distintos métodos analíticos y números de celdas.

La Figura 63 muestra cómo se cambia el mapa de estabilidad entre distintos esquemas numéricos a primer y segundo orden, y para distinta cantidad de celdas. También se muestra el resultado teórico. Como se puede ver con los métodos de Fromm, de Lax-Wendroff y de Warming-Beam se obtienen resultados bastante similares entre sí para el mismo número de celdas. No obstante, el esquema de Fromm se acerca más a los resultados teóricos obtenidos por la ecuación característica.

Como se puede ver en la figura, con en el método a primer orden la región de inestabilidad es más pequeña que con la de segundo orden. Si se sigue reduciendo la cantidad de no-

dos, la región se va haciendo cada vez menor y para algún número de celdas el caso de prueba queda dentro de la región de estabilidad y se obtiene un comportamiento estable. De este modo el sistema inestable puede convertirse en uno estable sólo por reducir el número de celdas. Desde un punto de vista de la aplicación de códigos de sistemas usados en reactores nucleares y con el objetivo de evaluar la estabilidad de reactores, un modelado grosero o inadecuado puede conllevar a situaciones no realistas y, en este caso, no resultarían conservativas sino beneficiosas e incorrectas.

4.1.5.4 Resultados con códigos de sistemas: efecto de la cantidad de nodos y métodos numéricos

Los códigos como RELAP5 y TRACE5, y sus predecesores, el TRAC-B o P fueron desarrollados a primer orden desde fines de la década del 70. En la sección 2.7.1.3 se señaló que el TRACE5 patch4 tiene implementado un método a segundo orden (espacial) que está siendo evaluado y puesto a prueba por los usuarios más avanzados del código con el objetivo de verificar su correcto funcionamiento. En paralelo el desarrollador también se encuentra verificando la matriz de validación del código para mostrar que el código sigue teniendo las mismas prestaciones y que los cambios en la numérica siguen siendo válidos.

La Figura 64 muestra el efecto del método de segundo orden en el TRACE5 para distintas cantidades de celdas. Con este nuevo método en el código se puede disminuir la cantidad de celdas y que el sistema siga siendo inestable como se observó al pasar de un esquema a primer orden a otro a segundo orden en la sección 4.1.4. La virtud de un método de segundo orden en códigos de sistemas puede resultar muy útil, sin embargo, estos métodos como se mencionó resultarían dispersivos y pueden generar oscilaciones numéricas en problemas con cambios y propagaciones de ondas de presión como en casos de eventos con pérdida de refrigerante, entre otros [73].

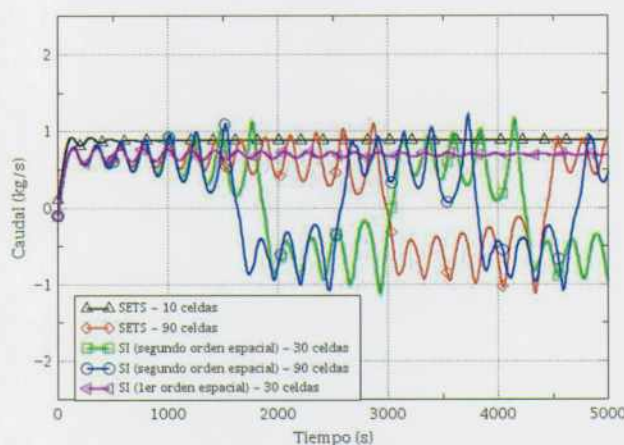


Figura 64: Resultados con el código TRACE5 patch 4 para distintas cantidades de celdas y métodos numéricos.

Si bien el código TRACE5 permite esquemas (tiene implementados al menos cuatro diferentes) a segundo orden, estos solo pueden ser modificados cuando el esquema temporal es semi-implícito y no pueden realizarse con el método SETS. Es importante notar, y queda en evidencia el carácter no lineal del problema, que incluso el código de sistemas, como muestra la Figura 64, con 30 y 90 celdas dan oscilaciones ligeramente diferentes y el primer cambio de sentido de circulación ocurre en instantes diferentes.

4.1.5.5 Efecto de la asimetría en las ramas utilizando códigos de sistemas

Un efecto adicional y que comúnmente no se analiza, es la asimetría en las nodalizaciones en las ramas ascendentes o descendentes; esto es, cada rama con una cantidad diferente de celdas. En principio, el usuario por recomendaciones del desarrollador no introduce de forma artificial una asimetría en un problema. En el problema de Welander, aunque haya una nodalización de las ramas asimétrica no se espera que aparezcan diferencias significativas con la correspondiente a una discretización simétrica. Sin embargo, cuando se realizan nodalizaciones en reactores nucleares es común encontrarse casos con asimetrías dependiendo qué componente se esté modelando y qué fenómenos se espera capturar. En un problema inestable, este efecto podría tener un impacto sobre el resultado y no representar la fenomenología esperada.

La Figura 65 muestra el efecto de la asimetría en el resultado con el código TRACE5. Se obtiene un efecto idéntico con el RELAP5 y que, para simplificar, no se muestra aquí.

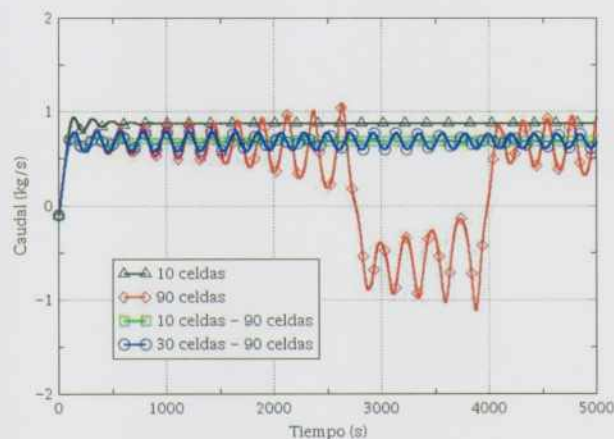


Figura 65: Caudal de circulación obtenido con el código TRACE5 para una discretización simétrica o asimétrica de las ramas: 10 celdas por cada rama, 90 celdas por cada rama; 10 celdas en una rama y 90 en otra y 30 celdas en una rama y 90 en otra.

Debe tenerse en cuenta que, para las condiciones de simulación, el sistema es inestable. La figura muestra que, cuando se usan 90 celdas por ramas el sistema es inestable mientras que si se usan 10 ó 30 celdas en sólo una de ellas el sistema pasa a ser estable o tiende a serlo. Este efecto muestra claramente las características simétricas (o anti-simétricas) del

problema y que el efecto difusivo de una sola rama alcanza para convertir el sistema en estable, aunque este estado se alcanza a tiempo mayores.

4.1.6 El problema de Welander para condiciones termodinámicas similares a las de un reactor tipo PWR

El problema de Welander estudiado en las secciones anteriores puede verse como una simplificación de circuitos en circulación natural de interés industrial. Un ejemplo de estos, como fuese oportunamente mencionado, es un reactor tipo PWR o PHWR con recipiente de presión. Como ejercicio podría aplicarse el problema de Welander a un reactor tipo PHWR (como la CNA-Ull). Los valores de la Tabla 9 representan los parámetros típicos para la CNA-Ull para las respectivas fuentes fría y caliente. Tomemos dos ejemplos, a los que denominamos casos A y B, en el primero manteniendo el área del problema de Welander original según la Tabla 8 y el otro caso según el área de la rama caliente o fría de la CNA-Ull.

Tabla 9: Valores del circuito de Welander con datos para la CNA-Ull.

Parámetro (Unidad)	Caso A	Caso B
D (m)	0,75	0,1
A (m ²)	0,4417	7,85x10 ⁻³
L (m)	25*	25
p (bar)	115	115
β (K ⁻¹)	2,4x10 ⁻³	2,4 x 10 ⁻³
T _{fuente} (K)	561	561
T _{sumidero} (K)	551	551
P _w (m)	2,35	0,3142
a (-)	0,079	0,079
b (-)	0,25 ó 0	0,25 ó 0
K (-)	300*	0 - 80
h _{tc} (W/m ² K)	50000	20000
c _p (J/kgK)	4877	4877
ρ (kg/m ³)	753	753
μ (Pa s)	0,9781 10 ⁻⁴	0,9781 10 ⁻⁴
rugosidad (μ m)	0,1	0,1
α	1,78x10 ⁴	1985
ε	1,64 (solo con fricción)	1,64 (solo con fricción)

* El valor de altura se corresponde con la distancia media entre el plano medio del núcleo y el plano medio de los generadores de vapor.

* Este valor es equivalente al caso A y B adaptado a la correspondiente área de paso. Para el caso A se seleccionó como área de paso al de la rama caliente o fría.

De la Tabla 9 se desprende que los valores de α y ε se encontrarían dentro de un rango inestable y por lo tanto se esperarían un flujo bidireccional con cambios de sentidos si solo se tiene en cuenta la fricción en las tuberías. La potencia transferida al agua es del orden de 130 kW correspondiente a la esperada como potencia de decaimiento.

Utilizando los métodos numéricos de las secciones anteriores y los valores de la tabla se obtiene el caudal según se muestra en la Figura 66 para el CASO A. El caudal mostrado corresponde al calculado con el método a segundo orden y utilizando la correlación de Sylvester (ver sección 4.1) para flujo turbulento con una rugosidad de $0,1 \mu\text{m}$ y la de Darcy para flujo laminar. La cantidad de nodos en cada rama fue de 50.

Se observa en la Figura 66 que el comportamiento es inestable y el caudal de circulación cambia de sentido y oscila si sólo se tiene en cuenta la fricción distribuida como pérdida de carga. Sin embargo, en el caso de centrales nucleares se espera que haya una pérdida de carga importante ocasionada por cambios de sección, singularidades, etc. a lo largo del circuito primario y el núcleo. Debido a esto, la fricción en las tuberías dadas por la ley de Blasius en el régimen turbulento comienza a ser despreciable frente a las pérdidas de presión localizadas. El valor del K mostrado en la Tabla 9 corresponde a una suma de todas las pérdidas de carga que tiene el sistema primario de la CNA-UII basada en el área de la rama fría. Una estimación de este valor fue obtenida previamente realizada en otra referencia del autor de este trabajo [3] y, por brevedad no será reproducido aquí. No obstante, una manera rápida de estimar dichas pérdidas es mediante las características de las bombas principales y de la altura de impulsión (estimada según curva característica provista por el fabricante) y el caudal esperado en condiciones nominales a la densidad del fluido en la bomba. Si bien esta es una aproximación, es suficiente para los efectos que quieren mostrarse.

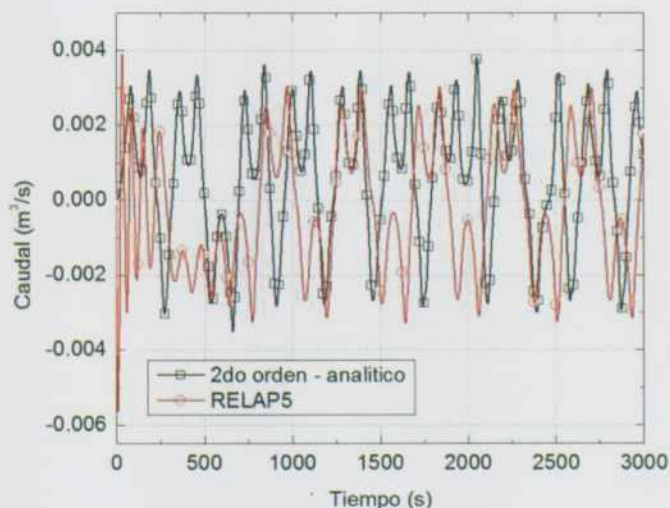


Figura 66: Caudal en un circuito de Welander con datos genéricos de Central Nuclear Atucha II usando un método a segundo orden (Lax-Wendroff) y el código de sistemas RELAP5, para el caso A de la Tabla 9.

Cuando se tienen en cuenta las pérdidas de carga a lo largo del circuito primario se observa en la Figura 67 que el sistema es estable tanto con el modelo analítico como con el RELAP5. A este último le toma más tiempo llegar a alcanzar un estado estacionario y se ven las oscilaciones de amplitud decreciente. De manera complementaria, para el CASO B, la Figura 68 muestra nuevamente que con sólo fricción distribuida el sistema es inestable, mientras que, con pérdidas de carga concentradas, este se estabiliza.

A diferencia del caso con solo fricción, las pérdidas de carga concentradas que resultan en un factor de fricción *equivalente* del orden de 50 veces superior al obtenido sólo con la ley de Darcy en un régimen laminar (que es mayor incluso que en el régimen turbulento). Esto ocasiona que el sistema sea estable de manera equivalente al incremento de la difusión por decrecimiento de la cantidad de celdas.

Aquí hay que poner especial atención en las condiciones de contorno ya que un reactor no tiene las mismas condiciones que el problema original de Welander. La fuente fría en el reactor se encuentra gobernada por el secundario que puede mantenerse a temperatura y presión constante y, por lo tanto, resultar físicamente igual a la del problema de Welander. En el caso de la fuente caliente hay diferencias, ya que mantener temperatura constante no es fácil pues en el reactor no se controla este parámetro, sino que depende de la potencia (de decaimiento) entregada por el combustible luego de un apagado normal del reactor.

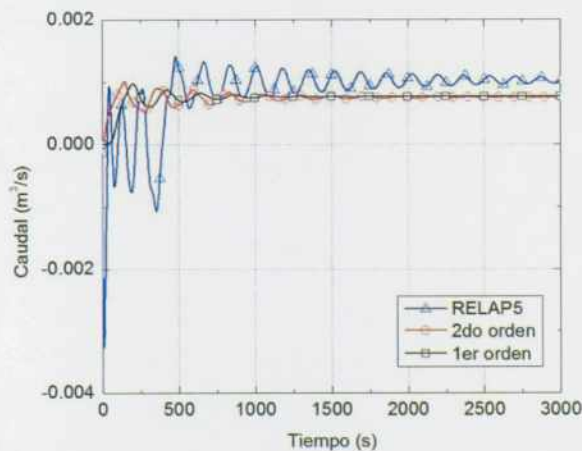


Figura 67: Caudal en un circuito de Welander con datos genéricos de Central Nuclear Atucha U II usando un esquema a primer y otro a segundo orden (Lax-Wendroff) con fricción distribuida y RELAP5, para el caso A de la Tabla 9.

4.2 Otros estudios paramétricos del problema de Welander

4.2.1 Problema de Welander con varias tuberías ascendentes o descendentes

Para estudiar aún de manera más profunda el circuito de Welander se modeló usando el mismo en RELAP5 considerando diferentes geometrías. El motivo de estos estudios queda-

rá más claro en la sección 5.3 cuando se realicen estudios de sensibilidad en componentes de los generadores de vapor y su impacto durante la simulación de eventos como pérdidas de refrigerante. Por el momento, el alcance en esta sección es acotado a un ejemplo conceptual.

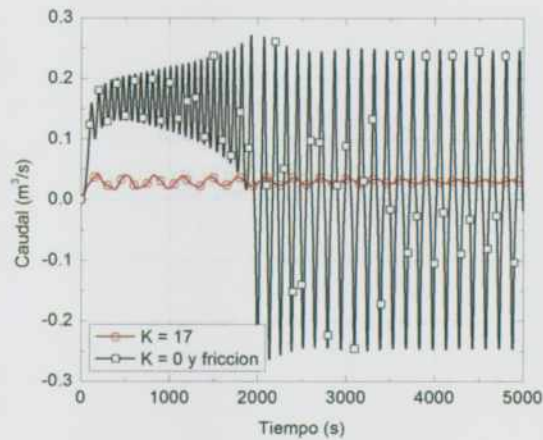


Figura 68: Caudal en un circuito de Welander con datos genéricos de Central Nuclear Atucha U11 usando un método a segundo orden con fricción para el caso B de la Tabla 9.

En la Figura 69 se muestran dos nodalizaciones distintas del problema de Welander, pero equivalentes entre sí (que llamaremos casos A y B). En ambos ejemplos se utilizaron 90 celdas y las tuberías ascendentes y/o descendentes se dividieron en dos. Es decir, una división simétrica del área de paso y, en principio, no se espera un cambio notable en el comportamiento de la dinámica del sistema. Cabe aclarar que dependiendo de las condiciones iniciales el sistema podría comportarse como dos tuberías ascendentes o descendentes por lo que se espera que ambos casos sean, en principio, equivalentes entre sí.

Ya vimos que el sistema es inestable y que reducir la cantidad de celdas puede convertirlo en un sistema estable. Por lo tanto, un cambio de nodalización en un sistema que es inestable no suele ser simple ya que podrían no obtenerse los resultados esperados. Hay que señalar que cuando se analiza el sistema, en general, se infiere o se tienen ciertos indicios de cómo puede ser la solución del problema que está resolviendo. Sin embargo, con el cambio de una nodalización podrían darse situaciones y fenómenos que no hayamos visto anteriormente o no eran los esperados, sumado al hecho de tener un sistema dinámico no lineal. En el caso mostrado en la figura, el cambio sólo fue la duplicación de las ramas ascendentes y descendentes. Este simple cambio conlleva modificar a la mitad el área de paso en las ramas y, por lo tanto, los diámetros hidráulicos de los componentes a los efectos de lograr tener las mismas pérdidas de carga por fricción distribuida. Si bien ésta es pequeña, gobierna la dinámica del sistema.

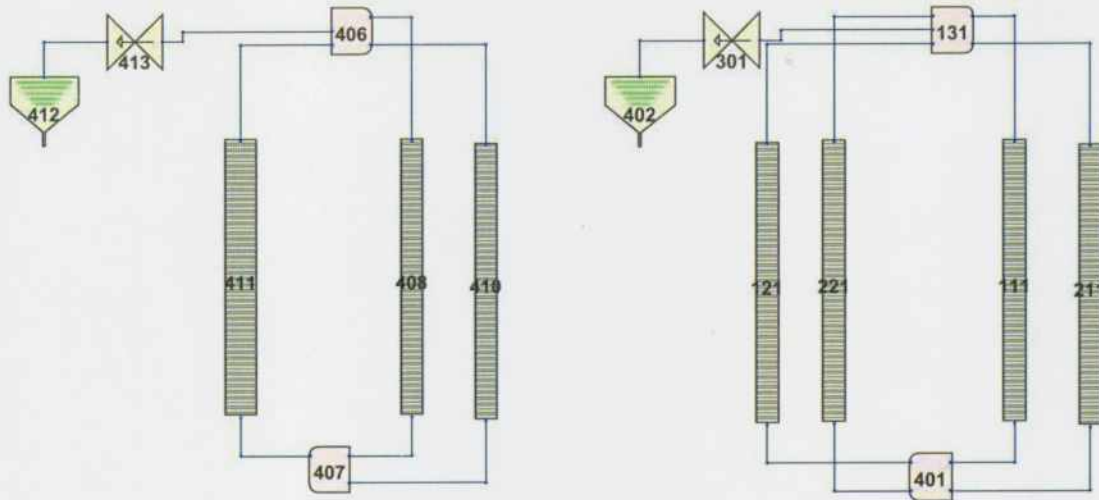


Figura 69: Nodalizaciones en RELAP5 para el problema de Welander con varias tuberías (izquierda caso A, derecha caso B).

En la Figura 70 se muestran los resultados de dos corridas según los casos A y B indicados anteriormente en la Figura 69. Ambos resultados eran idénticos hasta que el caudal de circulación se acercó a cero, donde se generó la diferencia. A pesar de esto, ambos resultados son físicamente aceptables ya que muestran el correcto comportamiento del sistema, es decir es inestable y con los mismos patrones de oscilación.

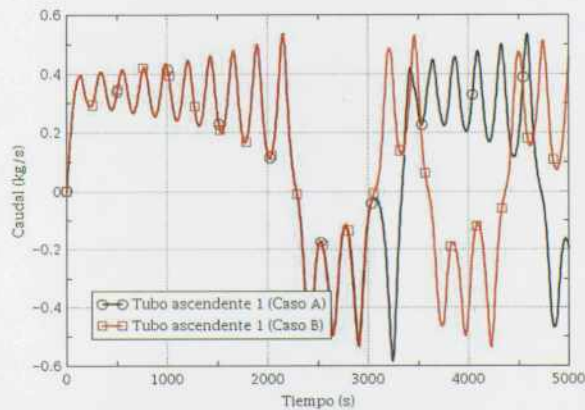


Figura 70: Resultados de dos nodalizaciones en RELAP5 para el problema de Welander con varias tuberías.

A partir de la figura inferimos que ambas nodalizaciones son equivalentes entre sí y que el procedimiento usado para obtenerlas es aceptable. Es interesante notar que las celdas inferiores y superiores, inicialmente, sólo tenían una entrada y una salida, y ahora tienen varias entradas y varias salidas. Si bien podría darse que desde el punto de vista numérico el comportamiento no sea el mismo pues pequeños cambios en una rama producen un desequilibrio en el nodo, se obtuvieron resultados muy similares.

4.3 Otros circuitos en circulación natural

4.3.1 Circuitos rectangulares

Un circuito en circulación natural, también extensamente estudiado en la bibliografía como en las referencias [93], [65] y [14], es como el mostrado en la Figura 71. A diferencia del circuito de Welander, en este caso la fuente y el sumidero tienen dimensiones comparables con las longitudes de las ramas, y se pueden ubicar en diferentes posiciones en cada rama. Por lo tanto, este circuito puede tener cuatro posibles configuraciones geométricas dependiendo de la disposición de las fuentes, fría y caliente:

- HHHC (fuente horizontal- sumidero horizontal)
- HHVC (fuente horizontal- sumidero vertical)
- VHHH (fuente vertical- sumidero horizontal)
- VHVC (fuente vertical- sumidero vertical)

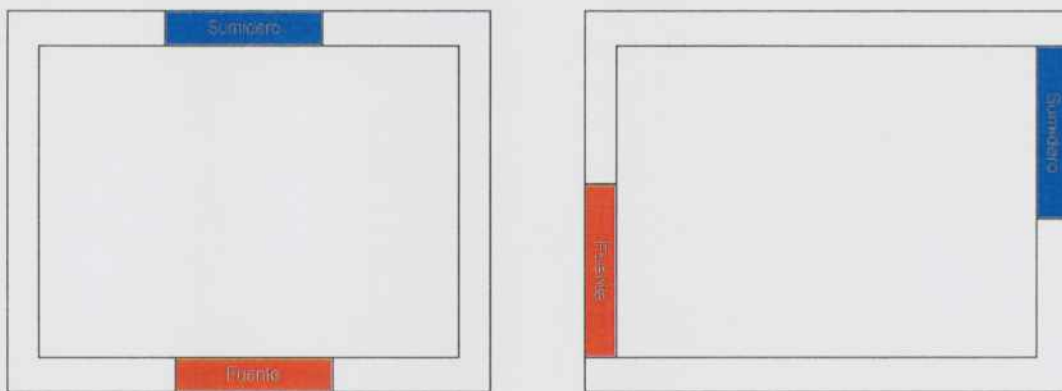


Figura 71: Esquema de circuitos rectangulares para el estudio de circulación natural. A la izquierda la configuración HHHC y a la derecha la configuración VHVC.

El estudio de estos sistemas es muy similar al realizado por Welander, pero en lugar mantener temperatura constante en la fuente se entrega una determinada potencia y se fija la temperatura del lado secundario del sumidero. Bajo estas consideraciones se pueden plantear las ecuaciones de conservación de energía y de cantidad de movimiento:

$$\frac{L}{A} \frac{dw}{dt} = \oint \rho dz + \frac{\left(\frac{fL}{D} + K\right) w^2}{2\rho A^2} \quad (131)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{w}{\rho_0 A} \frac{\partial T}{\partial s} = \begin{cases} \frac{4Q}{D\rho_0 c_p} & \text{en la fuente} \\ 0 & \text{en las tuberías} \\ -\frac{4h_{tc}}{D\rho_0 c_p} (T - T_s) & \text{en el sumidero} \end{cases}$$

donde h_{tc} es el coeficiente de transferencia de calor en el sumidero y T_s es la temperatura del refrigerante que intercambia calor con la fuente fría. Las ecuaciones anteriores pueden adimensionalizarse según como se describe en [3] y que, por razones de simplicidad y brevedad, no se transcribirán aquí. Sin embargo, es interesante mostrar cómo resulta la forma de la ecuación de conservación de cantidad de movimiento

$$\frac{d\omega}{d\tau} = \frac{Gr_m}{Re_{SS}^3} \oint \theta dZ - C\omega^n \quad (132)$$

donde ω , τ y θ son el caudal, el tiempo y la temperatura adimensionalizada respecto a valores de referencias dados por el estado estacionario. La cantidad n depende de la correlación de fricción usada. Se distinguen dos números adimensionales Gr_m y Re_{SS} que son los números de Grashof modificado y de Reynolds obtenido en el estado estacionario. El primero de ellos resulta:

$$Gr_m = D^3 \rho^2 \beta g \frac{\Delta T_r}{\mu^2}$$

con $\Delta T_r = \frac{QH}{A\mu c_p}$. El valor de Q es la potencia, H la altura del circuito y A es el área de paso de la tubería. A partir del número de Reynolds, Prandtl y Nusselt se obtiene el número de Stanton modificado, a partir del número de Nusselt ($Nu_m = \frac{UL_T}{k}$) resulta

$$St_m = \frac{4Nu_m}{Pr Re_{SS}}$$

La cantidad L_T representa la longitud total del circuito rectangular. En base a la ecuación de conservación de cantidad de movimiento y de energía, y realizando perturbaciones del estado estacionario cómo se desarrolla en la referencia [12] se obtiene la ecuación característica y se confecciona el mapa de estabilidad lineal. Otra manera de realizarlo es mediante la resolución de las ecuaciones diferenciales por diferencias finitas por distintos esquemas numéricos como los utilizados para el problema de Welander. Un mapa típico para distintas configuraciones de fuente y sumideros se presenta en la Figura 72. El mapa está confeccionado en las variables adimensionales mencionadas de los números de Gr y de St . La región interior de la curva es la zona inestable mientras que la exterior la zona estable. La mayor región de inestabilidad se encuentra con la configuración HHHC.

Es interesante mencionar aquí la región de inestabilidad depende de la potencia transmitida y de la fricción. En este último caso, como las velocidades del fluido suelen ser muy bajas,

se espera que se pase por distintos regímenes de flujo, especialmente por el de transición. Aquí, hay que tener en cuenta que los resultados pueden depender del modelo de fricción utilizado para esta región ya que puede afectar a la frontera de estabilidad o peor aún convertir un sistema estable en uno inestable como se puede ver en las referencias [93] ó [98].

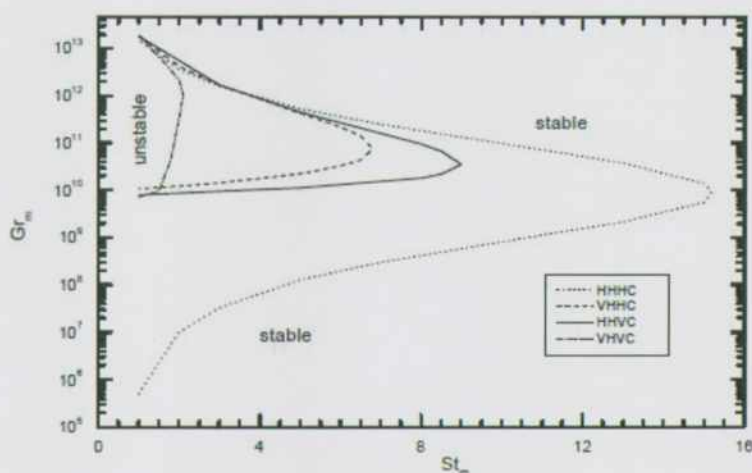


Figura 72: Mapa de estabilidad de un circuito cuadrado. Imagen tomada de la referencia [12].

El circuito cuadrado se modeló en RELAP5 y en ANSYS CFX. Se consideró una potencia de fuente de 200 W y condiciones de termodinámicas según la referencia [93]. De este modo, la circulación del fluido es inestable como se muestra en la Figura 73. A la izquierda de dicha figura se presenta la nodalización mientras que la derecha los resultados de las simulaciones. Aquí, se presenta un comportamiento *similar* a la inestabilidad física mostrada en Welander pero el flujo se encuentra prácticamente estancado y cuando la temperatura en la fuente alcanza la saturación (o próxima) se establece un pulso de flujo cuyo sentido de circulación puede cambiar.

4.4 Inestabilidades de la circulación natural en sistemas de interés nuclear

En la sección 2.3 se describieron los mapas de flujo durante la circulación natural para instalaciones experimentales representativas de reactores nucleares, y se observó la aparición de inestabilidades durante la etapa de circulación natural en doble fase.

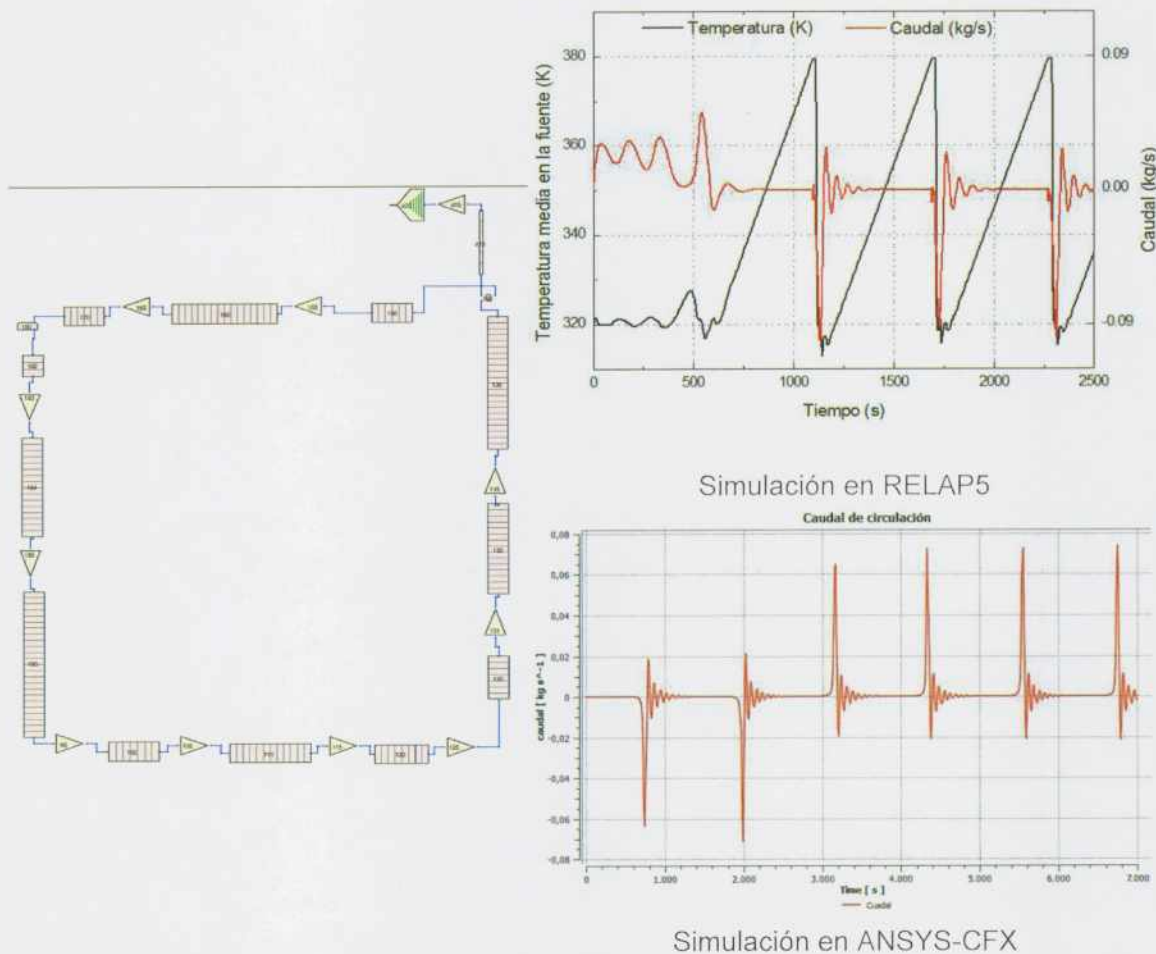


Figura 73: Simulaciones realizadas con RELAP5 y con ANSYS – CFD de un circuito cuadrado. Se observa que para una potencia de 200 W en la fuente en una configuración HHHC se obtiene una condición inestable.

4.4.1 Mapa de flujo en la circulación natural de sistemas simples

Volvamos nuevamente ahora al problema de Welander con las condiciones termodinámicas de un reactor de potencia como la CNA-UII (véase Tabla 9) y con las diferentes nodalizaciones de uno o varios tubos ascendentes o descendentes como vimos en la sección 4.2.1 y simulemos una rotura de una rama como si fuese a una pérdida del fluido.

Para esto se debe modificar la nodalización e introducir una válvula entre la rama descendente y la fuente. El área de esta válvula oscilará entre el 0,1 % y 1 % del área de cualquiera de las ramas. Cuanto menor es el área de rotura más lenta será la reducción de inventario del fluido en el sistema y más claramente van a aparecer distintos fenómenos.

A diferencia de la sección 4.1 donde se establecieron temperaturas fijas para las fuentes caliente y fría, aquí se cambiará la condición de borde de la fuente caliente por la de potencia constante. Esta condición es más parecida a la que tendrá un reactor durante una pérdi-

da de inventario. La potencia establecida fue de: 131,2 kW ó 150 kW y el resto de los datos geométricos y físicos para el CASO B de la Tabla 9.

Como el objetivo no es el estudio de inestabilidades en simple fase ya que, al tener una rotura, el modo de circulación natural será también en doble fase, la cantidad de celdas en la nodalización puede reducirse y deja de ser un parámetro de relevancia. En nuestras simulaciones se utilizaron un máximo de 50 celdas por rama. El número elegido corresponde a la frontera en la que se puede capturar o no la inestabilidad de Welander en el mismo sistema en simple fase. No obstante, la cantidad de celdas puede reducirse aún más, pero se tomó como referencia que el sistema pueda tener inestabilidades en simple fase.

Como primer ejemplo se postula la rotura de un área equivalente al 0,1 % del área de la rama ascendente. Se impusieron valores de pérdida de carga concentrada en las uniones de ingreso y egreso del calefactor y del enfriador. Estas pérdidas fueron aproximadamente con un valor de $K = 20$ que, si bien, es relativamente alto es requerido para tener en cuenta que hay fuentes de pérdida de carga importantes en los distintos componentes dentro del sistema primarios de centrales nucleares. Más adelante se discutirá el efecto de la pérdida de carga y se estudiarán con más detalle en el siguiente capítulo para una instalación integral. Sin embargo, por tratarse de un flujo en doble fase, la posición y el valor de estas pérdidas son muy relevante y dominan los fenómenos que mostraremos a continuación.

La Figura 74 muestra la evolución del caudal de circulación a través del circuito (con una sola tubería ascendente y una descendente). La simulación se realiza de la siguiente manera:

- i. se simula un estado estacionario para que las variables se adecuen al valor correspondiente imponiendo la presión del sistema.
- ii. Luego de alcanzarse dicho estado, aproximadamente a los 4500 s, se permite que el sistema comience a evolucionar de manera autónoma verificándose que se mantiene el estado estacionario.
- iii. A los 5000 s se abre la válvula simulando la rotura.

A medida que se incrementa el tiempo decrece el inventario ya que el fluido escapa por la rotura y disminuye también la presión. Se observa que el caudal de circulación aumenta ya que se maximizan las diferencias entre las densidades de la rama caliente y la fría y, en consecuencia, también la fuerza boyante neta. Luego de alcanzarse el caudal máximo, este comienza a decrecer monótonamente hasta encontrarse unas oscilaciones de gran amplitud que generan cambios de sentido del caudal de manera bastante regular. El tiempo del cambio de sentido puede verificarse en la parte inferior de mencionada figura, que va desde varias decenas de segundos hasta unos pocos segundos. Los cambios de sentido del caudal y la forma de dicha curva, inicialmente, podrían estar vinculado al fenómeno de llenado y vaciado "fill & dump" y por condensación por reflujos. En el primer caso, se forma un tubo en U "forzado" ya que, en lugar de estar abierto en los extremos, la presión se incrementa por la compresión de vapor. Una vez que la presión es mayor a la diferencia de presiones entre las ramas y las correspondientes pérdidas de cargas impulsa el caudal en el sentido opuesto. Este efecto no debe confundirse ya que cuanto menor es el inventario, se incrementa la

frecuencia de oscilación y los cambios de caudal podrían tratarse por efectos numéricos ya que el inventario es bastante pequeño. De acuerdo a lo mencionado en la sección 3.1.3.3 relacionado al fenómeno de “water packing” y es consecuencia de la discretización de las ecuaciones de conservación de momento lineal

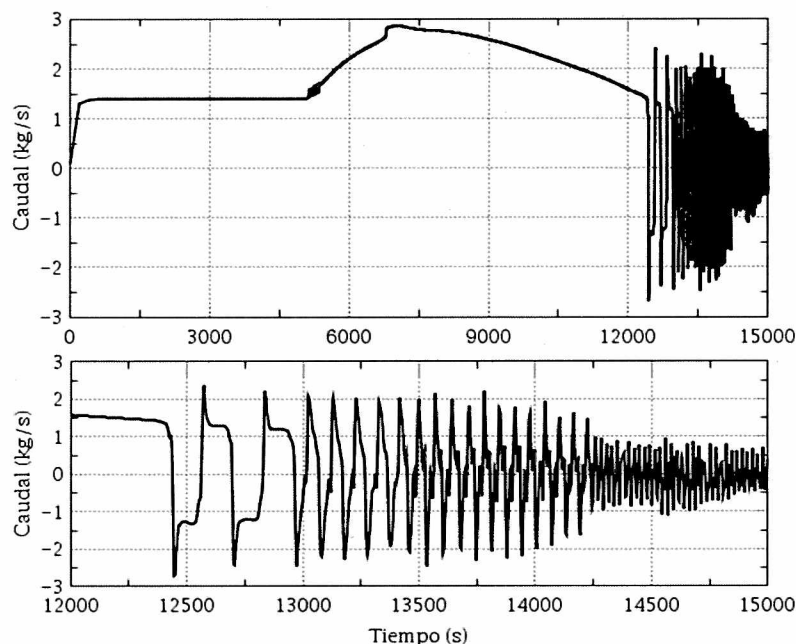


Figura 74: Resultados de la evolución del caudal de circulación durante una pérdida del fluido refrigerante a través de una rotura del 0,1% del área en RELAP5 para el problema de Welander.

Otra manera de visualizar el resultado es mediante el caudal de circulación en función del inventario (relativo) que tiene el sistema como se observa en la Figura 75. Luego de alcanzarse un inventario del orden del 54 % se produce la inversión de caudal. Aquí debe tenerse en cuenta que las oscilaciones que se aprecian conllevan cambio de sentido de caudal como la condensación en reflujo.

Cuando un sistema se encuentra en circulación natural ya se comentó en la sección 2.4 se puede confeccionar un mapa de flujo en circulación natural entre el caudal de circulación, la potencia y el inventario de masa en el sistema. La Figura 75 muestra a la izquierda el caudal en función del inventario mientras que a la derecha el mapa de flujo en circulación natural. También se transcriben los límites del mapa obtenido como envolventes de las experiencias realizadas en instalaciones integrales a escala de reactores nucleares. Los resultados del experimento numérico con el sistema de Welander (Figura 75 y Figura 76) se encuentran contenidos por las envolventes para dos condiciones diferentes. Este simple ejercicio muestra que el estudio conceptual del problema de Welander, además, responde a resultados obtenidos por instalaciones integrales, aunque los inventarios para las condiciones oscilatorias se “mezclan” con las condiciones de la condensación en reflujo y ocurren a valores de inventario similares.

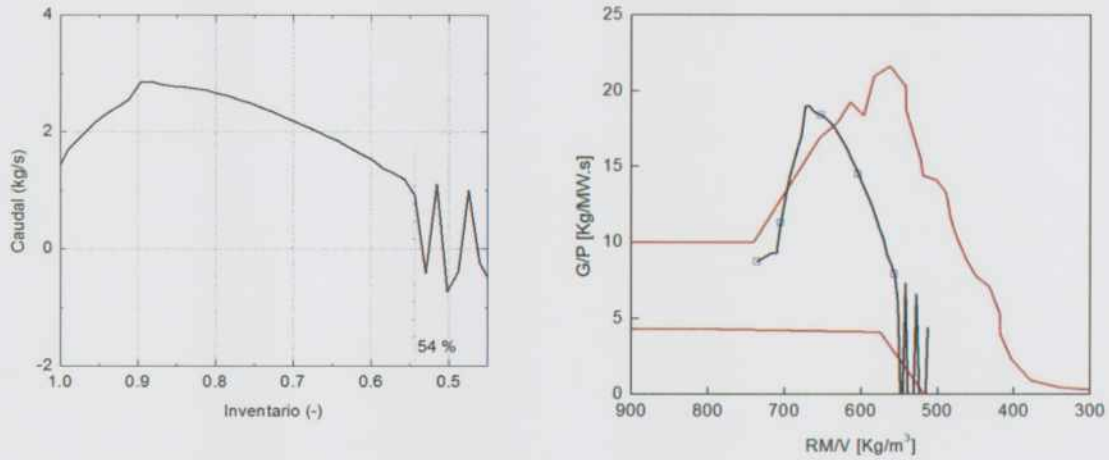


Figura 75: Izquierda: Evolución del caudal en función del inventario de masa. Derecha: mapa de flujo para una rotura del 0,1% para el problema de Welander con una fuente de 131 kW y $K = 20$ en la entrada y salida de la fuente caliente y fría.

Algunos puntos importantes de los mapas de flujo son, por ejemplo, el caudal máximo y para qué inventario ocurre y el punto de condensación en reflujo. En la referencia [99] se presenta un modelo relativamente simple para determinar, entre otras cosas, los parámetros señalados. Este modelo ha sido utilizado en diversos estudios como en [8] y [9] para las centrales nucleares Atucha I y II y en la referencia [10] para la Central nuclear Embalse. Por razones de brevedad no se utilizará el modelo la referencia [99] en este trabajo.

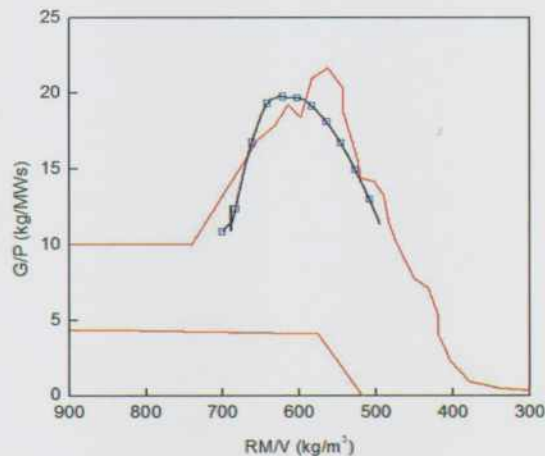


Figura 76: Mapa de flujo para una rotura del 0,1% para el problema de Welander con una potencia de 131 kW y $K = 20$ en la entrada y salida de la fuente caliente y $K = 40$ en la entrada y salida de la fuente fría.

4.4.1.1 Simulación del problema de Welander con 2 tubos verticales

En los reactores nucleares las fuentes, fría y caliente, están representadas por varios canales o tuberías verticales u horizontales que se unen entre sí por varias tuberías en paralelo.

En algunos casos para estudiar la dinámica de planta se suelen formular modelos con varios tubos ascendentes y descendentes de manera similar al caso mostrado en la sección 4.2.1. Nuevamente, hagamos el ejercicio de la sección anterior: simulemos una rotura en la posición de la fuente caliente, pero usemos una nodalización con dos o varios tubos en paralelo como en la Figura 69. Además de los fenómenos vistos anteriormente pueden darse algunos adicionales por la condición de igual caída de presión entre los tubos. Sin embargo, es de esperar no observar cambios respecto a las evoluciones y tendencias ya vistas.

En la Figura 77 se muestra la evolución del caudal a través de las dos tuberías (ascendentes o descendentes). Ambos caudales son idénticos entre sí hasta que se alcanza un instante en el que se separan en dos. Esta separación se produce manteniendo el mismo sentido de circulación de caudal. Efectos similares se pueden ver en generadores de vapor (que analizaremos en el siguiente capítulo). La bifurcación de caudal entre tubos está relacionada con la aparición de inestabilidades como las estudiadas en el capítulo anterior, que se disparan en la transición entre simple y doble fase. La bifurcación de caudal ocurre a los 8500 segundos de comenzada la simulación y se corresponde con un inventario del 76 %. Este inventario significa que dentro del circuito hay una cantidad importante de vapor en conjunto con la de líquido, ambas fases desplazándose juntas. En este punto es importante mencionar que este ejemplo fue simulado usando en el código RELAP5 la opción por defecto del modelo de dos fluidos, por lo que se resuelven las seis ecuaciones de conservación. En el caso que se utilice el modelo homogéneo (cuatro ecuaciones de conservación) esta bifurcación podría no observarse para los valores de pérdida de carga usados.

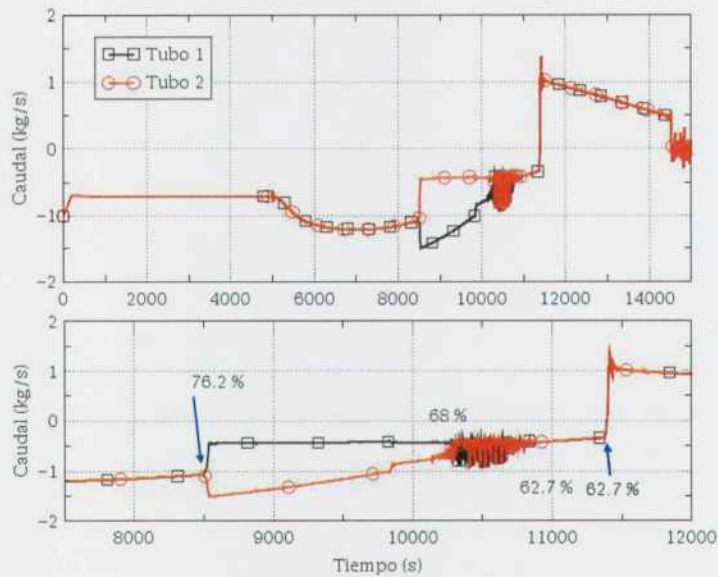


Figura 77: Resultados con RELAP5 para una pérdida de inventario en el problema de Welander con 2 tuberías ascendentes o descendentes.

La bifurcación se mantiene por más de 2000 segundos o hasta que el inventario alcanzó el 68 %. Es decir, esta separación ocurrió para un rango de inventario pequeño que va entre el

76 al 68 % y que se corresponde con diferencia de masa inferior al 10 kg, de los 121 kg de masa de fluido inicial, es decir solo para un 10 % del total de masa.

Para un inventario de aproximadamente 62,7 %, el flujo de fluidos se invierte de sentido de manera similar al observado en la Figura 74 y no se registran oscilaciones sino un caudal monótonamente decreciente. Las oscilaciones alrededor del 68 %, previo a unificarse nuevamente los caudales, no son numéricas sino debidas al inicio de una inestabilidad, también propia de un canal en ebullición como, por ejemplo, ondas de densidad entre otras. Los períodos de oscilación son entre 18 y 20 segundos aproximadamente.

La imagen derecha de Figura 78 muestra el título termodinámico definido por (43) para las tuberías ascendentes y descendentes en dos posiciones: en la celda 1 y 50 (según como se enumeran en la imagen izquierda de la misma figura).

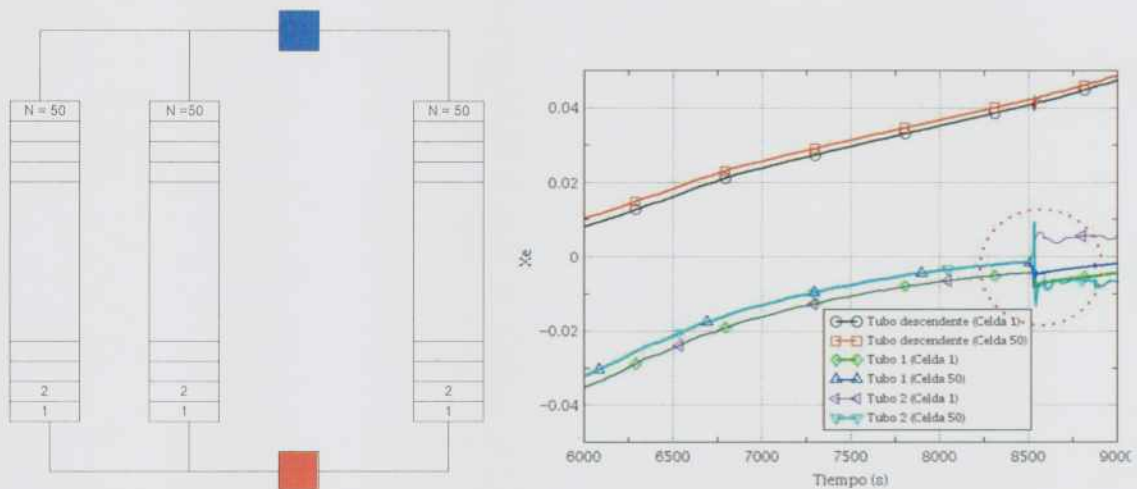


Figura 78: Numeración de la nodalización (izquierda). Título termodinámico definido por (43) para una pérdida de inventario para el problema de Welander con varias tuberías usando RELAP5 (derecha).

En el tubo descendente (pero con caudal ascendente) el título es mayor a cero indicando saturación en la celda 1 y 50 (curvas en rojo y negro). Es decir, en toda la tubería el flujo está saturado y en doble fase. Por otro lado, en las tuberías ascendentes (pero con caudal descendente) el título es negativo, es decir, el fluido está subenfriado. A los 8500 segundos, marcado con un círculo punteado rojo en la figura, ocurre la bifurcación cuando el título se aproxima a cero. Numéricamente, en el código se observa la separación para x_e menor a 0,001. Esta región es la correspondiente a la transición entre saturación y no saturación de ebullición subenfriada. Luego de la bifurcación de caudal, el título también se divide en dos: una tubería se hace "más" subenfriada mientras que la otra se satura y el título es positivo. Debe notarse que, en el tubo descendente, tanto en la celda 1 como en la 50, el flujo se encuentra saturado ya que el título es mayor a cero y prácticamente no tuvo cambios a pesar de la bifurcación. De este efecto se observa que la rama descendente resultó independiente de las ascendentes y que, al menos en el rango estudiado y durante la ocurrencia de

la inestabilidad no hubo cambios de regímenes de escurrimiento en la región de doble fase que ocasionen la bifurcación.

Un efecto similar puede observarse con la fracción de vacío, según como se muestra en la Figura 79. La fracción de vacío en el tubo descendente es mayor al 60 % en el momento de la bifurcación de caudal (8500 segundos). Aquí, al igual que en el título termodinámico, en los tubos ascendentes, luego de la bifurcación un canal tiene una fracción de vacío mayor al 15 % mientras que en el otro es cero (sólo líquido).

Hay que tener en cuenta que los mecanismos que originan la inestabilidad pueden quedar enmascarados por otros. En particular, al trabajar con sistemas en doble fase hemos visto en la sección 2.2 que hay varios tipos de inestabilidades, entre ellas las asociadas a cambio de regímenes de flujo. Este tema será tratado con más detalle en los siguientes capítulos. Hay que mencionar que, haciendo uso del mapa de flujos de RELAP5, que se miden en base a la fracción de vacío, la inestabilidad no es ocasionada por estos cambios.

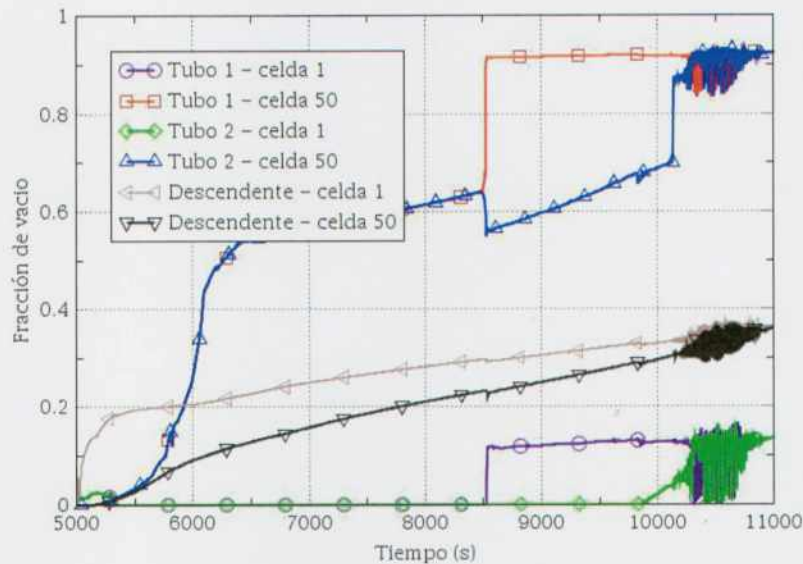


Figura 79: Facción de vacío para una pérdida de inventario para el problema de Welander con varias tuberías usando RELAP5.

4.4.1.2 Mapa con Welander con 4 tubos verticales

Se puede continuar discretizando con el código RELAP5 o el TRACE5, según el caso, e incrementar la cantidad de tubos ascendentes o descendentes. El procedimiento es el mismo que el utilizado en la sección 4.2.1 tratando de mantener las mismas caídas de presión en cada nodo y que estos sean equivalentes entre sí.

Cabe mencionar que desde el punto de vista numérico los nodos donde se separan o se juntan las tuberías podrían no ser equivalentes ya que depende de cómo el código resuelve la conservación de cantidad de movimiento en múltiples nodos en simultáneo. Esto se veri-

ficó cambiando de posiciones las uniones, es decir, permutando nodos y verificando que no existe uno preferencial como, por ejemplo, el último o el primero. Se muestra de esta manera que el efecto observado no tiene origen en la numérica.

Se modeló con cuatro tubos ascendentes o descendentes el problema de Welander y con la rotura del 0,1 % en la rama descendente. Se observa lo mismo que en los casos anteriores y el mapa de flujos de circulación natural es similar al mostrado en la Figura 74 y en la Figura 75. Al igual que en el caso de dos tubos ascendentes o descendentes, el caudal a través de los cuatro tubos también se bifurca según se muestra en la Figura 80. En la parte superior en todo el rango temporal simulado, mientras que en la parte inferior sólo en un entorno de la bifurcación. Se observa que la bifurcación ocurre de a pares; es decir, sólo uno de los canales decrece su caudal mientras que los otros tres lo aumentan. Nuevamente, en la bifurcación de caudal, los cuatro canales mantienen el mismo sentido de circulación. En la parte inferior de la Figura 80 se aprecia que la bifurcación ocurre a los 6500 segundos y que a los 8100 segundos las curvas se unen nuevamente. Debe notarse que, también, a los 8200 segundos otra vez se bifurca por un intervalo de tiempo muy pequeño.

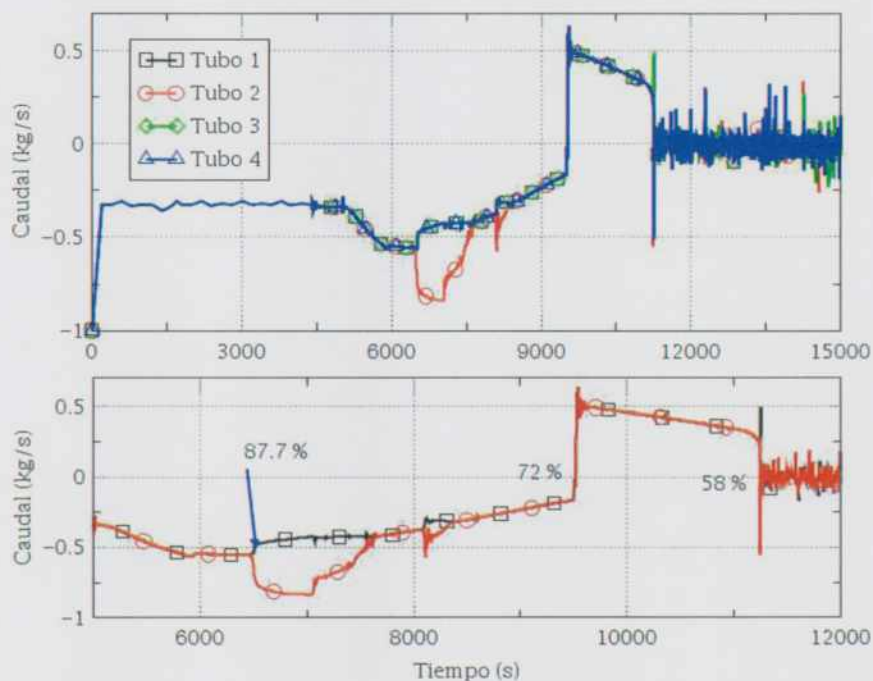


Figura 80: Resultados con RELAP5 para una pérdida de inventario en el problema de Welander con 4 tuberías ascendentes o descendentes.

En la figura se indican los inventarios relativos de masa en el sistema, mostrándose que la primera bifurcación ocurre cuando para un inventario próximo al 88 % que es mayor al observado para dos canales en paralelo. Esta diferencia también se mantiene para el inventario en el que hay inversión de caudal y que el mismo de anula. La Figura 81 muestra título en un entorno de la bifurcación que es de aproximadamente 0,002, que es ligeramente saturado.

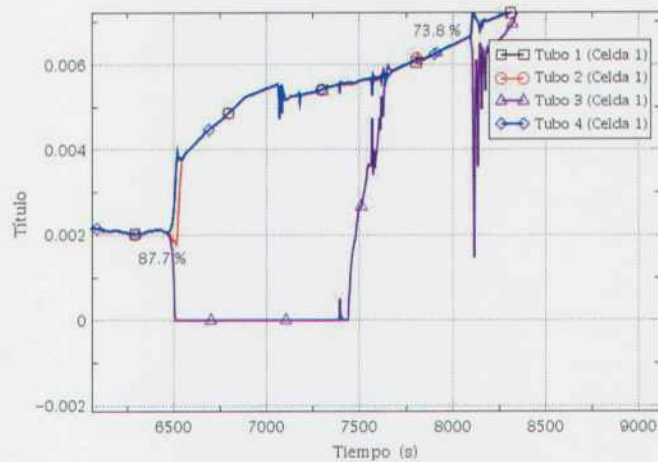


Figura 81: Título obtenido en RELAP5 para una pérdida de inventario en el problema de Welander con 4 tuberías ascendentes o descendentes.

4.4.1.3 Efecto del modelo de fluido y del método numérico

Las simulaciones realizadas con los códigos de sistemas en todos los casos fueron utilizando su opción por defecto y se plantean para un sistema en doble fase las seis ecuaciones de conservación. A modo de estudio de sensibilidad se postula también utilizar un modelo homogéneo, es decir con cuatro ecuaciones de conservación. Este modelo considera que la fase de vapor y líquida tienen la misma velocidad y se encuentra, cuando el fluido se satura, a la misma temperatura. Es decir, no se tiene en cuenta la ebullición subenfriada. Este método fue también utilizado en la sección 3.1.3.3 para el modelado de inestabilidades. Aquí solo se pretende mostrar el efecto que puede ocurrir al cambiar dicho modelo de fluidos. La Figura 82 se muestra la evolución del caudal a través de uno de los canales de circulación. En este caso no se observa la ocurrencia de la inestabilidad ya que el problema depende de las pérdidas de carga concentradas que se disponen en el circuito. Además, dado que el flujo es homogéneo, las velocidades de líquido y vapor son las mismas a lo largo de circuito, por lo que la reducción de inventario no es igual al caso con un modelo de dos fluidos.

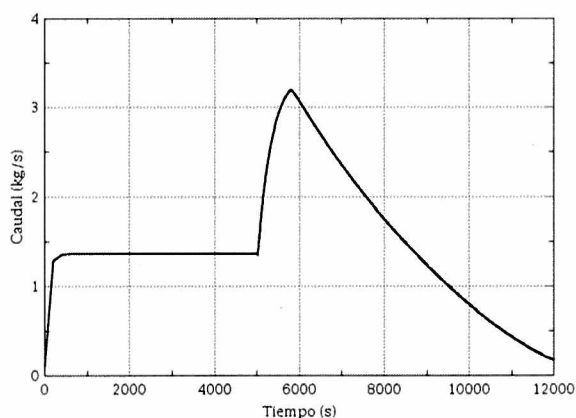


Figura 82: Caudal en el problema de Welander para 2 tubos usando el modelo homogéneo en RELAP5.

4.4.1.4 Discusión

En este capítulo hemos presentado y resuelto el problema de Welander con distintos esquemas numéricos y hemos discutido las ventajas y desventajas de los mismos. Adicionalmente se ha resuelto el problema señalado con códigos de sistemas a primer y segundo orden. Con estos modelos se han estudiado la inestabilidad en circuitos en circulación natural en simple fase y se presentó el mapa de estabilidad en función de parámetros del sistema.

En la nodalización realizada en RELAP5 o TRACE se impusieron los valores típicos de longitudes, diámetros y pérdidas de cargas típicas de una central nuclear. Se vio que si solo se tienen en cuenta las pérdidas por fricción el sistema es inestable, pero con las concentradas resulta estable. Luego, el modelo se extendió para varias tuberías ascendentes y/o descendentes.

Con el último modelo se realizaron pequeñas roturas con el objetivo de evaluar los mapas de regímenes en circulación natural. Aquí se observó que los mapas quedan contenidos por las envolventes establecidas por experimentos en instalaciones integrales (ver sección 2.4). Además, se detectó la aparición de una inestabilidad de redistribución de caudales en múltiples canales. Las bases teóricas de esto fueron estudiadas en el capítulo anterior.

En suma, el circuito de Welander, de resolución numérica simple, es de los casos más completos para estudiar circulación natural en simple fase y a esto se le suma la posibilidad de considerar roturas con las que también se observan diferentes regímenes de circulación natural en simple y doble fase. Los conceptos estudiados aquí, y las conclusiones obtenidas, son las bases para reactores nucleares y serán utilizados en el siguiente capítulo para instalaciones integrales de un PWR y de un CANDU.

Capítulo V

5 Experimentos de circulación natural en instalaciones representativas de reactores nucleares

En los capítulos precedentes se utilizaron códigos de sistemas para la evaluación de situaciones particulares como tubos verticales en paralelo o tubos en U. Sin embargo, cuando se requiere el estudio de instalaciones nucleares, es esencial considerar si el código usado está validado para los fenómenos que se esperan observar y en las condiciones operativas correspondientes. Es debido a ello la necesidad de contar con ensayos experimentales representativos.

A lo largo de las últimas décadas (desde 1970) se han realizado un conjunto enorme de experiencias de efectos separados y efectos integrales en instalaciones experimentales que representan reactores nucleares a escala. La finalidad era estudiar un conjunto de fenómenos termohidráulicos de diversa índole que se producen durante situaciones transitorias con el objetivo de caracterizar y validar los códigos de cálculos con dichos experimentos.

Los ensayos en instalaciones de efectos separados e integrales a pequeña escala comenzaron alrededor de 1970. Luego, hacia 1980, comenzaron a utilizarse instalaciones a escalas más grandes. Por ejemplo, en 1986, se realizó la primera prueba en la instalación denominada "UPTF" en tamaño real [3]. Además de dichos experimentos se han tomado transitorios de plantas reales con el objetivo de evaluar la capacidad predictiva de los códigos.

Aquí hay que hacer hincapié que los datos experimentales de una planta comercial o productora de energía eléctrica se encuentra instrumentada como una instalación industrial y su fin no es la de validar un código de cálculo. En consecuencia, los datos de planta son de gran utilidad, pero no determinantes o contundentes como para la validación de códigos. Para validar códigos se construyen matrices de validación recopilando datos de experimentos que se han llevado a cabo mundialmente. La primera formulación de una matriz de validación fue propuesta en [100].

Un código o, más restrictivamente un modelo de código es considerado validado cuando se han realizado pruebas suficientes para garantizar un nivel aceptable de precisión predictiva en un gran conjunto de condiciones sobre las que se puede aplicar. La literatura internacional distingue entre los términos validación y verificación. Un modelo matemático o el código de computadora correspondiente, se verifican cuando se muestra que este se comporta como se pretende, es decir, es una representación matemática apropiada del modelo conceptual y que las ecuaciones se implementan y resuelven correctamente. De este modo, la comparación con los valores medidos no es parte del proceso de verificación. El término verificación, sin embargo, se utiliza a menudo sinónimamente con validación y calificación [101]. Por lo tanto, el término verificación también se ha utilizado en conjunto con el de validación, incluyendo comparaciones entre cálculos y mediciones.

En 1987 se publicó la referencia [102] donde se indicaban las pruebas que se consideraba la mejor base para la evaluación de códigos de sistemas. Los experimentos se seleccionaron según la calidad de los datos, la variedad de escala y geometría, y condiciones a ensayar. Como ejemplo, los parámetros que deben conservarse en la medida de lo posible, para los casos en estudio manteniendo una relación potencia/volumen, son:

Condiciones iniciales

- El mismo estado termodinámico: presión y temperatura en cada sección de la instalación,
- El mismo caudal,
- Si es posible, la misma velocidad en los componentes más relevantes.

Condiciones de borde

- Preservación de los sumideros o fuentes, relación de caudal másico sobre volumen,
- Las mismas acciones basadas en señales reales.

Algunas instalaciones experimentales y su factor de escala usadas para validar códigos para PWR como el RELAP5, son las listadas en la Tabla 10:

Tabla 10: Instalaciones experimentales de la matriz de validación del RELAP5.

	SEMI- SCAL E	LOBI	SPEC	PKL- III	BETSY	LOFT	LSTF
Potencia del reactor de referencia (W)	W- 3400	KWU - 3800	W- 2775	KWU- 3800	Frama- tom-2700	W- 3250	W- 3420
Volumen del sistema primario (m ³)	0,195	0,6	0,63	2,4	2,88	7,22	8,3
Potencia instalación experimental (MW)	2	5,3	6,5	28,36	27	50	77,5
Relación de potencia referencia respecto a la instalación	1700	712	427	134	100	65	48

Mayores detalles pueden encontrarse en [3]. Una descripción detallada de cada instalación escapa al alcance de este trabajo, sin embargo, se puede consultar [103], y en [104] para VVER.

5.1 Consideraciones de la base de datos internacional y selección de casos representativos

Del listado de instalaciones integrales de la Tabla 11 se deben seleccionar los fenómenos relevantes y de interés para estudiar la circulación natural y para validación de códigos. El camino debería ser inverso y seleccionar primero los fenómenos a estudiar en una determinada condición transitoria o estacionaria, y luego la instalación correspondiente.

Para los fenómenos seleccionados se deben buscar aquellos ensayos que son adecuados (correctamente instrumentados y con datos aceptables). En el caso de la circulación natural con pérdida de refrigerante son relevantes los primeros fenómenos (circulación natural en simple y doble fase, condensación en reflujos, asimetrías en los circuitos y flujo de descarga). Para estos fenómenos todas las instalaciones experimentales mostradas son aptas para la validación de códigos. Hay tablas similares que pueden consultarse en [3] para BWR y para VVER. En el caso de CANDU algunos fenómenos de efectos separados son comunes a otros reactores, pero existen instalaciones integrales para validación que describiremos más adelante en este capítulo.

Para nuestro estudio tomaremos la instalación SEMISCALE que fue la primera de ellas, la más simple y una de las más estudiadas. En la siguiente sección se describe la instalación y se mostrarán los resultados de validación de uno de los experimentos.

Tabla 11: Matriz de validación para eventos de pérdida de refrigerante chicos y medianos.

Matrix II CROSS REFERENCE MATRIX FOR SMALL AND INTERMEDIATE BREAKS		Test Type							Test Facility and Volumetric Scaling									
- Phenomenon versus test type + occurring o partially occurring - not occurring - Test facility versus phenomenon + suitable for code assessment o limited suitability - not suitable - Test type versus test facility + performed o performed but of limited use - not performed or planned		Stationary test addressing energy transport on primary side	Stationary test addressing energy transport on secondary side	Small leak overfed by HPIS, secondary side necessary	Small leak without HPIS overfeeding, secondary side	Intermediate leak, secondary side not necessary	Pressurizer leak	J-tube rupture	PWR 1 : 1	LOFT 1 : 50	LSTF 1 : 50	BETHSY 1 : 100	PKL-III 1 : 145	SPES 1 : 430	LOB-II 1 : 712	SEMISCALE 1 : 1600	JPTF, TRAM 1 : 1 (2)	
Phenomena (3)	Natural circulation in 1-phase flow, primary side	+	+	+	o	-	+	-	+	+	+	+	+	+	+	+	-	
	Natural circulation in 2-phase flow, primary side	+	-	o	+	-	+	-	+	+	+	+	+	+	+	+	o	
	Reflux condenser mode and CCFL	+	-	-	+	+	-	-	o	+	+	o	o	o	o	o	+	
	Asymmetric loop behaviour	-	-	+	+	-	o	+	-	-	o	+	+	+	o	o	+	
	Break flow	-	-	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	o	
Phenomena (3)	Phase separation without mixture level formation	+	-	o	+	+	+	o	-	+	+	+	+	+	+	o	+	
	Mixture level and entrainment in SG second side	-	+	+	+	+	+	+	-	-	+	+	+	o	o	-	-	
	Mixture level and entrainment in the core	+	-	-	+	+	+	-	o	+	+	+	+	o	o	o	o	
	Stratification in horizontal pipes	+	-	-	+	+	-	-	+	+	o	o	+	+	o	o	+	
	Phase separation in T-junct. and effect on breakflow	-	-	-	+	+	-	-	o	o	o	o	o	o	o	-	+	
	ECC-mixing and condensation	-	-	o	+	+	+	-	o	o	o	o	o	o	o	o	o	+
	Loop seal clearing	-	-	-	+	+	o	-	+	+	+	+	+	+	+	+	+	
	Pool formation in UP/CCFL (UCSP)	+	-	-	o	+	+	-	o	o	o	o	o	o	-	o	+	
	Core wide void and flow distribution	+	-	-	o	+	+	-	o	o	o	o	o	-	-	-	o	
	Heat transfer in covered core	+	+	+	+	+	+	+	o	+	+	+	+	+	+	+	-	
	Heat transfer in partly uncovered core	+	-	-	o	+	-	-	+	+	+	+	+	o	o	o	-	
	Heat transfer in SG primary side	+	o	o	+	+	o	o	-	o	+	+	+	+	+	o	-	
	Heat transfer in SG secondary side	o	+	+	+	+	+	+	-	o	+	+	+	o	+	o	-	
	Pressurizer thermohydraulics	o	-	o	o	+	+	+	o	o	o	o	o	o	o	-	+	
	Surgeline hydraulics	o	-	-	o	+	+	o	-	o	o	o	o	o	o	o	+	
	1- and 2-phase pump behaviour	-	-	-	o	+	-	-	o	o	o	o	o	o	+	+	-	
	Structural heat and heat losses (1)	+	-	o	+	+	o	o	-	o	o	o	o	o	o	o	o	
Noncondensable gas effects	+	-	-	-	-	-	-	-	-	o	o	o	-	-	o	+		
Boron mixing and transport	+	-	+	+	+	+	+	-	-	-	-	-	-	-	-	o		
Test Facility	PWR	-	-	o	-	+	+	(1) problem for scaled test facilities (2) UPTF integral tests (3) for intermediate breaks phenomena included in large break reference matrix may be also important										
	LOFT	-	-	+	+	+	+											
	LSTF	+	+	+	+	+	+											
	BETHSY	+	+	+	+	+	+											
	PKL-III	+	+	+	+	+	+											
	SPES	+	+	+	+	-	-											
	LOB-II	+	+	+	+	+	+											
	SEMISCALE	o	o	+	+	+	+											
UPTF, TRAM	-	-	-	-	+	+												

5.2 Reactores tipo PWR

5.2.1 La instalación SEMISCALE y el experimento SNC-02A

Los primeros experimentos de circulación natural a escala fueron realizados en la instalación de prueba Semiscale Mod-2A que es un modelo a pequeña escala del sistema primario de una central nuclear PWR de cuatro lazos (factor de escala 1/1705).

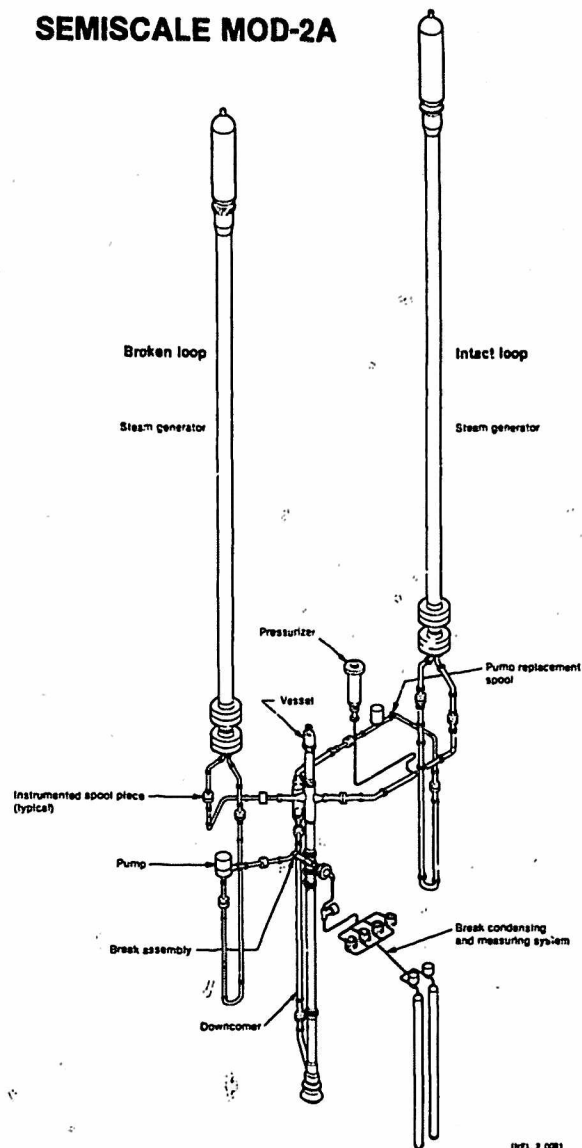


Figura 83: Esquema de la instalación SEMISCALE MOD-2A con dos circuitos de refrigeración..

Esta instalación contiene los principales los componentes de un reactor tipo PWR como los generadores de vapor, el “downcomer”, el presurizador, un recipiente de presión, las bom-

bas principales, tuberías, como se muestra en la Figura 83. En la Tabla 12 se indican los experimentos llevados a cabo y el objetivo de los mismos.

Tabla 12: Experiencias realizadas en el Semiscale Mod-2A.

Experimento	Tipo	Configuración del sistema	Objetivos
S-NC-1	Estado estacionario - Efectos separados.	1 lazo	Circulación natural en simple fase.
S-NC-2	Estado estacionario - Efectos separados.	1 lazo	Circulación natural en simple fase, doble fase y condensación en reflujo. Comportamiento termohidráulico para evaluar predicciones de modelos.
S-NC-3	Estado estacionario - Efectos separados.	1 lazo	Circulación natural en doble fase con distintas condiciones del secundario
S-NC-4	Estado estacionario - Efectos separados.	1 lazo	Estudio de la condensación en reflujo.
S-NC-5	Estado estacionario - Efectos separados	1 lazo	Circulación natural en doble fase con inyección de no condensables
S-NC-6	Estado estacionario - Efectos separados.	1 lazo	Estudio de la condensación en reflujo con inyección de no condensable.
S-NC-7	Estado estacionario - Efectos separados.	2 lazos	Circulación natural en doble fase con dos lazos para ver interacción entre circuitos.
S-NC-8	Transitorio - Integral.	2 lazos	Rotura pequeña sin ECCS.
S-NC-9	Transitorio - Integral.	2 lazos	Rotura pequeña con ECCS.

La instalación consta de 2 circuitos hidráulicos. Uno de ellos representa un lazo de una central del tipo PWR (de la empresa Westinghouse) mientras que el otro circuito representa los otros tres lazos. Como es señalado en la Tabla 12 se postula el uso un solo circuito o de los

dos y se produce la reducción controlada de inventario equivalente a una rotura pequeña. En este trabajo se estudiará en detalle sólo el experimento S-NC-2 por lo que se asumirá que el circuito de la instalación que representa tres lazos de una planta real se encuentra aislado del resto de la instalación. En la Figura 84 se muestra un esquema de la configuración de lazo único que se usará para el estudio de las inestabilidades en circulación natural.

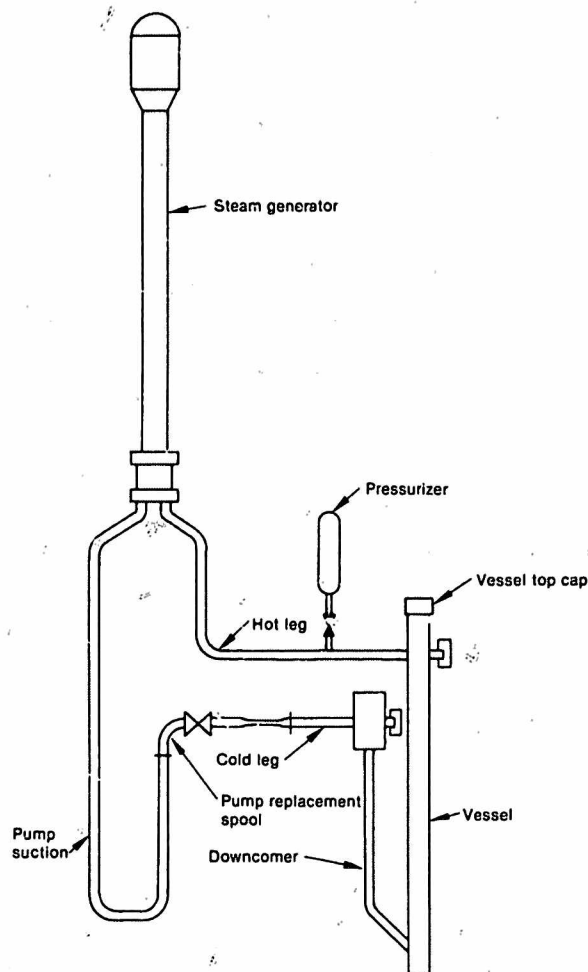


Figura 84: Esquema de la instalación SEMISCALE MOD-2A usada para experimentos de un solo circuito.

Dentro del recipiente de presión de la instalación, se encuentra el núcleo que se representa mediante calefactores eléctricos. El denominado "upper-plenum" del recipiente de presión fue modificado respecto a uno real (esperado en una instalación comercial) con el objetivo de evitar calentamientos y condensaciones en este componente que pudieran afectar fenómenos que se quieren estudiar.

Para todos los experimentos realizados, el núcleo consistió en un arreglo de 5x5 barras calefaccionadas eléctricamente, de las cuales sólo 23 sólo eran calentadas internamente. Las barras son geoméricamente similares a las barras combustibles de un reactor comercial. Las barras tenían una longitud de 3,66 m (12 pies) y un diámetro exterior de 10,72 mm. Ca-

be mencionar que la distribución de potencia considerada fue la misma en todas las barras y se tomó un perfil de potencia de forma aproximadamente cosenoidal según se muestra en Figura 85.

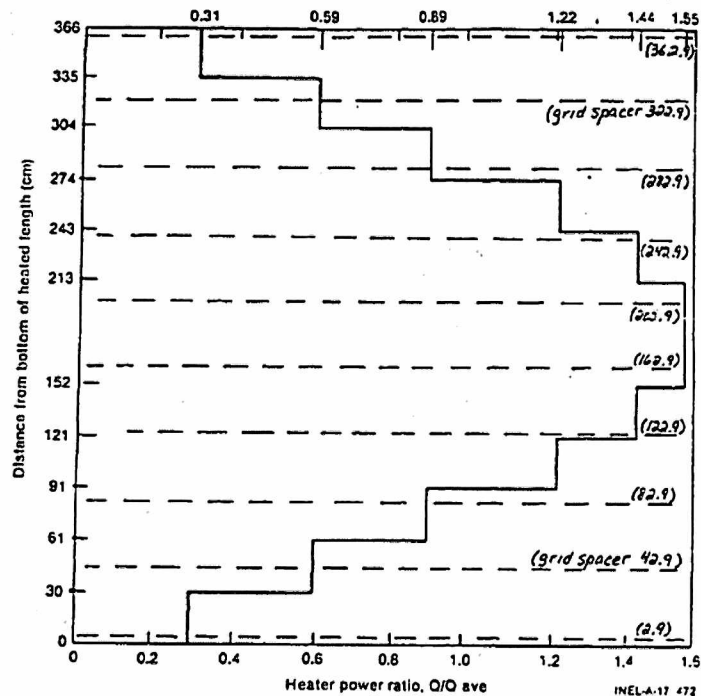


Figura 85: Perfil de potencia considerado en los calefactores representativos del núcleo de la instalación SEMISCALE.

Todos los experimentos fueron ensayos estacionarios o cuasi-estacionarios excepto las pruebas S-NC-08 y 09 que consistieron (en forma transitoria) en simular una rotura pequeña en la rama fría. Esta rotura es simulada con una placa orificio de tamaño equivalente al 0,4 % del área de una de las ramas frías de un PWR para las experiencias transitorias. En cambio, para las experiencias estacionarias o cuasi-estacionaria se drenaba a través de una válvula una determinada cantidad de masa del sistema primario (medida y controlada) y se permitía que se alcanzara un nuevo estado estacionario. De este modo era posible situar a los sistemas en determinadas situaciones con inventarios controlados.

Los generadores de vapor (GV) del circuito intacto y del "roto" son de tubo y carcasa en forma de U. El fluido del lado primario fluye a través tubos en U verticales y el refrigerante secundario pasa a través del lado de la carcasa.

El circuito intacto de la instalación tiene un generador de vapor con 6 tubos (dos cortos, dos medios y dos tubos largos) que representan todas las curvaturas y alturas (medias) esperadas en un generador de vapor de un PWR. Estos tubos tienen 2,2 cm de diámetros externo y 0,124 cm de espesor de pared y la configuración del manojo de tubo tiene un arreglo triangular de 3,175 cm de "pitch". El GV del circuito roto es similar al GV del lado intacto excepto por la cantidad de tubos y solo tiene un tubo largo y un tubo corto, ambos idénticos

a los tubos “tubos largos y cortos”. Un esquema de los generadores de vapor se ilustra en la Figura 86. Más detalles sobre los diversos componentes de la instalación y la descripción detallada de todos los experimentos se pueden encontrar en [105].

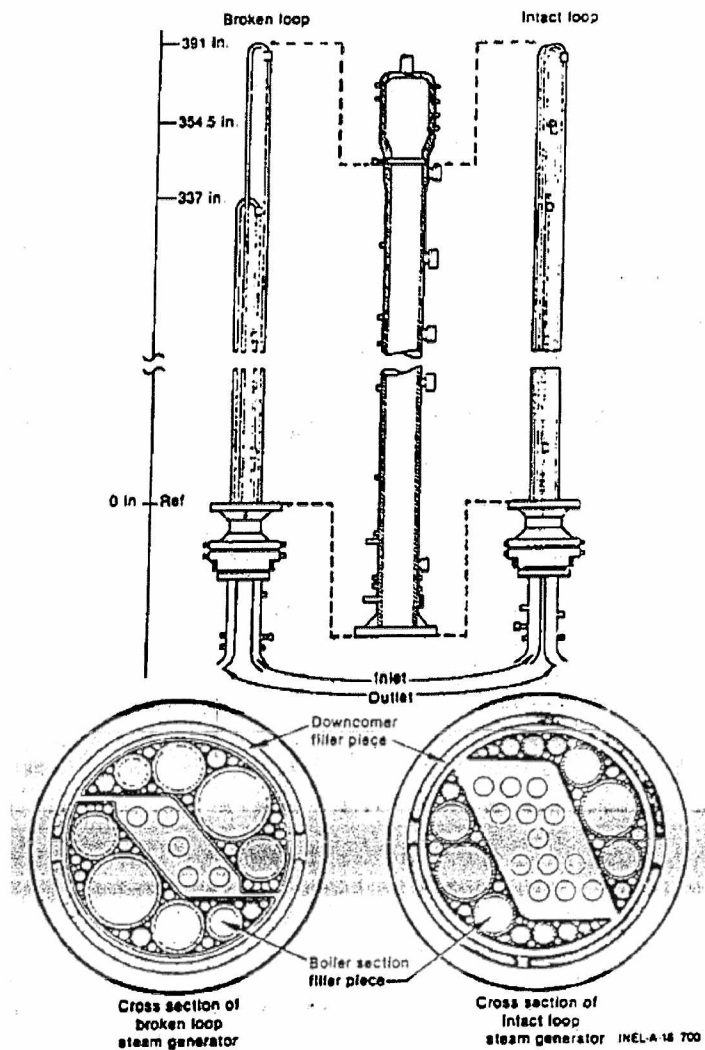


Figura 86: Esquema y corte de los generadores de vapor de la instalación SEMISCALE.

Los experimentos fueron extensamente monitoreados, según instrumentación disponible en la época de la experiencia. En particular se instrumentó el generador de vapor del lazo roto. Se midió la densidad media del fluido por rayos X, γ y densitómetros. Se instaló un equipo de video para estudiar el comportamiento del flujo de fluido, en particular a la entrada y salida del generador de vapor y donde se estudiaron las condiciones y flujos durante la condensación en reflujo. También se puede encontrar en [105] mayor detalle de la instrumentación. Cabe agregar que dado que las mediciones eran en estado estacionario en su gran mayoría no se requirió una frecuencia de muestreo alta y, por lo tanto, los datos son obtenidos con un período de 40 segundos.

Para los estudios de condensación en reflujo se instaló un “medidor de reflujo” conectado a la tubería de entrada del generador de forma de capturar el fluido condensado que sale del generador de vapor, se muestra en la Figura 87. El medidor de reflujo consistió en una “tee” en la tubería primaria conectada a un tubo vertical con un transductor de presión diferencial para medir el nivel de condensado. El condensado podría ser restablecido por una válvula de drenaje reduciendo adversamente la presión del sistema.

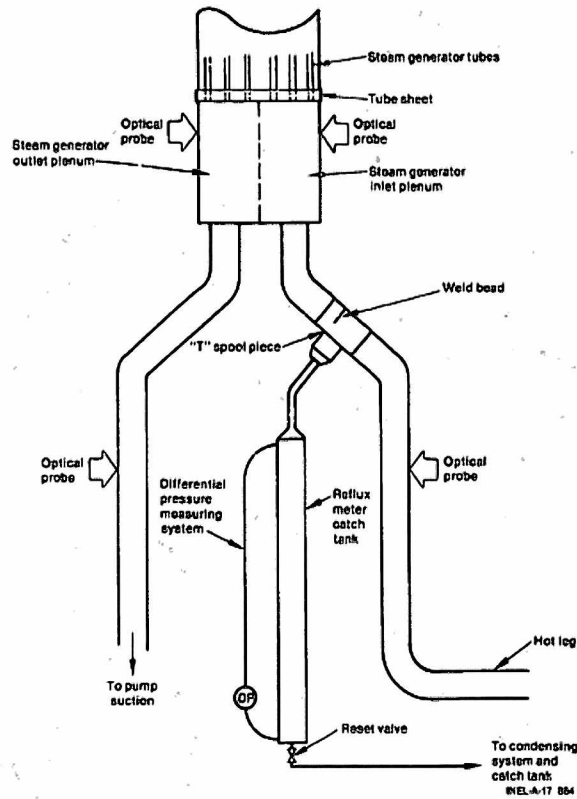


Figura 87: Configuración para la medición de reflujo en la instalación SEMISCALE.

A modo de ejemplo, el generador de vapor del SEMISCALE se ha instrumentado para determinar temperaturas a lo largo de los tubos en U en las posiciones indicadas (con círculos rojos) esquemáticamente según la Figura 88.

5.2.1.1 Experimentos llevados a cabo

Los distintos ensayos llevados a cabo en el SEMISCALE incluyeron:

- En simple fase.
- Transición entre modos (simple fase a doble fase y a reflujo).
- Efecto de las condiciones del lado secundario sobre la circulación natural.
- Condiciones de reflujo.

- Efecto de un gas no condensable y no conductor (nitrógeno) tanto durante la etapa de reflujo como de circulación en doble fase.
- Transitorios de pequeña rotura LOCAs.

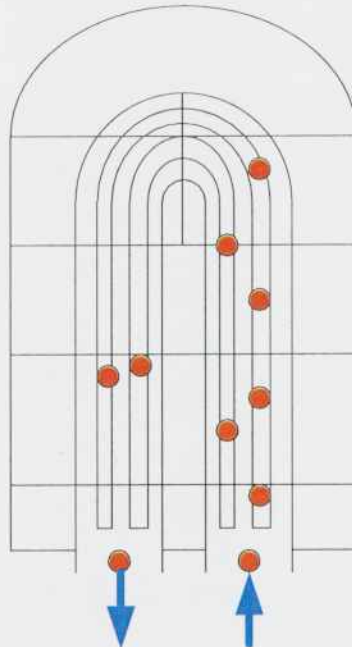


Figura 88: Esquema de la posición de medición de temperaturas (marcados en rojo) en los generadores de GV de la instalación SEMISCALE.

Los experimentos transitorios fueron una ruptura muy pequeña como fue mencionado y el estado cuasi-estacionario implicaba establecer los distintos modos de circulación variando alguno de los parámetros, en particular, el inventario.

Como procedimiento general previo al inicio de los ensayos, el sistema primario se llenaba con agua desmineralizada y se purgaba hasta asegurar que el sistema estaba libre de aire. Luego, se calentaba utilizando la potencia del núcleo como fuente de calor y el generador de vapor como sumidero de calor. De este modo se establecía un flujo de circulación natural en simple fase monofásico, así se obtenían las condiciones estacionarias y se determinaron las fugas de calor. Hay que indicar que las fugas de calor en las tuberías del sistema primario eran una pérdida importante de potencia del sistema.

Una vez alcanzado el estado estacionario el presurizador se aislaba del circuito por lo que no intervenía durante los transitorios. El presurizador en cualquier pérdida de refrigerante actúa como un tanque compensador de pérdidas, entregando su inventario y retrasando la reducción de masa del sistema primario. Este efecto depende de la distancia entre la rotura y el presurizador. Un análisis de esto fue realizado en [9] y en [8].

Las variables independientes de la instalación en el estado estacionario, es decir, aquellas que podían ser susceptibles de ser modificadas eran entre otras: el inventario de masa del sistema primario, el nivel de líquido colapsado y la presión en el generador de vapor, la cantidad del gas no condensable inyectado y la energía entregada por el núcleo al refrigerante. El inventario de masa del sistema primario, que es el de mayor relevancia para este trabajo se controló drenando fluido desde el plenum inferior del recipiente en pequeños pasos. Esta masa de fluido era condensada y medida.

El nivel de los generadores de vapor se controlaba por sistema del tipo de "feed & bleed" a presión constante. La potencia de los experimentos variaba entre 30 y 100 kW, representando entre el 1,5 y el 5 % de la potencia total del núcleo de un reactor PWR, equivalente a la potencia de decaimiento en situaciones en las que se esperan los modos de circulación natural. En la Tabla 13 se muestran algunos valores de la instalación para la experiencia S-NC-02.

Tabla 13: Datos del SEMISCALE.

Variabes (S-NC-2)	Valor
Temperatura rama fría	550 ⁵ K
Temperatura rama caliente	568 K
ΔT en el núcleo	20 °C
ΔT en el generador de vapor	22 °C
Caudal	0,29 kg/s – 0,36 kg/s
Masa en sistema primario	99,90 %
Presión del secundario	6 MPa
Presión del primario	10,4 MPa
Volumen del secundario	0,246 m ³
Número de tubos en el generador de vapor	2
Altura media de los tubos del generador de vapor	9,4 m
Área de transferencia del secundario	2,5 m ²
Potencia en el núcleo	30/60/100 kW

5.2.2 Nodalización

El instalación SEMISCALE forma parte de la matriz de validación de diversos códigos de sistemas, como RELAP5 [106] o TRACE5 [107] entre otros, ya que fue una de las primeras experiencias para el estudio de circulación natural.

⁵ Datos tomados de [105] según fue medido en el inicio del experimento.

A los efectos de partir de un modelo ya validado se tomó una nodalización provista a la Autoridad Regulatoria Nuclear desde la Comisión Regulatoria Nuclear de los Estados Unidos (US-NRC) usada para comparar con los datos experimentales y desarrollada por los mismos programadores y desarrolladores del código RELAP5.

Esta nodalización fue verificada por el autor de este trabajo con los planos disponibles con la bibliografía [105], [108] y [109] y se exportó al entorno gráfico SNAP (Symbolic Nuclear Application Package) para facilitar su visualización, modificación y cuya imagen se muestra en la Figura 89.

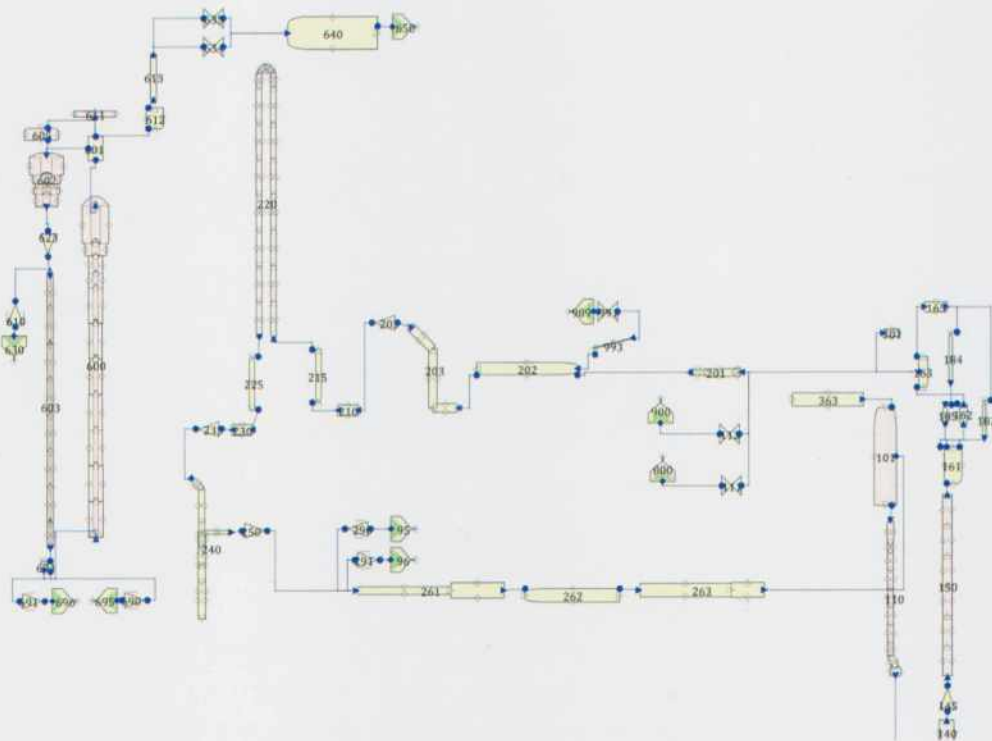


Figura 89: Nodalización en RELAP5 del SEMISCALE.

En resumen, el modelo consiste en 62 componentes hidráulicos, 9 estructuras de calor y aproximadamente 160 señales usadas para control o medición. Este modelo, si bien es relativamente simple comparado con modelos más detallados de plantas, da valores muy próximos a los resultados experimentales. Esta nodalización puede mejorarse incrementando el número de nodos en algunos componentes. Se realizó un estudio acotado a variaciones en la nodalización y no se observaron cambios significativos en los resultados a pesar del incremento del tiempo de cómputo. Sin embargo, pueden encontrarse, localmente, diferencias en particular cuando se aumentan los nodos en el generador de vapor. Por ello mostraremos que algunos cambios de nodalización, como el número de tubos para representar los generadores de vapor, sí pueden generar modificaciones en los resultados. Es importante aclarar que los cambios en los resultados son por la captura de otros fenómenos adicionales que con un determinado modelo por su simplicidad no podían visualizarse. La Tabla 14 describe los componentes más importantes del modelo y una descripción de los mismos.

Tabla 14: Numeración de los componentes más importantes de la nodalización del SEMISCALE.

Número - Tipo	Descripción
110 – ANNULUS	Downcomer en el recipiente de presión
140 – BRANCH	Lower plenum en el recipiente de presión
150 – PIPE	Núcleo
201/202/203 – BRANCH	Rama caliente
215 – BRANCH	Calota de entrada al generador de vapor
220 – PIPE	Tubo en U del generador de vapor lado primario
225 – BRANCH	Calota de salida al generador de vapor
240 – PIPE	“Loop seal”
262/263 – BRANCH	Rama fría
989 – TMDPVOL	Presurizador
600 – ANNULUS	Lado secundario del generador de vapor (“riser”)
603 – ANNULUS	Lado secundario del generador de vapor (“downcomer”)
601 – SEPARTER	Separador de humedad
640 – BRANCH	Domo de vapor.

Como fue mencionado se simuló una rotura pequeña como un proceso cuasi-estacionario. Es decir, se permite la extracción de volumen de refrigerante por una fracción de tiempo acotada de tiempo mientras se contabiliza la masa de refrigerante en el sistema primario (llamada masa residual – y simbolizada como RM), y luego se permite la evolución por un período de tiempo de centenas de segundos. Este período era de aproximadamente 800 segundos. De este modo se obtiene un mapa de circulación natural de a pasos cuasi-estacionarios o “discreto”.

5.2.3 Resultados de las simulaciones

La Figura 90, Figura 91 y Figura 92 presentan una comparación entre los datos experimentales y las simulaciones realizadas en RELAP5 para una potencia de 60 kW. En las primeras dos figuras se observan que para altos inventarios (en simple fase) y para bajos inventarios (doble fase) se obtienen resultados muy similares, mientras que las mayores diferencias se presentan en la transición entre la circulación de simple a doble fase. Las incertezas experimentales para la medición de temperatura eran superiores a 2 K, mientras que para la potencia de aproximadamente 1 kW.

En la referencia [110] se realiza una discusión sobre las diferencias observadas mostrándose que las temperaturas a la salida y entrada del núcleo o de los generadores de vapor se encuentran dentro las incertezas experimentales pero que difieren dentro de los tubos en U del GV (cortos o largos). Estas mediciones dan información sobre la transferencia de calor dentro de los tubos en doble fase. En general, se observó que en los tubos en U cortos las temperaturas simuladas eran más similares a las medidas que en los tubos largos.

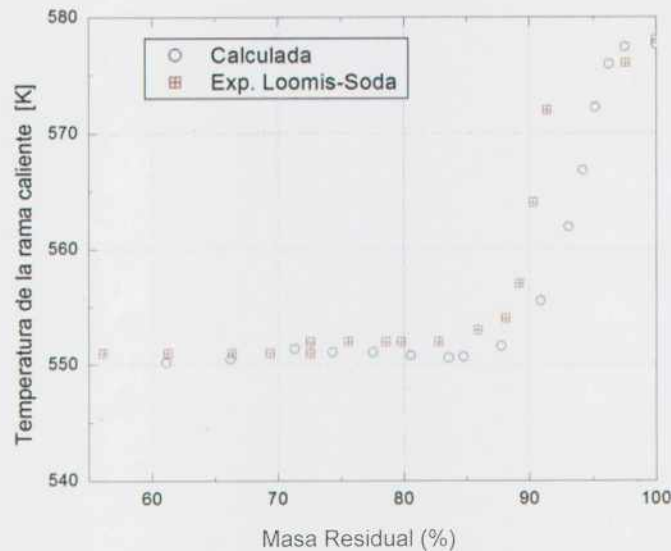


Figura 90: Validación: Temperatura de la rama caliente en función de la masa residual.

La Figura 92 muestra el caudal de circulación en función de la masa residual. Aquí se puede comparar de manera integral cómo el código predice de manera aceptable los resultados experimentales. También, para comparar con otros códigos, el autor de este trabajo modeló la instalación experimental en TRACE5 siguiendo lineamientos similares a los empleados en el modelo de RELAP5 pero respetando las recomendaciones del manual de usuario de TRACE5 [82]. Dado que las nodalizaciones en TRACE5 y en RELAP5 son muy similares, excepto en el esquema numérico utilizado y en algunos componentes dados en TRACE5 como "TEE", no se repetirán las nodalizaciones. Para inventarios entre el 100 % y 95 % se observa un valor estacionario correspondiente al valor en simple fase. Cuando el inventario disminuye aún más el caudal de circulación aumenta debido al inicio de la aparición de doble fase en la rama caliente y de simple fase en la rama fría, y en consecuencia, se maximiza la diferencia de presiones hidrostáticas entre las ramas dando el máximo caudal de circulación. Luego de alcanzar el máximo de caudal para inventarios próximos al 80 %, éste decrece por el incremento de la caída de presión por la doble fase. Para inventarios entre el 60 % y 70 % el caudal a través del núcleo prácticamente se anula debido al inicio de la condensación en reflujo.

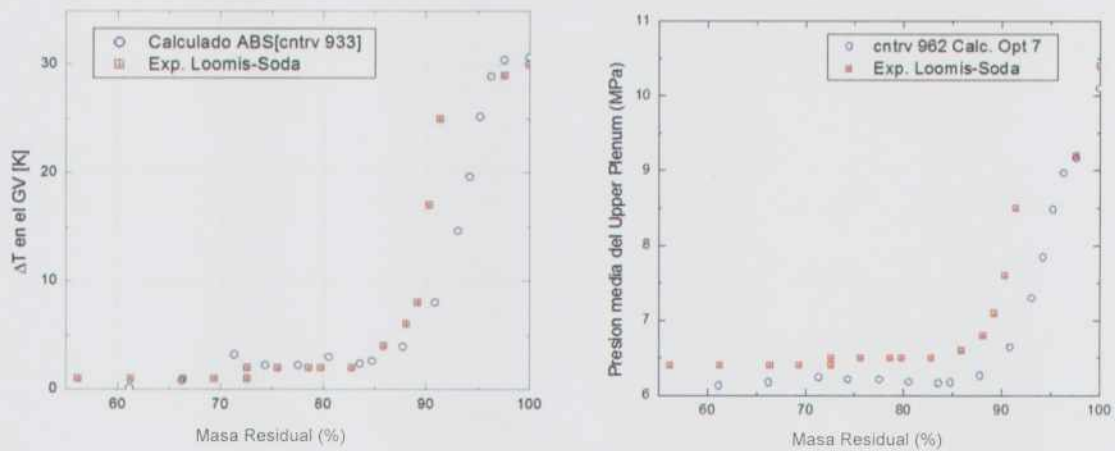


Figura 91: Validación: Diferencia de temperatura en el generador de vapor (izquierda) y la presión en el "upper plenum" en función de la masa residual (derecha).

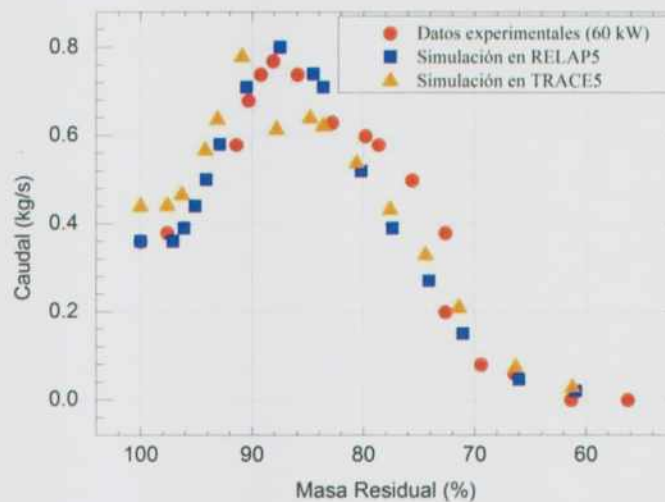


Figura 92: Validación: Caudal de circulación a través del núcleo en función de la masa residual.

Los resultados del caudal de circulación a través del núcleo en una simulación en RELAP5 son próximos a los resultados experimentales para el experimento S-NC-02. Las tendencias observadas son correctas, los caudales a simple fase y los inventarios a los que se alcanzan los valores máximos de caudal y el inicio de la condensación en reflujo son muy próximos entre sí. Se observa de la figura que se tiene un caudal aproximadamente estable hasta el 95 % del inventario y luego comienza a incrementarse hasta alcanzarse un máximo en aproximadamente el 70 %, continuando decreciendo hasta hacerse nulo.

En el caso del TRACE5 se observa el mismo comportamiento que con RELAP5. Hay diferencias en la estimación de los caudales entre el 90 % y 85 % de inventario que es la zona de máximo desbalance de densidades. Esto es probablemente debido a la manera de cal-

cular las pérdidas de carga durante los regímenes de flujo (“bubbly” y “slug”) en ebullición nucleada saturada y subenfriada.

Es interesante notar que tanto el RELAP5 como TRACE5 sobreestiman ligeramente respecto a los resultados experimentales algunos de los caudales de circulación en la región de simple fase (100 % - 95%), previo al máximo de caudal, mientras que subestiman los caudales respecto al experimento en la región de doble fase. Sin embargo, las tendencias mostradas por ambos son comparables con los experimentos. Además, ambos códigos predicen razonablemente bien la ocurrencia de la condensación en reflujo ya que su caudal se anula para los mismos inventarios.

La Figura 92 sólo muestra los resultados del valor de caudal de circulación para un determinado inventario que se obtiene como un promedio dentro de cada paso o escalón de inventario. Si en lugar de representar dicho valor se calcula de manera continua, es decir escalonada, para cada inventario se obtienen gráficos en función del tiempo como los mostrados en la Figura 93. La figura izquierda muestra el caudal de circulación a la entrada del núcleo mientras que la de la derecha el inventario de masa dentro del sistema primario, ambos en función del tiempo. Cabe señalar que el caudal de entrada y el caudal de salida del núcleo son iguales entre sí, y por ello, solo se mostrarán el correspondiente a la entrada.

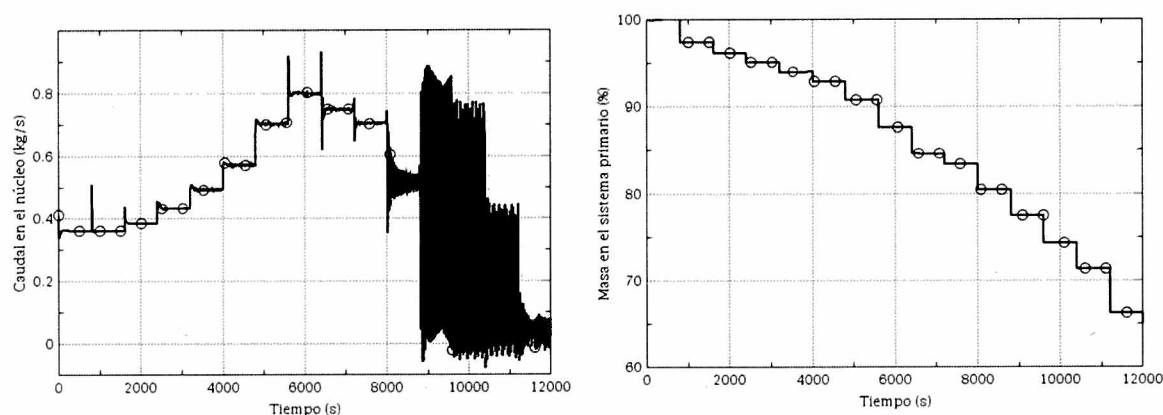


Figura 93: Caudal de circulación en el núcleo en la instalación SEMISCALE para el experimento SNC-02 para una nodalización usada para validar el código RELAP5 (izquierda). Masa porcentual en el sistema primario (derecha).

Se puede observar que luego del cambio de inventario y hasta los 8000 segundos se alcanza rápidamente un estado estacionario. Posteriormente (ver Figura 94) comienzan a apreciarse oscilaciones, primero de pequeña amplitud ($\pm 0,1$ kg/s) que luego se incrementa ($\pm 0,5$ kg/s). El período de las oscilaciones es de aproximadamente 35 segundos y se mantiene invariante hasta alcanzar un inventario del 60 % de la masa inicial. Para estos inventarios se espera que inicie la condensación por reflujo.

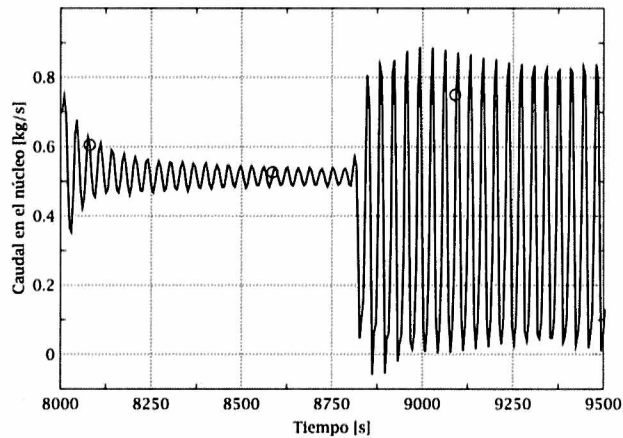


Figura 94: Caudal a través del núcleo. Ampliación de la Figura 93 entre los 8000 y 9500 segundos.

Las oscilaciones observadas no son numéricas ya que la frecuencia de impresión de resultados era cada 5 segundos, con lo cual cada período tiene al menos 7 puntos, suficientes para afirmar que las oscilaciones no tienen un origen numérico. Por otro lado, el cálculo se realizó con un paso de tiempo inferior a la décima de segundo. Es importante señalar que las oscilaciones, salvo en algún caso, no tienen cambio de sentido de circulación.

Cuando inicia la condensación en reflujo, las oscilaciones tienen un período bastante menor y con una amplitud variable.

Las oscilaciones observadas durante la parte de circulación natural en doble fase fueron registradas durante el experimento, pero debido a una escasa frecuencia de adquisición su origen y período no son concluyentes. Las oscilaciones pueden deberse a:

- a. La ocurrencia de flujos a contracorriente con limitación (CCFL) en el núcleo.
- b. Cambios de dirección en el flujo de la rama fría que fuerza el flujo a entrar al generador de vapor.
- c. La mezcla bifásica cambia el régimen de flujo en el núcleo y el líquido no fluye hacia abajo. El refrigerante es empujado al generador de vapor y nuevamente al núcleo. Se genera así un movimiento cíclico.

Se realizó un estudio sobre los resultados respecto a flujos a contracorriente que puede darse, por ejemplo, en el ingreso de los generadores de vapor. Los flujos bifásicos a contracorriente con orientación vertical (ángulos de inclinación mayores a 45°) tienen un mapa de régimen de flujo bastante simple en el que ambos fluidos (líquido y vapor) dependiendo de la velocidad pueden circular a contracorriente o una fase arrastra la otra. Este fenómeno podría ocasionar que el inicio de la condensación en reflujo ocurra en instantes diferentes. La Figura 95 muestra los resultados con dos modelos de CCFL diferentes, incluidos dentro del código RELAP5. Los dos modelos de CCFL son el de Wallis y de Kutateladze como se describen en las referencias [111] y [112]. Los modelos indicados representan lo siguiente: $\frac{1}{2}H_g + \frac{1}{2}mH_f = c$, donde H_g es flujo adimensional del vapor y H_f es un flujo adimensional de

líquido, m y c dos parámetros que se determinan experimentalmente según la geometría. Los valores de H_g y H_f depende del diámetro hidráulico D_h elevado a la potencia β . El modelo de Wallis es con $\beta = 0$, mientras de Kutateladze en $\beta = 1$.

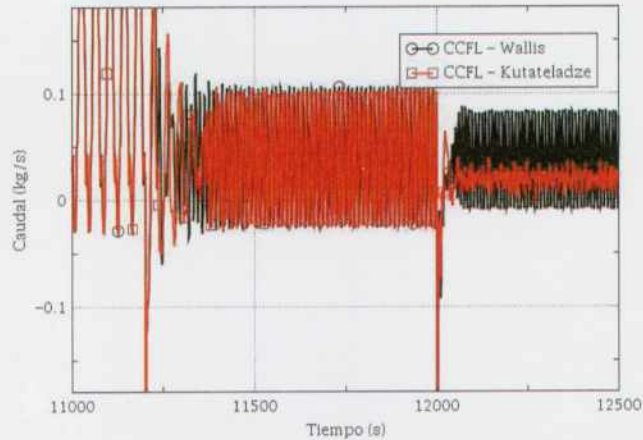


Figura 95: Caudal a través del núcleo para dos modelos de CCFL. Ambos dan un comportamiento diferente en durante el inicio de la condensación en reflujo.

De la figura se desprende que los resultados de los dos modelos son prácticamente idénticos durante todo el transitorio excepto en cuando nos acercamos a la condición de condensación en reflujo. En dicha condición, los caudales en valores medios son muy próximos entre sí, pero la amplitud de sus oscilaciones difieren significativamente (en un factor del orden de 10), al igual que el período de las oscilaciones observadas. A pesar de esto, es importante remarcar que, independiente del modelo de CCFL usado, el inventario en el que comienza la condensación en reflujo es el mismo. En la referencia [112] se puede encontrar una discusión adicional sobre el efecto del CCFL en transitorios con pérdida de inventario.

5.2.4 Sensibilidad a la versión del código

El proceso de validación de un código de cálculo es en realidad un proceso integral que comienza desde la verificación del mismo, la implementación de las ecuaciones y, finalmente, la validación con las experiencias. Para obtener un código denominado “congelado” o “enlatado” o “frozen” se deben, una vez elegido un software para su programación, compilarlo para crear un ejecutable que también depende de la plataforma utilizada. Por lo tanto, la validación del código es para la versión, plataforma, compilador y opciones que el usuario utiliza en la compilación. El cambio de una versión de ellos requiere una nueva validación, cuyo proceso es largo y tedioso.

Sólo a los efectos de evaluar el impacto que esto puede tener en los resultados finales se muestra lo obtenido con distintas versiones de RELAP5 que ha ido evolucionando a lo largo de los últimos 10 años (ver Figura 96). Las actualizaciones del código son debido a errores que obtienen los usuarios en ciertas condiciones y que, en todos los casos fueron detecta-

das por el uso. A pesar de esto la numérica y la programación del código se mantienen invariantes desde hace al menos dos décadas.

Se muestran los resultados de la entrada de datos corrida en la misma PC con las mismas opciones y el mismo sistema operativo. Dos de las compilaciones de RELAP5 *gl* (2006) y la *iy* (2010-2012), distribuidas por la US-NRC, son muy similares entre sí. Se muestra también una tercera gráfica correspondiente a la versión *iy* compilada por el autor de este trabajo con el objetivo de tener un ejecutable propio. El fin de esto último fue poder realizar modificaciones sobre el código fuente y compilar para evaluar la variabilidad del código a cambios en correlaciones. Como se ve de la figura, la curva azul difiere ligeramente de la curva roja en algunos pasos en la región de doble fase. Esta diferencia no invalida la intercomparación entre códigos ya que la única diferencia fue el compilador *FORTTRAN* usado para obtener el ejecutable.

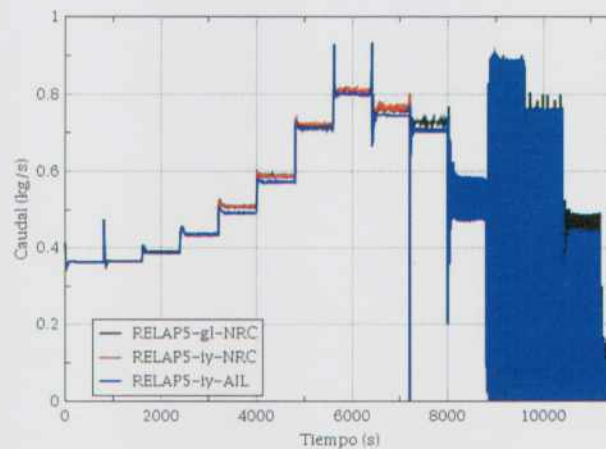


Figura 96: Caudal a través del núcleo para tres compilaciones de RELAP5, dos de ellas según el desarrollador y otra según el autor de este trabajo.

5.2.5 Simulaciones de pequeñas roturas en el SEMISCALE (SBLOCA)

A modo de simplificación y para acelerar los tiempos de corrida, se decidió modificar la entrada de datos validada para hacer simulaciones de roturas en forma continua en lugar de manera escalonada. Hay que mencionar que la rotura debe ser suficientemente pequeña como para parecerse a los casos cuasi-estacionarios mostrados y suficientemente grandes para que el tamaño permita despresurizaciones más rápidas que el estudio escalonado. En primera medida se requirió que el descenso de inventario sea aproximadamente lineal por lo que el tamaño de la rotura fue bastante menor al 1 %. La Figura 97 muestra un ejemplo de cómo resulta el caudal a través del núcleo en función del tiempo. Se definen dos instantes importantes correspondientes al inicio de las oscilaciones y al inicio de la condición de condensación por reflujo.

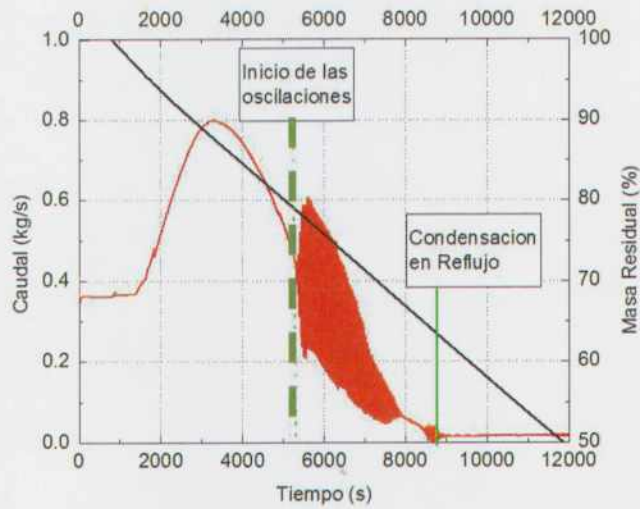


Figura 97: Ejemplo del caudal en el núcleo en función del tiempo para una rotura pequeña del 0.4 % en el SEMISCALE.

En la Figura 98 se muestran sólo algunos de los resultados del caudal a través del núcleo en función del tiempo para varios tamaños de rotura. Los tamaños ensayados oscilaron entre el 0,01% y 0,4 % del área de la rama fría de la instalación. La parte inferior de la figura ilustra el inventario en función del tiempo. Se aprecia en todos los casos el mismo comportamiento obteniéndose oscilaciones en la parte de flujo en doble fase. Estas oscilaciones parecen ir creciendo en amplitud cuanto menor es el área de rotura, hasta alcanzarse un máximo de amplitud de $\pm 0,45$ kg/s.

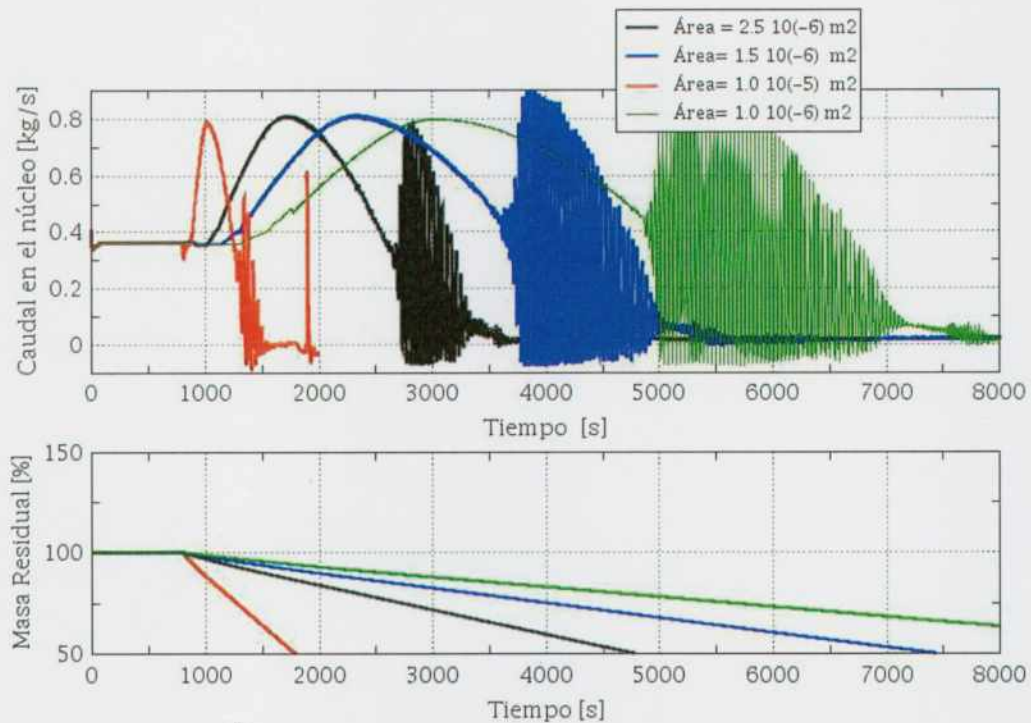


Figura 98: Caudal a través del núcleo. Comparación para varios tamaños de roturas.

Los resultados anteriores se transcriben en la Tabla 15 donde se muestran algunos de los puntos más característicos.

Tabla 15: Resultados de la simulación de pequeñas pérdidas de refrigerante en el modelo de SEMISCALE

A_{rotura} ($1 \times 10^{-5} m^2$)	% A_{rotura}	Inventario de inicio de oscilaciones	Caudal en simple fase (kg/s)	Caudal en el inicio de las oscilaciones (kg/s)	Inventario de condensación en reflujo.
1	0,28	76,1%	0,362	0,36-0,38	60,5%
0,5	0,14	76,9%	0,362	0,36-0,37	64,2%
0,1	0,028	78,2%	0,362	0,34-0,39	64,0%
0,09	0,026	78,5%	0,362	0,43-0,44	65,4%
0,25	0,071	76,2%	0,362	0,32-0,35	64,6%
0,15	0,043	78,8%	0,362	0,46-0,49	64,3%

Los valores más característicos como el inventario al inicio de oscilaciones y la condensación por reflujo son prácticamente independientes del valor de área de rotura como era de esperarse. El caso que más se apartaría del conjunto de casos simulados fue el de 0,28 % del área. En interesante notar que el inicio de las oscilaciones para un inventario entre el 76 % al 78 % también se da para caudales próximos al de simple fase. Para las simulaciones cuasi-estacionarias (escalonadas) en general el inicio de las oscilaciones se da para caudales mayores a los de simple fase (ver Figura 93).

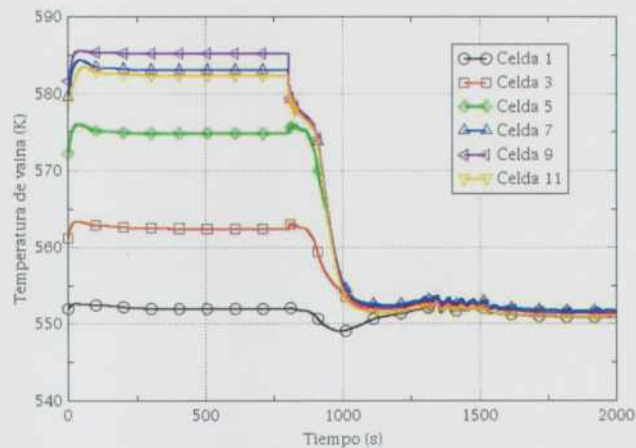


Figura 99: Temperatura de vaina para varias ubicaciones axiales sobre el núcleo de la instalación SEMISCALE. No se registran incrementos de temperatura que muestren se haya alcanzado el CHF.

Cabe agregar que, durante una pequeña pérdida de refrigerante, tanto en la instalación como en las simulaciones no se registró que se haya alcanzado el flujo de calor crítico como se ve en la Figura 99. En efecto, la temperatura sobre la vaina se mantiene acotada durante todo el transitorio por lo que no se alcanzó el DNB. Este hecho reviste importancia porque la

ocurrencia de este fenómeno (en el núcleo) podría haberse generado durante las oscilaciones en la zona de doble fase y, por lo tanto, se descarta que el proceso oscilatorio ha sido producido por alcanzarse los flujos críticos de calor.

Como resumen general, y como parte de la validación de los resultados obtenidos por el código para una rotura pequeña se presenta la Figura 100. En ella se muestra el caudal (en promedio) a través del núcleo para dos roturas de $0,9 \text{ cm}^2$ y de $1,5 \text{ cm}^2$, los resultados obtenidos mediante el cálculo cuasi-estacionario y las mediciones experimentales (también cuasi-estacionarias) en función del inventario de masa en el sistema primario. Se muestra en la región de circulación natural en doble fase la amplitud de las oscilaciones como el rango máximo de las mismas. Esto representa la envolvente de las oscilaciones. También, como se observa, los resultados experimentales se encuentran cercanos a las curvas calculadas para las dos roturas, que no difieren significativamente una de otra a pesar de la diferencia en el área de rotura. De esto se infiere que a pesar de cambiar el tamaño de apertura de $0,9 \text{ cm}^2$ a $1,5 \text{ cm}^2$, el caudal no se ve significativamente afectado. Finalmente, el período de oscilación promedio resultó de 35 segundos.

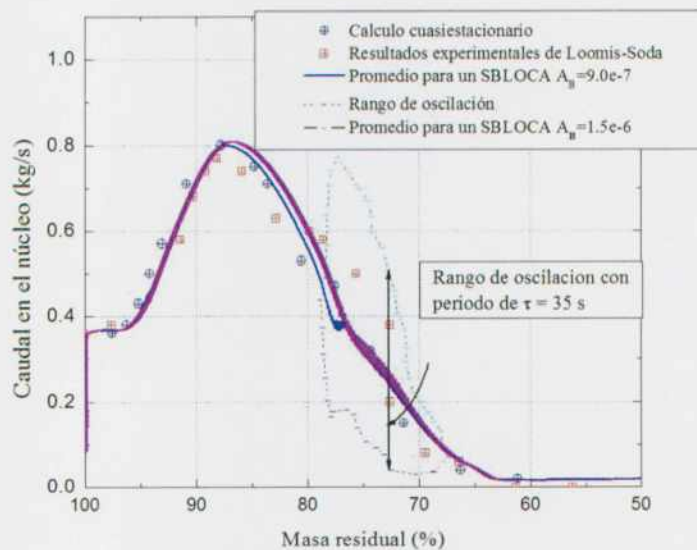


Figura 100: Comparación entre los valores experimentales y los resultados de una simulación de una rotura pequeña en el SEMISCALE.

5.3 Estudios de sensibilidad por la nodalización

La nodalización utilizada en las secciones anteriores puede modificarse para determinar su efecto en los resultados. Los estudios de sensibilidad de nodalización requieren que se valide nuevamente la nodalización con los datos experimentales verificándose que se obtienen los mismos resultados.

Es usual modelar los tubos en U de los generadores de vapor como un único tubo que tenga la misma área de transferencia y geometría. En el caso de la instalación SEMISCALE el generador de vapor usado para la experiencia estudiada tiene sólo dos tubos en U de distintas alturas. En las siguientes secciones veremos cómo se afectan los resultados con los cambios de nodalización.

5.3.1 Nodalización del generador de vapor en dos canales iguales

Este caso más simple de todos es modelar los dos tubos (de diferente longitud) en dos tubos idénticos y esto se realiza solamente dividiendo el área de paso a la mitad y generando una nueva estructura de calor. Cabe mencionar que las pérdidas de cargas fueron divididas de la misma manera, aunque debieron ajustarse ligeramente por el cambio debido a la fricción.

La Figura 101 muestra el caudal en los tubos del generador de vapor obtenidos en la simulación con reducción de inventario controlado. Se aprecia que el caudal se dividió en dos, de la misma manera que ocurrió que el modelo de Welander con dos tubos ascendentes o descendentes o en tubos verticales en forma de U. Las oscilaciones siguen apareciendo para un tiempo de 7500 segundos de la misma manera que se vio en la Figura 93. El inventario correspondiente en el que ocurre este cambio fue de 83,5 %. Cuando se produce la bifurcación de caudal, las dos corrientes mantienen el mismo sentido al menos durante un cierto rango de tiempo o de inventario.

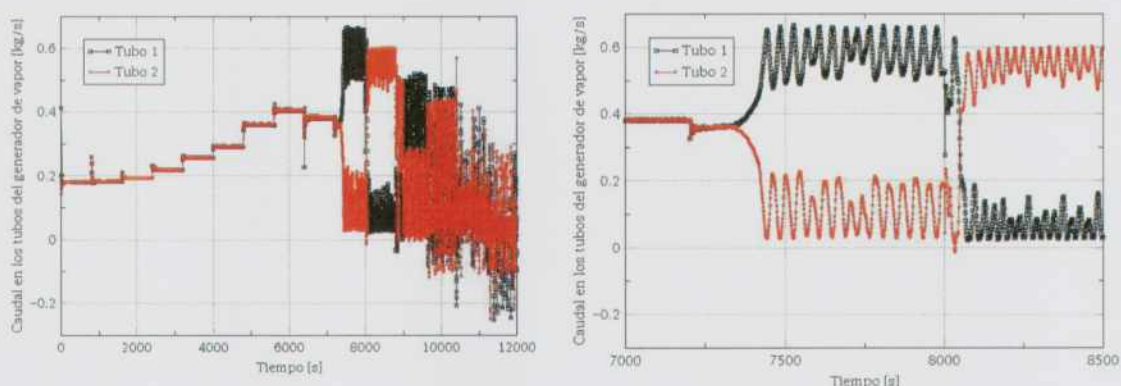


Figura 101: Izquierda: caudal a través de los tubos de generador de vapor; derecha: ampliación entre 7000 y 8500 s

Las oscilaciones tienen el mismo período que antes, aproximadamente 35 segundos. Los dos canales oscilan desfasados en 180°. También se puede ver que luego de 8000 segundos, después de reducirse nuevamente el inventario, la bifurcación de caudal se mantiene pero se invierte la distribución de caudal. Adicionalmente, la separación de caudal conserva el mismo sentido de circulación por dos escalones de inventario, para luego invertirse dicho sentido de circulación del caudal (una *recirculación* en la calota del generador de vapor).

5.3.2 Nodalización del generador de vapor en dos canales distintos

Como siguiente cambio se modeló el generador de vapor con exactamente los tubos que tenía la instalación, con la misma altura y volumen. También se adecuaron las correspondientes estructuras de calor. El caudal a través de cada tubo de generador de vapor es mostrado en la Figura 102. Al igual que en la sección anterior se obtiene una bifurcación de caudal, pero en instantes previos (equivalente a mayor inventario).

A diferencia del caso con dos tubos idénticos, luego de la bifurcación no se aprecian oscilaciones hasta después de los 9500 segundos o inventarios de 87,5%. Este hecho muestra que las oscilaciones no necesariamente son disparadas por la bifurcación de caudal ni tampoco al revés y, en consecuencia, se puede considerar que ambos efectos no se encuentran directamente relacionados o son consecuentes uno del otro.

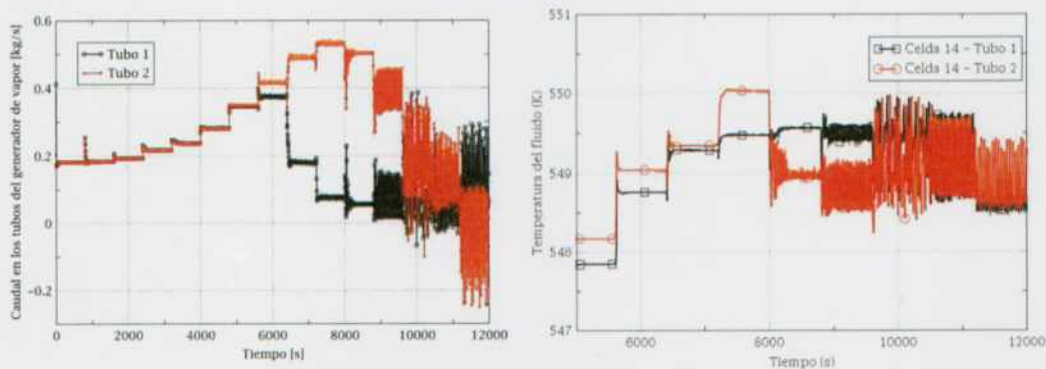


Figura 102: Caudal a través de los tubos (diferentes) de generador de vapor.

Este fenómeno puede ser difícil de capturar experimentalmente, a menos que los tubos de los generadores de vapor hayan sido instrumentados para tal fin y cuya incerteza experimental sea pequeña como para discriminar cambios de temperaturas del fluido en las mismas posiciones u otra variable, como la fracción de vacío o título. Por ejemplo, en la Figura 103 se transcriben de la referencia [105] las temperaturas medidas en los generadores de vapor durante una de las experiencias cuando el inventario era del 88,1 %. Como fue mencionado anteriormente, las oscilaciones no pueden verse en los experimentos debido a la frecuencia de muestreo. Como se muestra en la Figura 103 las diferencias de temperatura en el fluido luego de la bifurcación de caudal tienen como máximo 1 K. Esta diferencia se encuentra dentro de las incertezas de la medición y dentro de las diferencias entre los valores experimentales y los valores calculados. Por lo tanto, la evidencia experimental para verificar la bifurcación de caudal en tubos en U no es concluyente.

Two-Phase
 Mass Inventory 88.1%
 Core Power 60kw=1kw
 System Pressure
 Primary 6.8MPa=0.1MPa(986psi=14.5psi)
 Secondary 6.0MPa=0.1MPa(870psi=14.5psi)

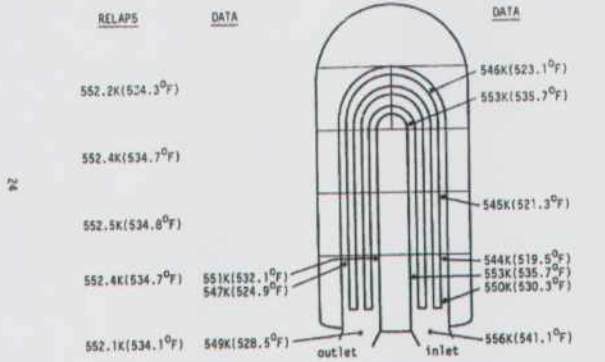
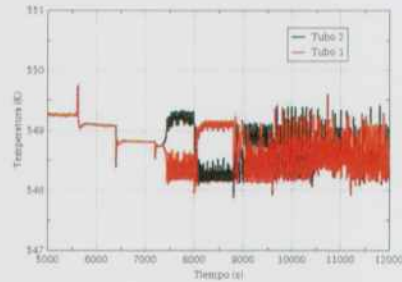
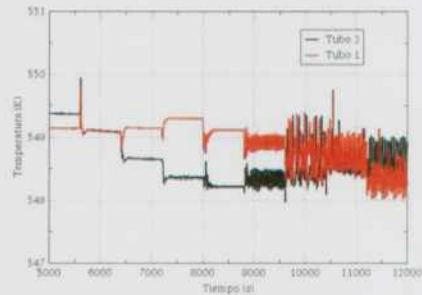


Figure 10. Steam generator temperature distribution, 88.1% mass inventory, 82% calculated PCS mass inventory.



Dos tubos idénticos.



Dos tubos diferentes.

Figura 103: Temperaturas medidas y simuladas en los generadores de vapor de la instalación SEMISCALE (segunda celda)

5.3.3 Nodalización del generador de vapor en varios canales

A pesar de que en el generador de vapor de la instalación SEMISCALE solo tiene dos tubos U podemos, como ejercicio, seguir dividiendo los dos tubos idénticos en más tubos todos iguales entre sí. El objetivo es verificar si las bifurcaciones de caudal y oscilaciones anteriormente observadas siguen surgiendo y de qué forma pueden visualizarse.

La Figura 104 y la Figura 105 muestran los caudales a través de los tubos de generador de vapor para cuatro y nueve tubos, respectivamente. Nuevamente se obtiene la misma bifurcación de caudales que antes. Para el caso de cuatro tubos, primero se separa uno de los cuatro canales; es decir, tres canales llevan el mismo caudal y el cuarto se lleva el resto. Luego ocurre una situación particular y se produce de nuevo una redistribución del caudal dividiéndose en dos: dos canales aumentan su caudal y dos canales lo disminuyen.

Aquí surge, además, una observación importante: la bifurcación de los caudales es siempre en pares y, como veremos más adelante es independiente del número de canales que se consideraron en el modelo siempre asumiendo canales todos idénticos entre sí. En la sección 4.2.1 se mostró que el efecto de la bifurcación comenzaba cuando los canales que se encontraban en simple fase y aparecía un pequeño título indicando el inicio de la doble fase. En los tubos de generadores de vapor la entrada es en doble fase y, en consecuencia, lo observado en el problema de Welander podría no estar relacionado. Sin embargo, debe

mencionarse que el generador de vapor se encuentra extrayendo calor del sistema primario y, por lo tanto, está condensado el vapor.

Cabe agregar que la bifurcación de caudales ocurre mientras el sistema está en doble fase al ingreso de los generadores de vapor, es decir, la rama caliente se encuentra con una importante cantidad de vapor.

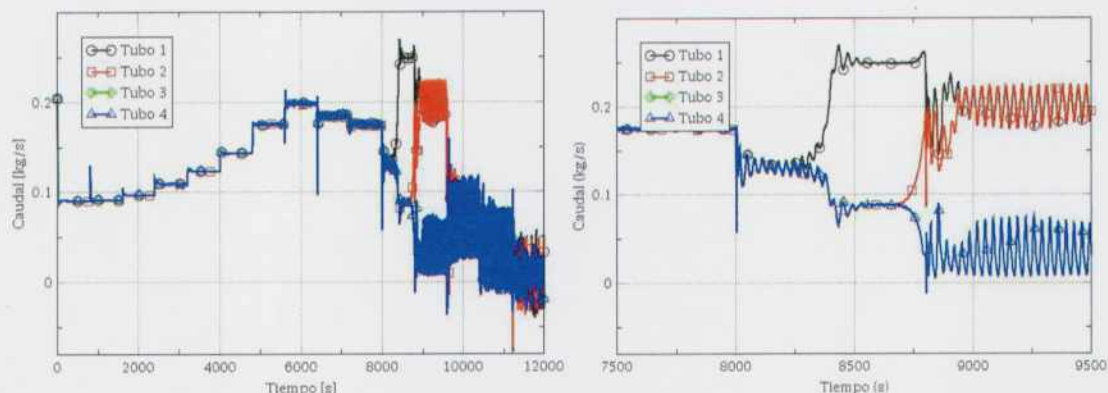


Figura 104: Resultados del caudal a través de 4 tubos de generador de vapor para el SEMISCALE.

En el caso de tener nueve tubos en U invertidos el posible mapa de redistribución de flujos es bastante más complicado que en el caso dos o cuatro tubos. Sin embargo, se puede verificar que la distribución de caudal ocurre nuevamente en pares.

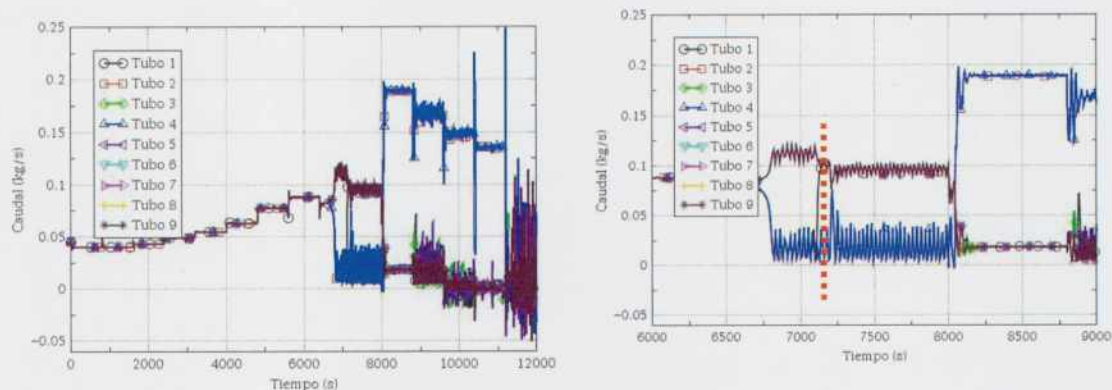


Figura 105: Resultados del caudal a través de 9 tubos de generador de vapor para el SEMISCALE.

En la Figura 106 se muestra en función del tiempo la cantidad o grupo de canales que aumentaron su caudal. Por ejemplo, en la Figura 105 se representa una línea roja punteada a los 7000 segundos y, en la Figura 106 indica que seis canales aumentaron su caudal mientras que tres de ellos los disminuyeron. A los 7500 segundos hay siete canales que aumentaron su caudal y otros dos que lo disminuyeron.

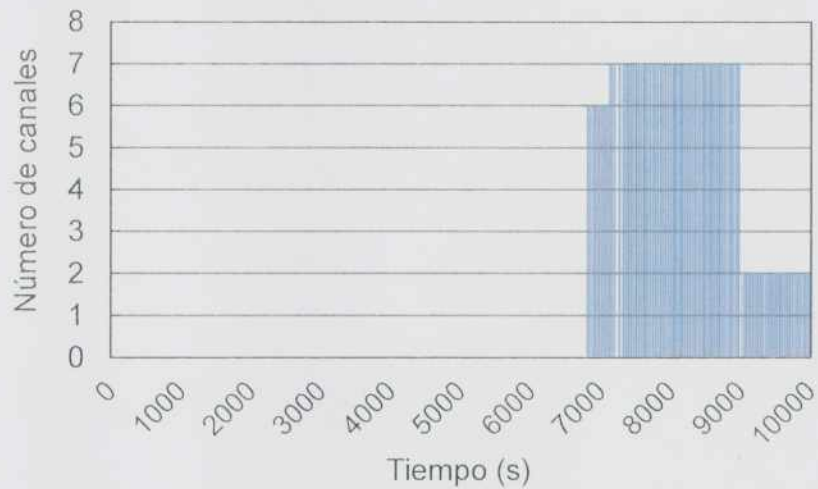


Figura 106: Cantidad de canales que aumentaron su caudal en la bifurcación para 9 canales.

Hay que señalar que luego de producirse la bifurcación de caudal los canales con menos caudal aumentarán la fracción de vacío y título a la salida mientras que aquellos que aumentaron su caudal la disminuirán, hasta alcanzarse un cierto subenfriamiento. En todos los casos se ha verificado que los caudales luego de la bifurcación siguen siendo positivos indicando que no hay inversión de caudal dentro de las calotas de los generadores de vapor. De manera complementaria, se presenta en la Figura 107 una ampliación del caso con cinco tubos en U idénticos entre sí. Nuevamente se obtiene una bifurcación de caudal, siempre manteniendo el mismo sentido de circulación. Es interesante notar que la separación primero se da en dos valores de caudal donde el tubo 1 incrementa caudal y todos los demás disminuyen su caudal (7000 a 7200 segundos). Luego un canal se desprende del conjunto de cuatro canales y se integra al que inicialmente (curva negra) había incrementado su caudal.

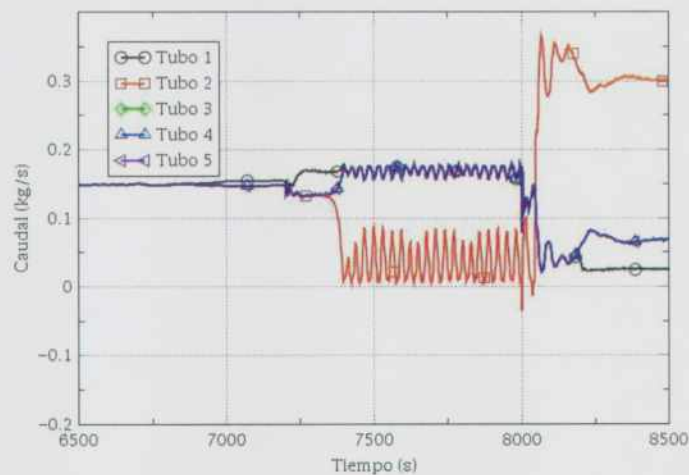


Figura 107: Resultados del caudal a través de 5 tubos en generador de vapor para el SEMISCALE.

De las simulaciones en esta sección se concluye que en el caso de los tubos en U las bifurcaciones se dan en pares, pero no siempre ocurre en forma de $1 & N-1$. Si bien se inicia como $1 & N-1$, al disminuir el inventario puede darse otra combinación de tubos.

5.3.3.1 Estudio de incertezas

Como se ha mencionado anteriormente, las correlaciones utilizadas en códigos de cálculo son semiempíricas o experimentales y tienen un rango de incertezas. Este rango puede ser, a veces amplio, llegando al 25 % como en los coeficientes de transferencia de calor según se indica en [116]. El error podría llegar a reducirse al 10 % eligiendo adecuadamente las correlaciones de transferencia de calor según el problema a estudiar.

También es conocido que estos efectos pueden cambiar los resultados físicos esperados y hasta compensarse. En efecto, cuando hay errores en varias de las variables en sentidos opuestos su interacción podría ocasionar que se compensen y dar resultados físicos aceptables a pesar de que, de manera independiente, estas variables producirían situaciones físicas inaceptables. Estos casos suelen ser difíciles de detectar por la interacción entre variables que no siempre es simple de evidenciar. De hecho, esto es equivalente a caracterizar un sistema mediante un conjunto de números adimensionales que en principio compensarían entre sí cambios en los parámetros o variables medidas. Sin embargo, si en lugar de ser sólo parámetros son correlaciones enteras (las que en general tienen el error) esto se hace un poco más complicado. Este trabajo no pretende encontrar un método sistemático para detectar compensaciones en correlaciones sino sólo mostrar cómo el cambio de algunas correlaciones puede cambiar los resultados asumiendo que pueden cambiarse dentro de los errores esperados. Esto se aplicará a los resultados del SEMISCALE.

En lo que sigue se presentará una breve descripción de uno de los métodos utilizados en la industria nuclear para la estimación de incertezas.

5.3.4 Métodos no paramétricos

Planteando la conservación de la cantidad de movimiento en un circuito cerrado en simple fase como en la ecuación (83), resolviendo resulta que el caudal en simple fase, $W_{1\phi}$, es:

$$W_{1\phi} = \left(\frac{2A^3 \beta g \rho_l^2 h \Delta T \Delta L}{c_p K} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (133)$$

donde la potencia quedó expresada en función del coeficiente de transferencia h y del factor concentrado de pérdida de carga K . La magnitud β es el coeficiente de expansión térmica, ΔT y ΔL son, respectivamente, las diferencias de temperatura y longitud entre las fuentes térmicas (fuente y sumidero); c_p es el calor específico.

Se puede verificar que con instalación que $W_{1\phi}^3 \propto \frac{h}{K}$, es decir los efectos de h y K quedarían compensados. Los valores de h y K se obtienen por correlaciones que además no son lineales. Por ejemplo, el valor de K se obtendría de expresiones como (130) o la correlación de Darcy o Blasius; y en el caso de h por Dittus-Boelter [113].

La expresión (133) es sólo válida para simple fase pero, por ejemplo el caudal en doble fase dependerá también de la fricción en simple fase, así como del valor usado de h . Por lo tanto, modificar tanto h como K alcanzaría a todos los regímenes de circulación natural en distinta medida. De manera complementaria, la pérdida de carga en doble fase estará gobernada por el área interfacial en la ecuación de conservación de momento según [114] con lo que el efecto de la fricción pasará a ser un efecto secundario. Este fenómeno no podemos incluirlo con una ecuación tan simple.

Para evaluar la compensación se realizó un estudio de sensibilidad sobre las mencionadas variables, por lo que debió modificarse el código fuente del RELAP5 en las variables como el factor de fricción en simple fase y el coeficiente de transferencia de calor por convección.

Dado que sólo hay una correlación para la fricción en el código RELAP5, su modificación fue relativamente sencilla. Sin embargo, el coeficiente de transferencia de calor es bastante más complicado. Primero se determinó qué correlaciones del coeficiente de transferencia de calor se utilizaban en una de las corridas de una pérdida pequeña de inventario para el SEMISCALE. Se encontró que se utilizan en total cinco correlaciones distintas en las estructuras que intercambian calor, ya sean del lado primario (generador de vapor o núcleo) o del lado secundario. Las correlaciones están indicadas en la Tabla 16. Para modificar las correlaciones se eligió como metodología un acople externo entre el código de cálculo (RELAP5) y un archivo texto que da los factores multiplicativos a dichas correlaciones. Esto es, para cada componente del modelo el factor de fricción es multiplicado por un factor constante elegido de manera aleatoria por medio de una distribución uniforme. El tipo de distribución de probabilidades elegida para modificar los parámetros es la que menor información nos brinda de la distribución de la incerteza del parámetro, es decir que se postula una ignorancia casi extrema del valor más probable.

Este procedimiento se realizó sobre el factor de fricción y sobre el coeficiente de transferencia de calor. El rango de variación fue en todos los casos entre 0,5 y 1,5. Este tipo de procedimientos es ampliamente utilizado en todas áreas para una estimación de incertezas. En el caso de la industria nuclear, por ejemplo para PWR, también se utiliza muy a menudo como en [115] y [116]. En estas referencias, el autor muestra que en reactores nucleares el coeficiente de transferencia por convección puede alcanzar errores hasta el 50 % en condiciones estacionarias y asume hasta una incerteza del 75 % en condiciones transitorias de una rotura grande. Así mismo indica que las funciones de distribución de probabilidad más comunes para estos coeficientes es la uniforme.

El estudio realizado consistió en simular una determinada cantidad de veces variando aleatoriamente los parámetros anteriores. La forma más simple para esto es utilizando el método de MONTECARLO y correr una gran cantidad de casos, considerados independientes

entre sí y mediante el uso de estimadores adecuados determinar el valor medio y su correspondiente varianza. En efecto, básicamente se propagan las incertezas de los parámetros a través del cálculo y su producto es una nube de posibles resultados. Este proceso, que resulta ser el de más fácil y rápida aplicación, tiene un costo computacional muy grande.

Tabla 16 Correlaciones de transferencia de calor modificadas en el código para el estudio de incertezas según fueron programadas.

índice del vector	Nombre de la correlación	Archivo de RELAP5	Denominación en el código
fdatahtc(1)	Dittus	Dittus.f	Hturb
fdatahtc(2)	Churchill-Chu	Dittus.f	Hnat
fdatahtc(3)	Chen	Prednb.f	hmic
fdatahtc(4)	Nusselt	Conden.f	hcond
fdatahtc(5)	Shah	Conden.f	hshah

A modo de ejemplo, se transcribe debajo parte de las líneas en FORTRAN modificadas para la correlación de Dittus-Boelter del coeficiente de transferencia de calor.

```

cAIL+ HT modification
c modified
      hturb = fdatahtc(1)*hturb
cAIL-

cAIL+
      if (fdittusaill .eq. .false.) then
        open (2057, FILE='extdatdit,dat')
        do 10 i=1, 11
          read (2057, *) fdatahtc(i)
10      enddo
        close (2057)
        write (output,2056) fdatahtc(1)
2056  format ('0AIL+ Dittus called, Factor used:
',1p,g14,6)
        fdittusaill = .true.
      endif
cAIL-

```

La modificación del código fuente de la RELAP5 para el coeficiente de fricción fue de la siguiente manera:

```

cAIL+
      frilmn(reyx,shapx) = fdataawal*64.0d0/(reyx*shapx)
      fritrb(edrx,reyx)=fdataawal*1.0d0/(-
2.0d0*log10((edrx/3.7d0) +
& (2.51d0/reyx)*(1.14d0- 2.0d0*log10(edrx + 21.25d0/

```

```

& (reyx**0.9d0))))**2

      fritbu(ax,bx,cx,reyx) = ax + bx*(reyx**(-cx))
c
      ftran(reyx)          =      min(1.0d0,max(0.0d0,(3.75d0-
(8250.d0/max(2000.d0,r
      &eyx))))))
c
      fwfrat(avoid,      bvoid)      =      max(1.0d-15,
avoid)/max(1.0d-15, bvoid)
c
      call timstart ('fwdrag')
c
      if (fupdateail .eq. .false.) then
      open (2058, FILE='extdat.dat', IOSTAT = rstat)
      read (2058, *) fdatawal
      close (2058)
      if (fdatawal.le.0.) fdatawal = 1.0
c
      if (isprntinput22) write (output,2056) fdatawal
      2056 format ('0AIL+ The friction factor is multiplied
by',1p,g14.6)
      endif
      fupdateail = .true.
cAIL-

```

El código de cálculo para realizar estos estudios con las modificaciones correspondientes fue compilado con *Visual FORTRAN* 6.6 (ver sección 5.2.4). En lugar de realizar un estudio tipo MONTECARLO se recurrió al método o fórmula de Wilks [117]. Este método es utilizado en la industria nuclear con el objetivo de estimar incertezas en resultados de las simulaciones. Mayor información puede encontrarse en [118], [119], [120].

Después que el código se ha ejecutado N veces se obtienen un conjunto de resultados de salida para cada uno de los parámetros y_k perturbados dentro de su rango de incerteza. Esta salida puede ser tratada estadísticamente de maneras muy distintas y, por ejemplo, se puede determinar la denominada “mejor estimación”, como el valor medio de la salida de datos u otro estimador. Sin embargo, como recomiendan algunos de los trabajos mencionados se necesita explorar el espacio estadístico involucrando todas las k salidas. Básicamente, hay que ver cuál es la figura de mérito representativa del problema o la variable de interés. Por ejemplo, en nuestro caso será el caudal a través del circuito, y se debe determinar dentro de la muestra calculada un estimador como el valor máximo o mínimo con cierta probabilidad y confianza. Aquí surge la pregunta sobre cuántos cálculos hay que hacer para obtener este estimador con cierta probabilidad. En general, este método es aplicable en la industria nuclear para definir si un criterio de aceptación es sobrepasado o no, e intentaremos usar ese concepto para hallar el máximo y mínimo de la distribución con cierta probabilidad.

Si se ejecuta el código N veces con entradas aleatorias, obtendremos n éxitos y m fallos. Entonces, se busca utilizar esta evidencia para determinar la probabilidad de éxito p de dicha salida. Hay al menos tres enfoques que pueden ser elegidos. El enfoque bayesiano fue diseñado para este tipo de problema; se determinan probabilidades basadas en un conjunto de pruebas. También se puede elegir un enfoque tipo "test". El proceso es como un examen: el conjunto de fracasos y éxitos de N estudiantes se utiliza para determinar la probabilidad de que un estudiante, al azar, pasará el examen, sin importar la cantidad de preguntas. También hay medidas clásicas de "confianza" de que el valor de p excederá un valor límite determinado, basado en el número de éxitos en una muestra de intentos, por ejemplo, ver [121] y [117]. La demostración que cualesquiera de los métodos estadísticos son equivalentes entre sí y puede encontrarse en [117] siempre que se dé una función de distribución inicial apropiada en el enfoque Bayesiano.

Tomemos el último de los enfoques y esto se puede pensar como que debemos realizar la tarea de evaluar un código con una prueba diseñada para determinar cuán bueno es el mismo. Consideremos correr el código N veces y evaluar los resultados de cada ejecución en función de un conjunto de criterios como un proceso de prueba.

Es decir, se debe tener una alta probabilidad γ para cumplir con el criterio $p < \gamma$ el código tendrá una probabilidad de que al menos β sea rechazado. En otras palabras, debería tener una alta probabilidad γ de tener éxito y queremos tener una confianza β que un código que tiene una probabilidad $p < \gamma$ fallará en la prueba.

La probabilidad de alcanzar este criterio en N test es p^N . La probabilidad de fallar en al menos un caso es $1 - p^N$. Por lo tanto, la probabilidad de fallar justo uno es $Np^{N-1}(1 - p)$. Luego la probabilidad de fallar i veces es $\binom{N}{i} p^{N-i}(1 - p)^i$. La probabilidad de fallar $m+1$ o más de N corridas es $f = 1 - \sum_{i=0}^m \binom{N}{i} p^{N-i}(1 - p)^i$. Si se requiere que $f > \beta$ cuando $p < \gamma$, luego

$$\beta < 1 - \sum_{i=0}^m \binom{N}{i} \gamma^{N-i}(1 - \gamma)^i \quad (134)$$

La expresión (134) es la denominada formula de Wilks, [117]. De manera similar se puede buscar la probabilidad que una salida se encuentre por encima de cierto valor y otra por debajo.

Este método consiste entonces en encontrar la mínima cantidad de casos a correr N que deben realizarse para obtener un determinado parámetro con un valor γ de probabilidad y con β de confianza. Por ejemplo, si se busca un solo parámetro (es decir sólo un lado de la función de distribución) se reemplaza m por 0, $\beta = \gamma = 0,95$ resulta:

Confianza/Probabilidad	N (m = 0)
$\beta = \gamma = 0,95$	59 (m = 0)
$\beta = \gamma = 0,95$	93 (m = 1)
$\beta = \gamma = 0,95$	124 (m = 2)

Es decir, se requerirían correr 59 casos, que luego ordenados de manera ascendente o descendente y, el valor máximo o mínimo se corresponde con la incerteza del parámetro buscado con una probabilidad de $\gamma = 95\%$ y con una confianza de $\beta = 95\%$.

Otro caso sería que se busquen en simultáneo un valor máximo y mínimo de la distribución de probabilidad, es decir obtener el número de corridas para conocer los extremos de los intervalos de las salidas. Supongamos que la probabilidad del extremo inferior es $1 - \gamma'$ y que para el extremo superior $1 - \gamma$. Luego la probabilidad que el resultado caiga entre ellos es γ^N y γ'^N . La probabilidad de éxito conjunta es:

$$\beta = 1 - \gamma^N - \gamma'^N + (-1 + \gamma + \gamma')^N \quad (135)$$

De aquí surge que hay que calcular 72 casos para $\beta = \gamma = \gamma' = 0,95$.

En el caso del SEMISCALE no hay un parámetro característico como el usado en los estudios de incertezas de cálculos en reactores nucleares como por ejemplo la temperatura de vaina en el combustible [122], [123], por lo tanto se recurrió al valor del caudal a través del núcleo. Para realizar un análisis de incerteza se simularon 72 casos. De los casos simulados se seleccionaron los valores máximos y mínimos del caudal para cada paso de tiempo registrado y a partir de allí se construye la curva que, en principio respondería al rango del 95/95. Los resultados de este estudio se muestran en la Figura 108. También se presentan los resultados experimentales y las correspondientes incertezas de medición.

De la simulación se observa que esencialmente la banda de incertezas contiene la mayoría de los resultados experimentales o tienen intersección con sus errores de medición. De aquí se infiere que:

- Los coeficientes de transferencia de calor y las pérdidas de cargas o bien no tuvieron un impacto importante en la determinación del caudal o sus efectos quedaron compensados debido al estrecho margen de incertezas.
- Los resultados de la simulación contienen la mayoría de los datos experimentales.
- Las mayores desviaciones entre los datos experimentales y las simulaciones junto a su banda de incerteza se dan entre el 70 y 80 % del inventario, región en la que comienzan las oscilaciones y la aparición de inestabilidades en doble fase.

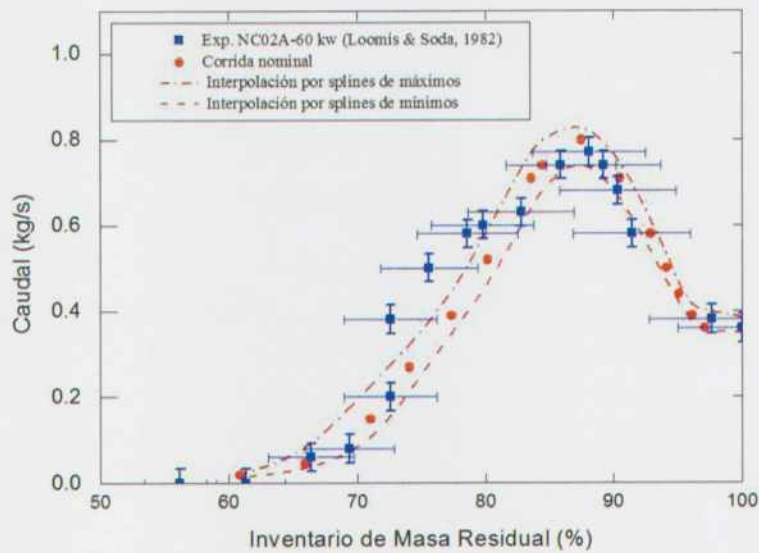


Figura 108: Caudal a través del núcleo y su banda de incertezas según fórmula de Wilks para SEMISCALE.

5.4 Discusiones de las simulaciones con el SEMISCALE

En base a lo presentado en secciones precedentes se puede indicar lo siguiente:

- a) Durante las etapas de circulación en doble fase se observan oscilaciones en el caudal a través del núcleo de la instalación.
- b) Las oscilaciones tienen una frecuencia de oscilación de aproximadamente 35 segundos. La medición experimental de este período no es concluyente por la escasa frecuencia de muestreo.
- c) Al realizar una simulación usando dos tubos en U invertidos (de igual o diferente longitud) en el generador de vapor se observó bifurcación de caudal en los mismos.
- d) La bifurcación era simétrica cuando los tubos eran idénticos.
- e) La bifurcación de caudal no es consecuencia de las oscilaciones o viceversa.
- f) Las oscilaciones se dan en contrafase.
- g) El modelo de CCFL no tiene importancia durante el inicio de las oscilaciones, sino que están relacionadas con el fenómeno de "fill & dump".
- h) Cuando se nodaliza con N tubos en U invertidos en el generador de vapor se han observado bifurcaciones de caudales, primero en pares (N & $N-1$), y luego en otras combinaciones.
- i) La bifurcación de caudal puede relacionarse con la aparición de inestabilidades del tipo estáticas en los tubos en U de los generadores de vapor, entrando en doble fase y saliendo de simple fase (capítulo 3).
- j) Las bifurcaciones de caudal siempre ocurrieron manteniendo el mismo sentido de circulación de caudal, por lo tanto, se concluye que en el mapa de circulación natural en un generador de vapor como el sugerido por la bibliografía debería incluirse además una región para la bifurcación.

5.5 Reactores Tipo CANDU

Un tipo de reactor nuclear bien diferente al presentado en las secciones anteriores es el CANDU. En estas secciones se describirá una de las instalaciones experimentales usadas para validar los códigos, estudiar fenómenos típicos de este diseño y se realizará un análisis similar al SEMISCALE.

La empresa canadiense Candu Energy (anteriormente AECL), diseñadora de los reactores tipo CANDU, desarrolló varias instalaciones como las indicadas en la Tabla 17. En este trabajo se tomará una de las experiencias llamada B9401 en la instalación RD14M, que es una de las instalaciones más modernas de todas construidas en los años 90'.

Tabla 17: Instalaciones experimentales construidas para los reactores tipo CANDU.

Característica	RD-4	RD-12	RD-14	RD-14M	Reactor CANDU
Presión (MPa)	4,5	10	10	10	10
Volumen del circuito (m ³)	0,053	0,34	0,95	1,01	60
Canales-combustible	Tubo calentado directamente	Manojo de 7 barras	Manojo de 37 barras	Manojo de 7 barras	Manojo de 37 barras
N° de canales por paso	1	1	1	5	95
Longitud de canal (m)	1,5	4	6	6	12x0,5
Diámetro interior canal (mm)	21	51,7	103,4	44,8	103,4
Potencia por canal (kW)	100	1000	5500	3x750,2 2x950,0	5410 (promedio)
Altura	8	9,6	21,9	21,9	21,9
Número de tubos en los GVs	1	42	44	44	3500
Caudal (kg/s)	0,47	6	24	24	24 (promedio por canal)

5.5.1 Descripción de la instalación RD14M

La instalación RD14M es una instalación integral desarrollada por AECL [124] con características similares a un reactor tipo CANDU-6. A diferencia de un reactor comercial, la instalación RD14M utiliza calefactores eléctricos para simular el combustible nuclear. La instalación está diseñada para poseer las mismas condiciones operativas del reactor, tiempos de

residencia, presión y entalpía, que son logradas en el lado del circuito primario para circulación tanto natural como forzada. El diseño tiene en cuenta la geometría de "figura de 8" de un reactor CANDU, con cinco canales horizontales por paso, y conserva las elevaciones verticales en todos los circuitos. La Figura 109 muestra un esquema de la instalación RD14M.

La RD14M se diseñó teniendo en cuenta el siguiente programa de ensayos:

- a) Transitorios con pérdida de refrigerante e inyección de emergencia que incluyó: distintas posiciones y tamaños de roturas, condiciones iniciales, número de canales paralelos y elevación de los mismos, recirculación del lado secundario, efectos de los no condensables durante la inyección de emergencia y efecto de la velocidad de bomba principal.
- b) Dinámica de procesos y control de planta teniendo en cuenta pruebas de estabilidad del primario en función de la potencia, la velocidad de la bomba y la presión del sistema, y cómo se ve afectada la estabilidad con otras variables de procesos.
- c) Transitorios para componentes. Este tipo de eventos estaba destinado a estudiar el sistema secundario.

Cada canal refrigerante tiene de 6 metros de largo y contiene 7 resistencias para el calentamiento del refrigerante. Los volúmenes de los alimentadores ("feeders") áreas y masas metálicas están escalados a los de los elementos reales. Las características térmicas de los combustibles también son similares al combustible real, como de densidad de potencia, flujo de calor y capacidad térmica.

En el diseño del RD14M se seleccionaron cinco canales y sus correspondientes alimentadores, que representan tres canales medios, un canal superior y un canal inferior del núcleo de un reactor comercial. Se preservaron las alturas y se mantuvieron las presiones hidrostáticas similares entre el RD14M y un reactor típico. Las tuberías tienen caídas de presión típicas del reactor CANDU-6. Mayores descripciones pueden encontrarse en [124].

Los generadores de vapor son escalados aproximadamente 1:1 con los generadores típicos de vapor de un reactor CANDU-6, en términos del diámetro de los tubos, flujo másico y flujo de calor. Los generadores de vapor son de 12,125 m de alto y contienen 44 tubos en U de un diámetro interno de 15,88 mm y un espesor de pared de 1,13 mm. La Figura 110 muestra el esquema de un generador de vapor de la instalación. Este tiene una altura total de 12,125 m y un diámetro interior de 0,566 m en su parte superior. El "downcomer" del generador de vapor es un conducto externo que conecta la zona superior, donde se encuentra el separador, con la zona inferior del "riser". Este tipo de generadores de vapor no es estrictamente el encontrado en un generador de vapor de un CANDU-6; sin embargo, el diseño es suficiente para los estudios a realizar. Los generadores de vapor de los reactores CANDU-6 tienen un precalentador integrado ver [125], y su modelado en [10], que intercambia calor con la misma rama fría del sistema primario mientras ingresa en el generador de vapor.

El lado del secundario de los generadores de vapor contiene un precalentador interno y un "downcomer" o espacio anular externo. Se usan separadores de vapor en el domo del tipo espiral y orificios de restricción de flujo en el "downcomer" a los efectos de producir la recirculación típica o esperada en el lado secundario. El dimensionamiento está realizado en base a una transferencia de 5,5 MW para cada uno de los generadores de vapor.

La circulación del primario se provee por dos bombas centrífugas. Estas tienen una altura de impulsión de 225 m entregando caudales similares a los de un único canal de un reactor CANDU (aproximadamente 24 kg/s). La presión del circuito primario se mantiene por medio de un presurizador que tiene una calefacción eléctrica y una descarga de vapor.

En esta instalación puede ensayarse tanto la ruptura en colectores de entrada como de salida de los colectores mediante un sistema de purga (o "blowdown"). Para ello, se reemplaza el extremo del colector con una válvula de actuación rápida tipo bola con la cual se simula la falla o rotura. Ubicando apropiadamente placas orificio inmediatamente aguas arriba de la válvula de bola puede investigarse todo un rango de tamaños de ruptura y pérdidas de carga y flujos de descarga.

En la instalación RD14M se dispuso un sistema de inyección de emergencia de refrigeración del núcleo (ECC) que sería actuado durante las condiciones de pérdidas de refrigerante.

Este sistema inyecta refrigerante al sistema primario a través de los colectores y su inyección es controlada por la presión en dicho colector. En suma, esta instalación cuenta con:

- I. Un circuito primario de refrigeración en figura de "8",
- II. Dos generadores de vapor,
- III. Dos bombas centrífugas tipo Bingham,
- IV. Diez canales, cinco para cada circuito, calentados mediante resistencias eléctricas para simular el calor producido en el núcleo del reactor,
- V. El circuito también tiene un presurizador y sistemas auxiliares para condensar el vapor generado en los generadores de vapor.

La presión y temperatura de trabajo de la instalación son las esperadas durante la operación normal de los CANDU-6, es decir 10 MPa y de 309-310 °C (en los colectores de salida del reactor). Como puede verse en la Figura 109, ambos circuitos se encuentran interconectados a través de los canales horizontales (tubo de presión y de calandria), cada uno con una longitud de aproximadamente 6 m y de 100 mm de diámetro interior que contienen 12 ó 13 combustibles de 500 mm de largo y que consta de 28 ó 37 barras de elementos combustibles (dependiendo del reactor). El sistema de enfriamiento del reactor CANDU se muestra en la Figura 114. El caudal máximo en cada circuito es de 24 kg/s y el calor nominal transferido es de 5,5 MW por circuito. En el lado secundario el caudal de vapor nominal generado es de aproximadamente 2,7 kg/s. Sin embargo, en la experiencia realizada B9401, el calor transferido fue un poco menor (~ 4MW) por lo que el caudal de vapor generado también es inferior (~ 2 kg/s).

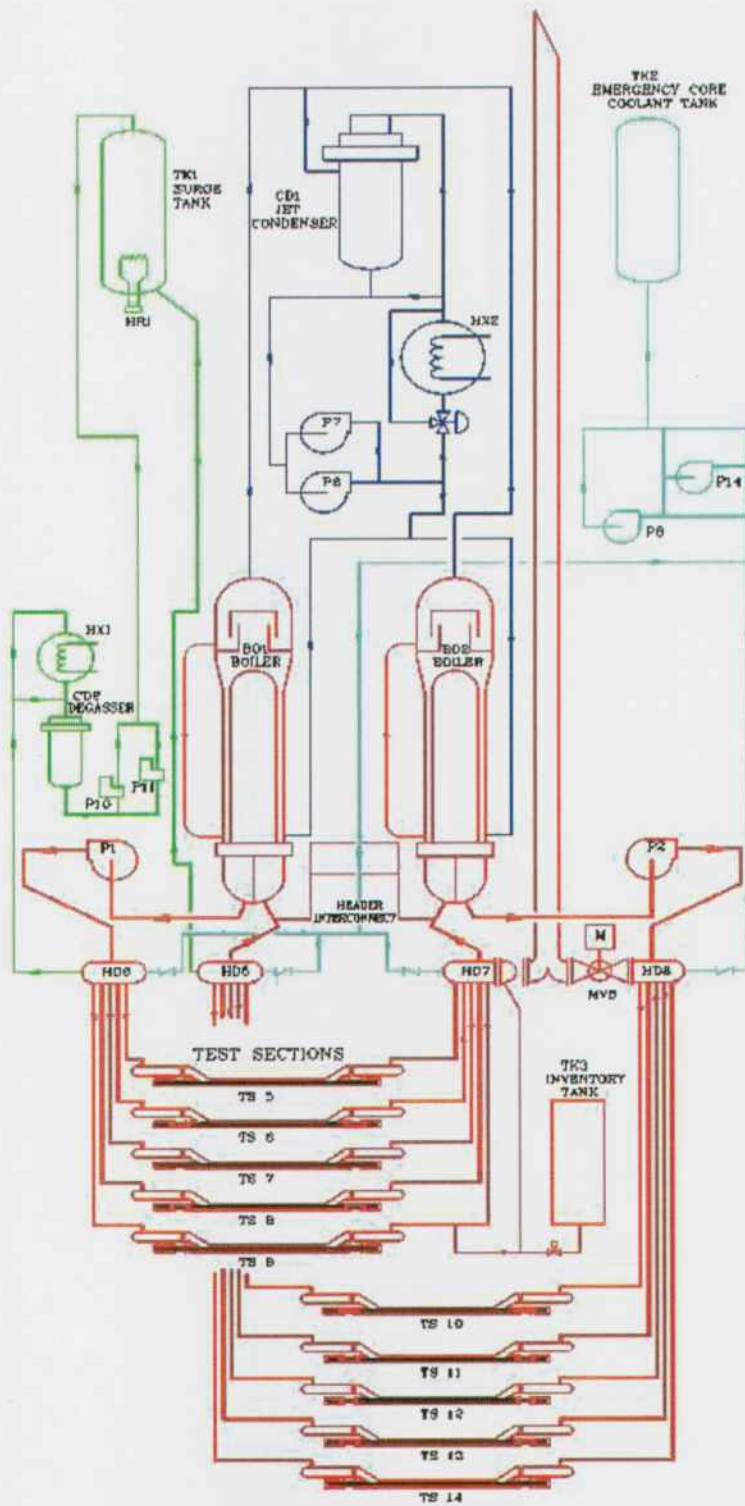


Figura 109: Esquema de la instalación experimental RD14M.

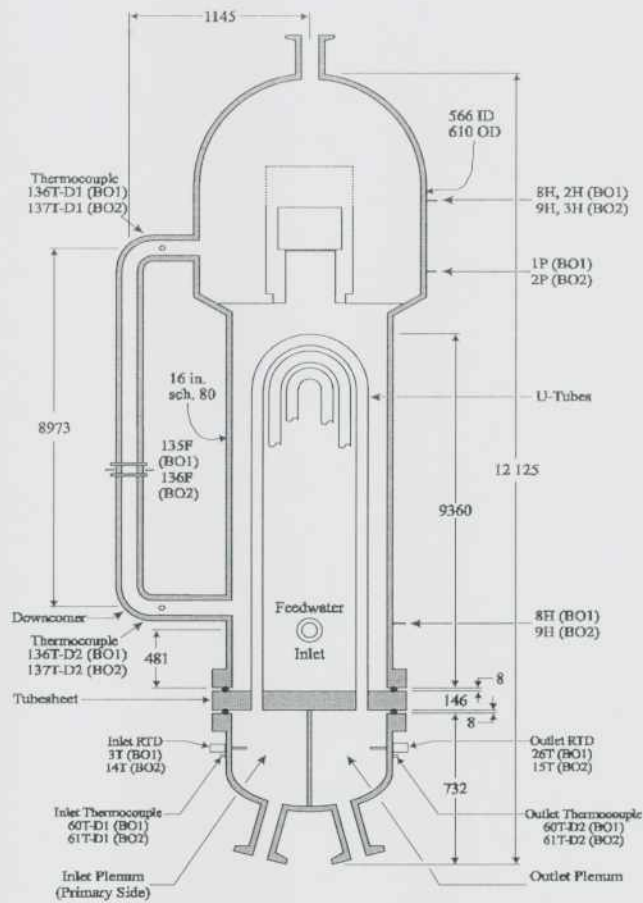


Figura 110: Esquema del generador de vapor usado en la instalación experimental RD14M. Tomada de [17].

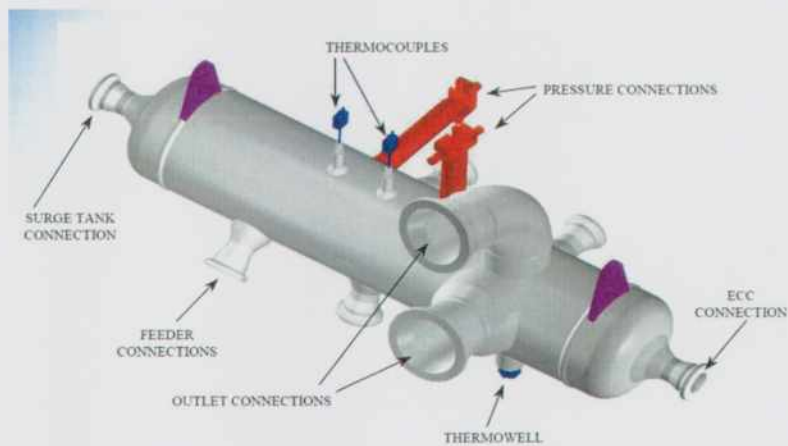


Figura 111: Esquema de un colector de la instalación RD14M. Imagen tomada de [126].

El coeficiente de recirculación en los generadores de vapor es de aproximadamente 6, pero durante la experiencia que se estudiará a continuación fue del orden de 4. El vapor que sale del "riser" atraviesa los secadores de humedad. Cabe mencionar que no hay control activo en esta instalación de las condiciones de la calidad de vapor que se extrae de los generadores de vapor.

Los colectores son tubos o cilindros horizontales en los que el refrigerante caliente ingresa a través de los 5 tubos por la parte inferior y el fluido sale por la rama caliente ubicada en la parte superior. En la Figura 111 se muestra un esquema del colector.

5.5.2 Nodalización de la RD14M

En la ARN se realizó una nodalización de la instalación como parte de un trabajo conjunto para calificación de usuarios y validación del código. Para el modelo se utilizó RELAP5 patch 4,[71]. La nodalización se generó desde los planos isométricos [126] en los que se tuvieron en cuenta todos los componentes, cambios de sección y accesorios para representar de la manera más realista la instalación. Parte de la nodalización del sistema primario y parte del secundario es mostrada en la Figura 112.

La representación de los colectores se muestra en la Figura 113. Estos son cilindros se discretizaron de dos maneras independientes y bien diferentes. En un caso se dispusieron un conjunto de volúmenes de control con orientación vertical, es decir en la dirección de flujo.

Por otro lado, se dispuso un componente "PIPE" horizontal y se utilizaron los nodos llamados "crossflow" en cada uno de ellos. Esto es, la dirección de flujo es perpendicular a la dirección del eje del componente "PIPE". Ambas nodalizaciones son similares entre sí, pero las diferencias fundamentales se deben al mapa de régimen de flujo que utilizarían cada componente, horizontal o vertical. Esto implica que, debido a las condiciones del flujo, fracción de vacío, entre otras en un caso ocurra un flujo estratificado horizontal mientras que en el otro no ocurra, y la aparición de una fenomenología diferente. Como veremos a continuación este efecto quedaría fuera del rango de estudio.

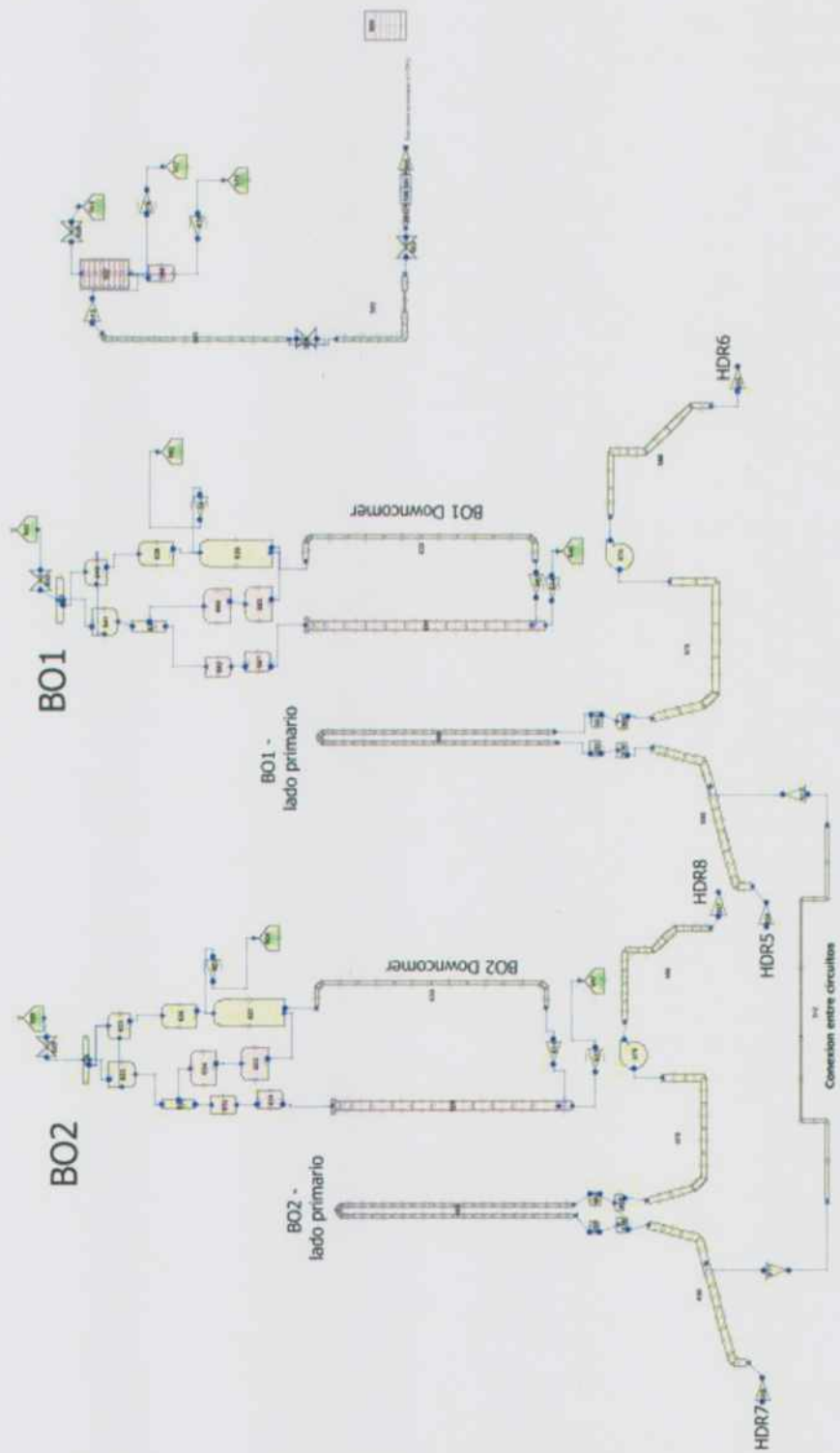


Figura 112: Nodalización de la instalación RD14M. Sistema Primario y secundario.

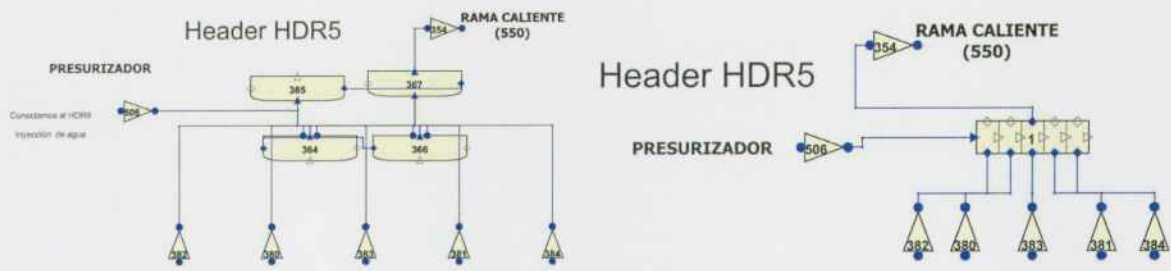


Figura 113: Nodalización de la instalación RD14m. Colectores en disposición vertical (izquierda) y horizontal (derecha).

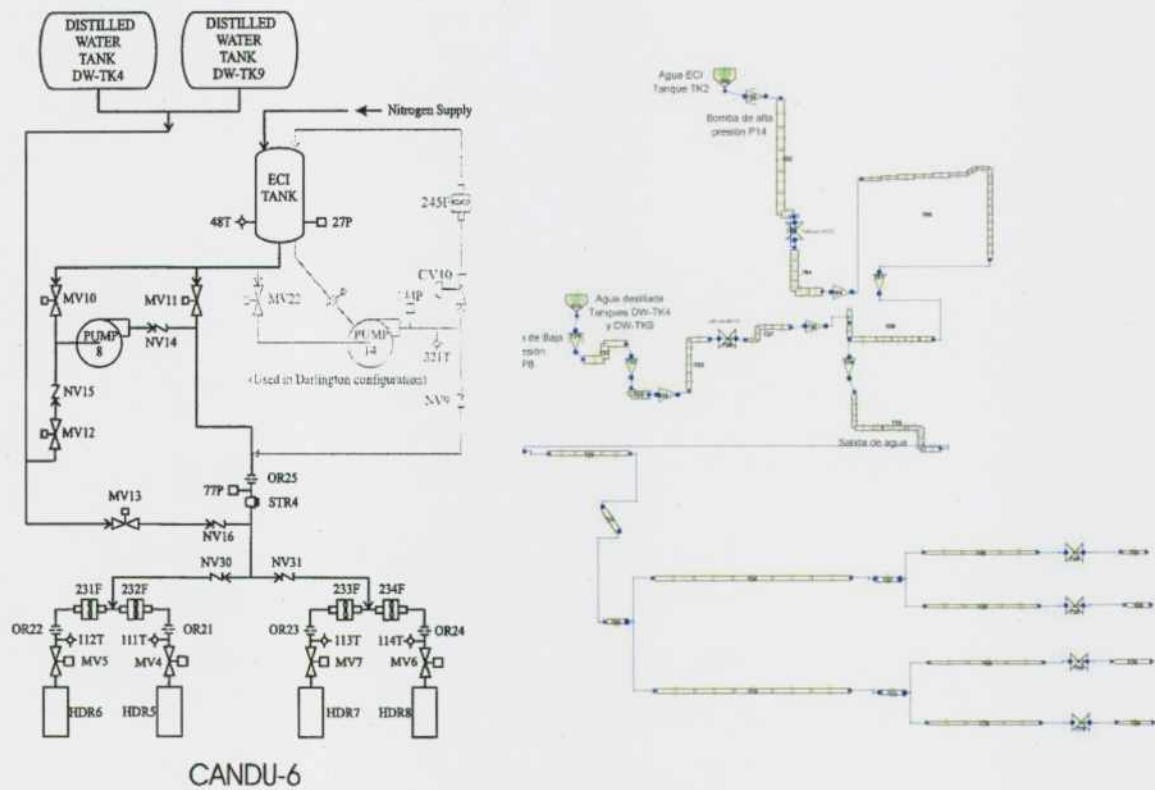


Figura 114: Esquema del sistema de inyección de emergencia de la instalación RD14M (izquierda) y su modelo en RELAP5 (derecha).

El modelo de la inyección de alta, media y baja presión se presenta en la Figura 114. Allí se distinguen los tanques de inyección y los tanques de almacenamiento de agua. La bomba de inyección de agua de baja y media presión se representó como una condición de contorno de caudal constante, según se mencionó en la descripción del experimento.

5.5.3 Validación del modelo

La validación del modelo usado y desarrollado en RELAP5 patch 4 se realizó comparando los resultados de la simulación con los datos experimentales en la experiencia B9401 que se describirá a continuación. A diferencia del caso del SEMISCALE, en la instalación RD14M se simulaban experiencias transitorias como pérdidas (pequeñas) de refrigerante desde un colector.

5.5.3.1 Descripción de la experiencia B9401 en la instalación RD14M

El experimento realizado consistió en una pérdida pequeña de 30 mm de diámetro de refrigerante en un colector de entrada. Luego de iniciada la descarga de refrigerante, cuando se alcanzan los criterios correspondientes se inyecta el sistema de emergencia de alta presión, posteriormente el de media y de baja. La secuencia de eventos ocurridos o impuestos durante la experiencia B9401 de la RD14M se consigna en la Tabla 18.

Tabla 18: Secuencia temporal ensayada en el experimento B9401 en la RD14M.

Tiempo (s)	Evento
0	Inicio de registro de señales
10	Apertura de válvula MV8 (simulación de ruptura)
12	Comienzo de decaimiento de potencia
12	Comienzo de frenado de bombas de primario
20.6	Apertura de válvulas de aislamiento de inyección ECC de alta presión
22.8	Aislación del presurizador
116.2	Fin de bombeo de alta presión, arranque de la bomba de baja presión.
213.2	Apagado de bombas de primario
350.7	Fin de bombeo de ECC de baja presión
924	Fin de relevamiento de datos

Es importante aclarar en esta instancia, que el experimento incluye la inyección del sistema de emergencia pero que para estudiar los mapas de flujos en circulación natural no es necesario. Por lo tanto, la comparación con datos experimentales es para validación del modelo en RELAP5 que luego será modificado.

5.5.3.2 Comparación de resultados

Antes de mostrar los resultados de la comparación, es importante mencionar que se realizó una intercomparación entre varios códigos y los resultados experimentales. En la intercom-

paración participaron distintos países y se encontraba auspiciada por la Organización Internacional de Energía Atómica (OIEA o IAEA, por sus siglas en inglés) y se encuentra descrita en [127]. En este ejercicio participaron países como Argentina, Canadá, India, Italia, Corea y Rumania, usando códigos como distintas versiones de RELAP5, CATHENA 3.5d (código canadiense) y el FIREBIRD-III. De las 558 mediciones experimentales con las que se instrumentó la instalación, sólo se tomaron unas pocas para la comparación con los códigos, y de las cuales también tomaremos solo alguna para la intercomparación.

La Figura 115 muestra, a la izquierda el valor de temperatura del agua dentro del "downcomer" del lado secundario del generador de vapor obtenido por el modelo y el resultado experimental. Por otro lado a la derecha, el caudal volumétrico medido y calculado en uno de los 10 canales que tenía la instalación. En ambos gráficos hay un razonable acuerdo entre el cálculo y las mediciones.

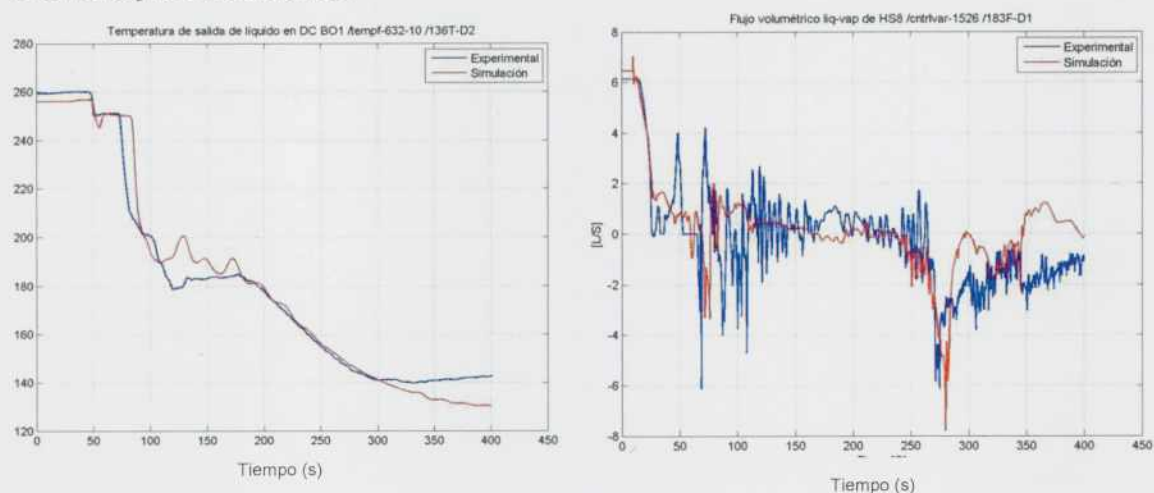


Figura 115: Comparación entre los resultados experimentales y la simulación en RELAP5 para la instalación RD14M.

Adicionalmente, en la Figura 116 se presenta la comparación entre los resultados experimentales y los simulados (ver leyenda celeste) para la presión en uno de los colectores de la instalación. También se incluyen la comparación con otros códigos de cálculos según se informaron en la referencia [127]. Como se aprecia en la figura todos los códigos presentan acuerdo durante los primeros instantes en la despresurización y al final de la misma, pero hay diferencias cuando la descarga (en condiciones críticas) es en doble fase. Aquellos países que usaron RELAP5 son los que más apartados de los resultados experimentales se encuentran durante el rango entre 30 y 100 segundos.

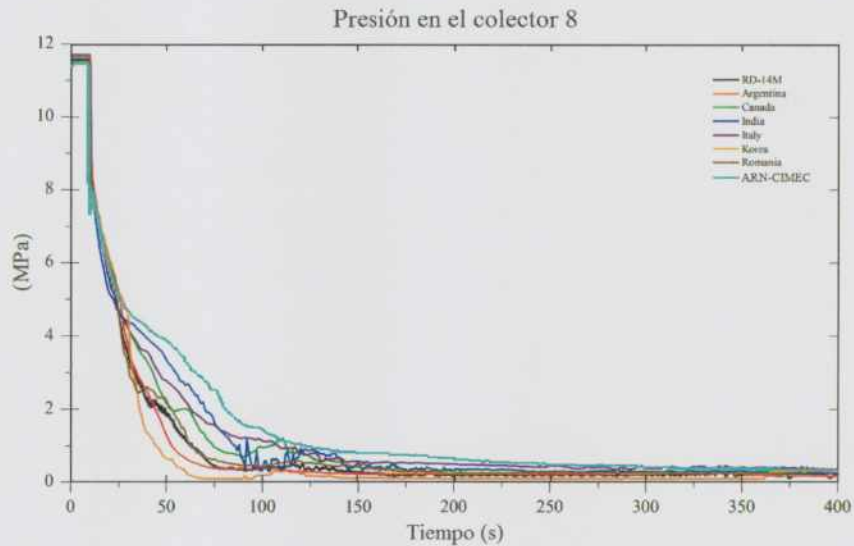


Figura 116: Comparación entre los resultados experimentales, la simulación en RELAP5 para la RD14M y otros códigos de cálculos según la referencia [127]

A pesar de las diferencias observadas durante la despresurización para un evento de pérdida de refrigerante, no se espera que esto afecte a la construcción del mapa de circulación natural con una rotura que es bastante menor a la del experimento simulado. Dado que la rotura es muy pequeña comparada con la rama del primario, la presión del sistema quedará gobernada por la presión del lado secundario, que se mantuvo a presión constante.

5.5.4 Mapa de circulación natural

A partir del modelo de la instalación RD14M se confeccionó el mapa de flujo de circulación natural de la misma forma que se realizó con el SEMISCALE, ver sección 5.2.5.

La construcción del mapa, que es diferente a la simulación hecha con el objetivo de validar el código en la sección anterior, se basa en simulación una pérdida pequeña de refrigerante en alguno de los colectores de forma de lograr una despresurización lenta con un decrecimiento de la masa del sistema primario o inventario, aproximadamente lineal. Para obtener el mapa se consideran que las bombas principales de circulación se encuentran paradas y que la potencia de decaimiento entre 3 y 5 % de la potencia de operación, estos valores son consistentes con las potencias de decaimiento en la instalación experimental. El presurizador también se considerará aislado del sistema primario.

Por otro lado, durante todo el transitorio, también se mantendrá constante el nivel del lado secundario de los generadores de vapor. Esto último se hizo implementando un sistema *ad-hoc* de inyección y extracción de masa de los generadores de vapor similar a los conocidos sistemas "feed & bleed" (FB). La diferencia radica en que los sistemas mantienen fija una extracción y se regula continuamente la inyección. Aquí se regularon ambas pues el nivel de los generadores de vapor sufría una muy pequeña variación.

Además, durante esta simulación no se tiene en cuenta la inyección de emergencia igual que en el caso de la instalación SEMISCALE. A modo de recordatorio, los mapas de flujos de circulación natural se confeccionan representando el caudal en el circuito en función de la masa residual por unidad de volumen. El mapa obtenido se muestra en la Figura 117. En la misma figura también se representan los límites de otras instalaciones experimentales obtenidas en [45]. Se puede verificar que el mapa está contenido dentro de los límites, como cualesquiera otra de las instalaciones tipo PWR, [10]. La figura mostrada para un CANDU-6 obtenida de la instalación RD14M pero de otro experimento, extraída de [3], se reproduce en la Figura 117. Como se puede observar hay varias diferencias y el mapa de flujos parece no quedan contenido dentro de los límites. Lamentablemente no se dispone toda la información de los experimentos indicados en la referencia [3].

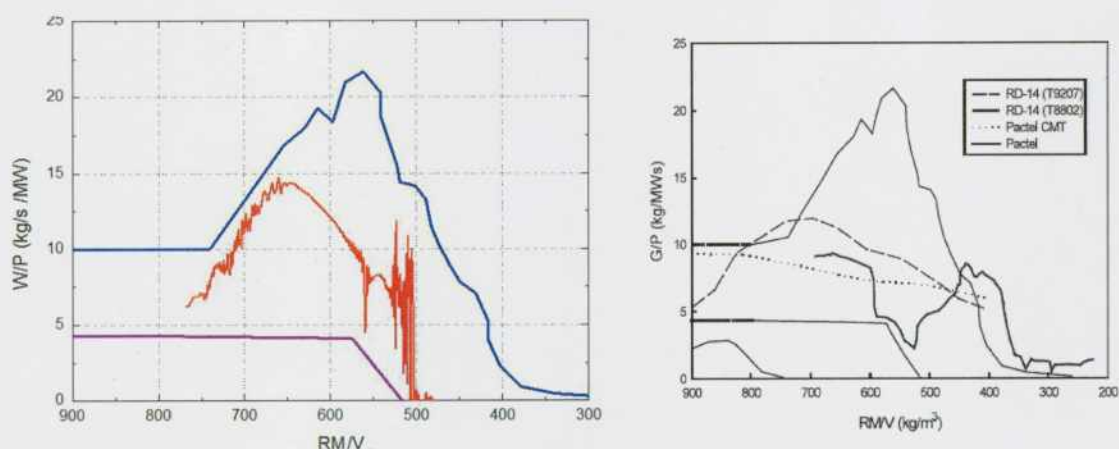


Figura 117: Mapa de circulación natural para el RD14M. Comparación con los límites obtenidos para instalaciones integrales. A la derecha se muestra el mapa obtenido en [3].

5.5.4.1 Análisis del mapa de circulación natural

El mapa de la Figura 117 es muy similar al mostrado para el SEMISCALE. Sin embargo, debemos notar algunas diferencias que, a pesar no parecer relevantes, revisten una importancia física importante.

Como primera observación se observa un mínimo cuando la masa residual es de aproximadamente 550 kg/m^3 , es decir un inventario en el sistema primario del 80-70%. Este valor podría variar dependiendo de cómo se hayan modelado en RELAP5 los colectores. Este cambio indica que hubo alguna modificación durante la simulación, aunque el caudal de circulación de la rama caliente sigue el comportamiento esperado. A diferencia de las centrales PWR o BWR en las que el núcleo del reactor tiene disposición vertical, en los CANDU hay una disposición horizontal y la diferencia entre el canal en la posición más alta y más baja puede alcanzar 8 m de diferencia en altura (tamaño de la calandria). Esta diferencia de altura entre canales con distintas potencias y caudales unidos a los mismos "plenum" puede

generar diferencias de presión que vayan acompañadas de otros modos de circulación. Es decir, que podrían ocurrir recirculaciones entre canales a diferentes alturas.

La Figura 118 muestra, a la izquierda, el sentido de circulación entre canales y colectores durante la simulación de la pérdida de refrigerante. En un dado momento, cuando la altura hidrostática en los canales lo permite se genera un flujo a través de los mismos en sentido opuesto según se muestra a la derecha de la figura.

Cabe agregar que los mapas obtenidos difieren un poco de los mostrados en la referencia [3] para otro experimento de la RD14M. Las diferencias pueden deberse a la diferencia de modelado o a cambios del tipo de experimento, pero se considera que no es un hecho relevante.

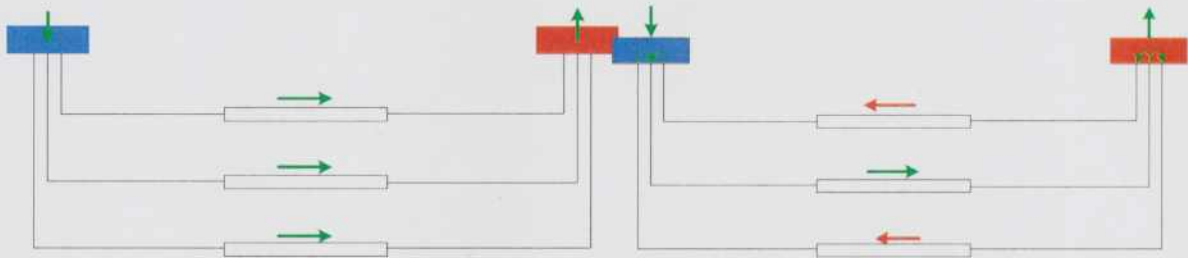


Figura 118: Sentido de circulación de circulación del refrigerante en los canales horizontales durante una pérdida pequeña de refrigerante.

Los fenómenos de recirculación entre canales de los reactores tipo CANDU han sido detectados en experimentos y mostrados en distintos trabajos como [126]. Estas simulaciones también se han presentado en [10].

5.5.5 Estudios paramétricos

Los estudios paramétricos realizados están orientados a verificar los efectos sobre el mapa de regímenes de flujo de circulación natural de la instalación con cambios en las nodalizaciones, que podrían ser los colectores o la cantidad de tubos en generadores de vapor.

5.5.5.1 Cambios de nodalización en los colectores

El colector es un cilindro horizontal en el que el refrigerante ingresa por la mitad inferior y sale por la mitad superior, perpendicular al eje axial. Una forma de modelar ese componente con una celda puede ser horizontal o vertical como fue mencionado anteriormente y mostrado en la Figura 113.

La disposición de la celda, ángulo que forma el eje de la celda con el plano horizontal, afecta a la selección de los regímenes de flujos que los códigos eligen. Tanto en el código RELAP5 como en el TRACE5 los mapas de regímenes de flujo son iguales entre sí; la selección depende además de las velocidades del líquido y vapor y de la fracción de vacío. Es decir, estas variables dan cuenta de las velocidades superficiales de líquido y de vapor en la celda y de ahí se determina el régimen de flujo. Esto afecta a la pérdida de carga y a la transferencia de calor, si corresponde. Por lo tanto, ambas orientaciones pueden no dar resultados esencialmente iguales. Por ejemplo, en la Figura 119 se muestran los resultados con las dos orientaciones. Es interesante notar que la tendencia es aproximadamente la misma y se observa que en ambos se distinguen un pico (mínimo local) que se corresponde con las recirculaciones entre los canales y el colector, en instantes diferentes.

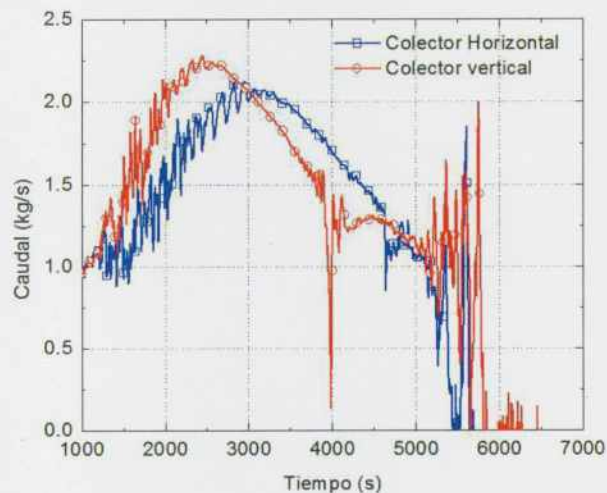


Figura 119: Comparación los caudales a través de la rama caliente en la RD14M para colectores con nodalizaciones con orientación vertical u horizontal.

5.5.5.2 Cambios de nodalización en los generadores de vapor

De la misma manera que se hizo en la instalación del SEMISCALE, se cambió el modelo del generador de vapor de un solo tubo por dos tubos en U, invertidos e idénticos entre sí como se esquematiza en la Figura 120.

Nuevamente, esta división no debería afectar a los resultados generales si se han mantenido aproximadamente las mismas pérdidas de carga sobre el generador de vapor. Cabe aclarar que el efecto esperado es sensible justamente a las pérdidas de carga. Al repetir la simulación con dos tubos en U idénticos en los generadores de vapor de la instalación RD14M, se obtiene lo mostrado en la Figura 121 para los dos tubos en el lado intacto y en el lado roto. Como la rotura simulada es muy pequeña no hay variaciones significativamente entre ambos lados.

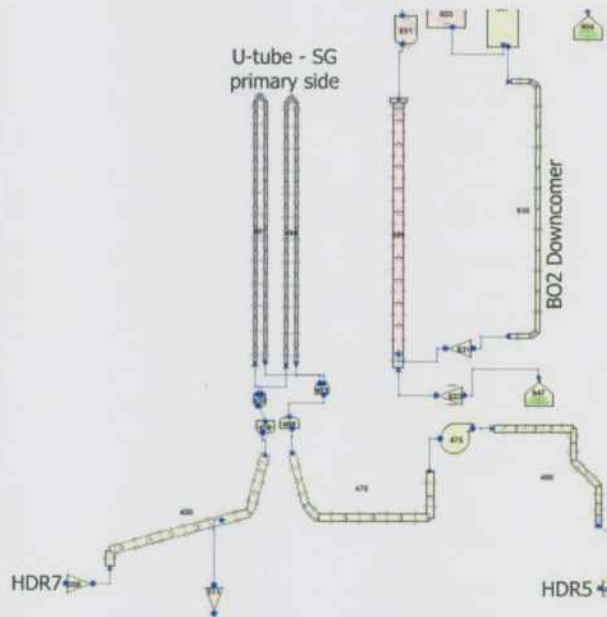


Figura 120: Cambio de nodalización en los generadores de vapor de la RD14M en dos tubos en U invertidos.

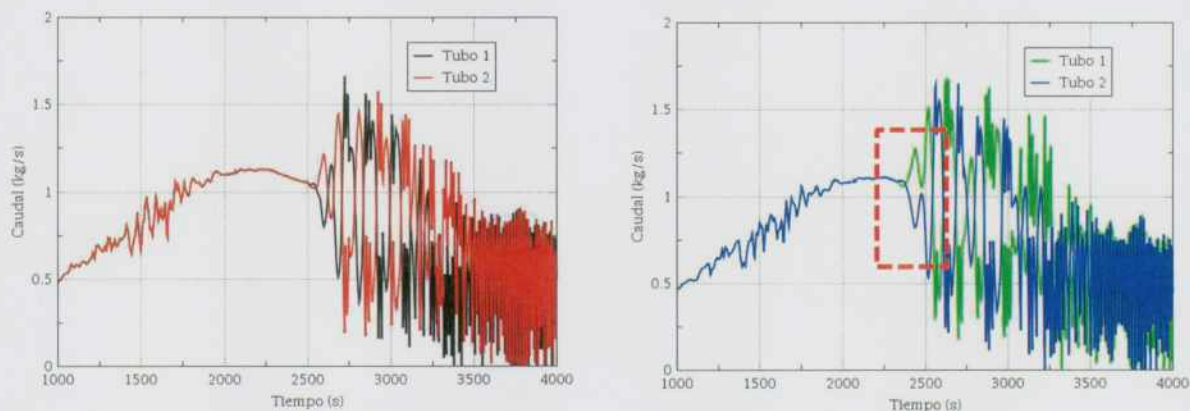


Figura 121: Caudales a través de los tubos en U de los generadores de vapor a izquierda para el circuito sano y a la derecha para el circuito roto.

La figura muestra nuevamente la aparición de oscilaciones a contrafase en los dos tubos en U en ambos generadores de vapor, y se consideran independientes entre sí. En efecto, esto es porque un generador de vapor no puede distinguir que el otro se encuentre oscilando ya que dichas oscilaciones no se pueden propagar dado que en la calota de salida no se ven oscilaciones que puedan influir en el otro generador de vapor. En el caso estudiado del SEMISCALE este efecto no pudo observarse porque había un solo generador de vapor. Las oscilaciones de gran amplitud en los dos tubos además enmascaran el hecho que haya habido una bifurcación de caudal. En la imagen derecha de la Figura 121 recuadrada por líneas punteadas se puede distinguir que junto con las oscilaciones hay una bifurcación de caudal.

5.5.6 Comentarios generales sobre las simulaciones en RD14M

De las simulaciones realizadas en la instalación RD14M se concluye lo siguientes:

- a) El mapa de flujo en circulación natural obtenido para la instalación experimental queda contenido de los límites obtenidos por otras instalaciones tipo PWR.
- b) En el régimen de circulación natural en doble fase se aprecian oscilaciones debidas al "fill & dump" pero se superpone con el fenómeno de recirculación de caudal entre canales y los colectores. Esto último se observa como un pico en el caudal a través del núcleo. Debido a la recirculación entre canales las condiciones de condensación en refluo ocurren de manera temprana con respecto a lo visto en el caso del SEMISCALE.
- c) Los modelos de colectores con celdas con sentido vertical u horizontal dan resultados que presentan algunas diferencias menores; sin embargo, ambos casos predicen los mismos valores de caudales y de condiciones de condensación en refluo.
- d) Al modelar los generadores de vapor con dos tubos en U idénticos se observan las oscilaciones en contrafase y una bifurcación de caudal. Esto muestra nuevamente que debe incluirse este tipo de regímenes de flujo en el mapa correspondiente. Cabe remarcar que esto nuevamente sólo en condiciones de circulación en doble fase y no se obtuvo, al menos en los casos estudiados, la inversión de caudal.
- e) En el caso del CANDU nuevamente se ha visto la bifurcación de caudal y las oscilaciones a contrafase.

Capítulo 6

6 Discusiones y conclusiones de esta tesis

Durante las últimas tres décadas se han estudiado extensamente las inestabilidades en reactores nucleares mediante las instalaciones experimentales con el principal objetivo de incrementar el conocimiento y mejorar las capacidades predictivas. Adicionalmente, y como hay una tendencia al uso de la circulación natural para refrigeración en la nueva generación de reactores nucleares, nuevamente se ha puesto énfasis en el análisis más detallado de inestabilidades en los distintos modos de circulación.

En el marco de esta tesis se ha hecho una breve recopilación de distintos trabajos sobre inestabilidades en circulación natural. También se ha revisitado uno de los primeros problemas académicos denominado el “problema de Welander” que ha sido analizado por 50 años y, actualmente, todavía continúa vigente como la base para estudios de sistemas y métodos numéricos para inestabilidades en simple fase. El problema de Welander fue analizado en esta tesis en profundidad con diversos esquemas numéricos a primer orden, segundo orden y combinaciones de los anteriores. En esta tesis también se ha hecho un extenso uso de códigos de sistemas como el RELAP5 y TRACE5, verificando la capacidad de predicción de las inestabilidades. En particular se han comparados los resultados de códigos con programas realizados con diversos esquemas numéricos mostrándose que ambos son consistentes entre sí.

Los análisis realizados sobre el problema de Welander durante una pequeña pérdida de inventario mostraron que el comportamiento es similar a cualquiera de las instalaciones a escala de reactores nucleares en cuanto a los mapas de flujo en circulación natural. Cuando se modelaron las ramas ascendentes o descendentes con varias tuberías, modificaciones que no se encontraron en otras referencias bibliográficas, se tuvieron fenómenos como la inversión y las bifurcaciones de caudal.

Esto conllevó al estudio de inestabilidades en canales en paralelo que se modelaron con RELAP5, con TRACE5 y analíticamente. Se ha verificado que en canales en paralelo surgen inestabilidades estáticas dependiendo del caudal de circulación entre los canales. Estas inestabilidades ocurren cuando el caudal en cualquiera de los canales se aproxima a la región donde el $\frac{\partial \Delta P_{int}}{\partial G} > \frac{\partial \Delta P_{ext}}{\partial G}$, siendo *int* y *ext* el sistema y la bomba que impulsa el caudal, respectivamente, y *G* el caudal de circulación. Debido a esto se produce una redistribución de caudal entre los canales. Se vio que siempre fue en pares de la forma N & $N-1$. Cuando se alcanzaron los 12 ó 14 canales se encontraron configuraciones de m & $N-m$. Recordemos que para 2 canales hay 3^N configuraciones posibles. Finalmente se encontró una condición necesaria de estabilidad para N canales en paralelo y sus correspondientes mapas mostrándose que la superposición de los mismos puede ser consecuencia de las redistribuciones en m & $N-m$.

Las distribuciones de caudal se ocurrieron siempre el caudal en el circuito fue próximo al mínimo de la curva característica donde se encontraría la región inestable. No obstante lo anterior, esto no daba cuenta de lo observado en el problema de Welander cuando se simuló una rotura pequeña con tubos ascendentes o descendentes en paralelo. Para ello, se modelaron dos tubos en U invertidos como extensión del modelo de canales en paralelo, pero ingresando con una mezcla en doble fase y saliendo en simple fase. Cabe agregar que las geometrías mencionadas, tubos verticales o en U en paralelo tienen el mismo colector de entrada y salida, respectivamente. De allí se mostró la ocurrencia de inestabilidades estáticas cuando el caudal se aproxima al mínimo de la curva característica para esta geometría. A diferencia de los canales en paralelo se mostró que además de las bifurcaciones, para canales en U en paralelo, hay inversiones de caudal. De manera indirecta, hay que mencionar que durante la simulación de roturas pequeñas en el problema de Welander también llega un momento en el que ocurre una inversión de caudal.

Finalmente, se extendieron estos análisis a instalaciones integrales a escala de reactores nucleares del tipo PWR y del tipo CANDU. En general, cuando se modelan estos ensayos los generadores de vapor son considerados como un único tubo en U. No obstante, al usar varios tubos en U se volvieron a detectar estas inestabilidades estáticas, pero con el fluido ingresando en doble fase.

En suma, en este trabajo se han estudiado inestabilidades en instalaciones integrales representativas de un reactor y, en particular, en los tubos en U de los generadores de vapor son susceptibles de desarrollarse inestabilidades por redistribución de caudal. No han sido simples de detectar en las experiencias ya que las diferencias de temperatura pueden ser

pequeñas, del orden de 1 K o menos, sin embargo, han sido reportadas experimentalmente para canales en paralelo verticales y horizontales.

De los resultados obtenidos se observó que el mapa de regímenes de flujo en circulación natural para tubos en U debería tener una región para inestabilidades estáticas durante la circulación en doble fase. Esta región además debe superponerse con la zona donde se produce la inversión de caudal. Según los resultados, también, en conjunto con la bifurcación de caudal se han disparado otras inestabilidades que se consideran dinámicas pero su origen no fue determinado de manera precisa. En efecto, estas inestabilidades pueden asociarse ya sea a los tubos en U del lado primario o del lado secundario. Esta diferencia estaría relacionada con los períodos de oscilación resultantes.

6.1 Trabajos futuros

Los resultados mostrados son el producto de simulaciones de instalaciones integrales. Por lo tanto, es necesario extender los análisis a reactores de potencia con modelos 1:1. Debido a las distorsiones que se pueden producir en la instalación experimental debido a la escala entre prototipo y modelo, los fenómenos resultantes pueden verse afectados. Esto es debido al carácter no lineal, por ejemplo, en la transferencia de calor durante los regímenes en doble fase. En consecuencia, las simulaciones en centrales nucleares pueden resultar de importancia para evaluar la ocurrencia de estas inestabilidades.

Bibliografía

- [1]. "Oscillations in Boiling Water Reactors (BWRs)." [Online]. Available: <https://www.nrc.gov/reading-rm/doc-collections/gen-comm/bulletins/1988/bl88007s1.html>.
- [2]. W. Wulff, H. S. Cheng, and A. N. Mallen, "Causes of instability at LaSalle and consequences from postulated scram failure," 1990.
- [3]. IAEA, "Natural circulation in water cooled nuclear power plants: phenomena, models, and methodology for system reliability assessments," TECDOC-1474, 2005.
- [4]. G. P. and N. J. Spinks, "A simple stability criterion for CANDU figure-of-eight oscillations," Ontario L5K 1B2, 1983.
- [5]. N. Popov, "Natural Circulation in PHWR." Nuclear Research Group of San Piero a Grado, IAEA - Natural Circulation Course, 2012.
- [6]. US Nuclear Regulatory Commission, "15.9 Boiling Water reactor stability review", 2007.
- [7]. F. D'Auria et al., "DEGB LBLOCA (2x100 % BREAK in CL) in Atucha II NPP," University of Pisa - Dipartimento di ingegneria meccanica, nucleare e della produzione Pisa, Italia, 2008.
- [8]. A.I. Lazarte, J.C. Ferreri, "Natural Circulation Characterization of the CNA-II PHWR based on Flow Maps using RELAP5," in 9th International Topical Meeting on Nuclear Thermal-Hydraulics, Operation and Safety (NUTHOS-9). Kaohsiung, Taiwan, 2012, Paper No. 9P0037.
- [9]. O. Mazzantini, J. C. Ferreri, F. D'Auria, and C. P. Camusso, "Natural Circulation in the ATUCHA-I PHWR Nuclear Power Plant," Sci. Technol. Nucl. Install., vol. 2007, pp. 1–9, 2007.
- [10]. M. V. Guala, A. I. Lazarte, and R. Ugarte, "Study of the natural circulation map of a CANDU6 during a small break using relap5," in Argentinean Nuclear Association of Technology (AATN) , Buenos Aires, Argentina, 2015.
- [11]. P. Welander, "On the oscillatory instability of a differentially heated fluid loop," J. Fluid Mech., vol. 29, no. 1, pp. 17–30, 1967.
- [12]. K. Nayak and P. K. Vijayan, "Flow instabilities in boiling two-phase natural circulation systems: A review," Sci. Technol. Nucl. Install., vol. 2008, 2008.
- [13]. M. Ledinegg, "Instability of flow during natural and forced circulation," Waerme 61, 891-898 (1938).
- [14]. L. S. Boure, J. A., Bergles, A. E., and Tong, "Review of two-phase flow instability," Nucl. Eng. Des., vol. 25, pp. 165–192, 1973.
- [15]. L. C. Ruspini, C. P. Marcel, and A. Clause, "Two-phase flow instabilities: A review," Int. J. Heat Mass Transf., vol. 71, pp. 521–548, 2014.
- [16]. S. Kakac and B. Bon, "A Review of two-phase flow dynamic instabilities in tube boiling systems," Int. J. Heat Mass Transf., vol. 51, no. 3–4, pp. 399–433, Feb. 2008.
- [17]. T. Zhang et al., "Ledinegg instability in microchannels," Int. J. Heat Mass Transf., vol.

- 52, no. 25–26, pp. 5661–5674, 2009.
- [18]. Pandey and S. Singh, “Characterization of stability limits of Ledinegg instability and density wave oscillations for two-phase flow in natural circulation loops,” *Chem. Eng. Sci.*, vol. 168, pp. 204–224, 2017.
- [19]. H. R. Jeng and C. Pan, “Analysis of two-phase flow characteristics in a natural circulation loop using the drift flux model taking flow pattern change and subcooled boiling into consideration,” *Ann. Nucl. Energy*, vol. 26, pp. 1227–1251, 1999.
- [20]. K. Nayak, P. K. Vijayan, D. Saha, V. Venkat Ra, and M. Aritomi, “Linear Analysis of Thermo-hydraulic Instabilities of the Advanced Heavy Water Reactor (AHWR),” *J. Nucl. Sci. Technol.*, vol. 35, no. 11, pp. 768–778, 1998.
- [21]. S. Bhattacharyya, D. N. Basu, and P. K. Das, “Two-Phase Natural Circulation Loops: A Review of the Recent Advances,” *Heat Transf. Eng.*, vol. 33, no. 4–5, pp. 461–482, 2012.
- [22]. G. V. Durga Prasad, M. Pandey, and M. S. Kalra, “Review of research on flow instabilities in natural circulation boiling systems,” *Prog. Nucl. Energy*, vol. 49, no. 6, pp. 429–451, 2007.
- [23]. M. Colombo, A. Cammi, D. Papini, and M. E. Ricotti, “RELAP5/MOD3.3 study on density wave instabilities in single channel and two parallel channels,” *Prog. Nucl. Energy*, vol. 56, pp. 15–23, 2012.
- [24]. G. Guido and J. Converti, “Density-wave oscillations in parallel channels - an analytical approach,” *Nucl. Eng. Des.*, vol. 125, pp. 121–136, 1991.
- [25]. K. Fukuda and T. Kobori, “Classification of two-phase flow stability by density-wave oscillation model,” *J. Nucl. Sci. Technol.*, vol. 16, pp. 95–108, 1979.
- [26]. G. V. Durga Prasad, M. Pandey, S. K. Pradhan, and S. K. Gupta, “Study of flow instabilities in double-channel natural circulation boiling systems,” *Nucl. Eng. Des.*, vol. 238, no. 7, pp. 1750–1761, 2008.
- [27]. G. Guido, J. Converti, and A. Clause, “Experimental study on density-wave oscillations in two identical channels,” *Nucl. Eng. Des.*, vol. 132, pp. 277–281, 1991.
- [28]. S. K. Fukuda, Hasegawa, “Analysis on Two-Flow Instability in Parallel Multichannels,” *J. Nucl. Sci. Technol.*, vol. 16, no. 3, pp. 190–199, 1979.
- [29]. M. Aritomi, S. Aoki, and A. Inoue, “Instabilities in parallel channel of forced-convection boiling upflow system, (II) Experimental results,” *J. Nucl. Sci. Technol.*, vol. 96, no. 14 (2), pp. 14–22, 1977.
- [30]. K. Fukuda and S. Hasegawa, “Analysis on Two-Phase Flow Instability in Parallel Multichannels,” *J. Nucl. Sci. Technol.*, vol. 16, no. 3, pp. 190–199, 1979.
- [31]. M. Uehiro, Y. F. Rao, and K. Fukuda, “Linear Stability Analysis on Instabilities of In-phase and Out-of-phase Modes in Boiling Water Reactors,” *J. Nucl. Sci. Technol.*, vol. 33, no. 8, pp. 628–635, 1996.
- [32]. T. N. Kakac and S. Veziroglu, “Two phase flow instabilities,” NSF project CME-79-20018 Washington DC, 1983.
- [33]. S. Dogan, T. Kakac, and S. Veziroglu, “Analysis of forced-convection boiling flow instabilities in a single-channel upflow system,” *Int. J. Heat Fluid Flow*, vol. 4, no. 3, pp. 145–156, 1983.
- [34]. J. A. Bouré, A. E. Bergles, and L. S. Tong, “Review of two-phase flow instability,” *Nuclear engineering and design*, vol. 25, pp. 165–192, 1973.
- [35]. M. Aritomi, H. Chiang, and M. Mori, “Geysering in parallel boiling channels,” *Nucl.*

- Eng. Des., vol. 141, no. 1–2, pp. 111–121, 1993.
- [36]. R. B. Duffey, and U. S. Rohatgi, “Physical interpretation of geysering phenomena and periodic boiling instability at low flows,” 1995.
- [37]. C. P. Marcel, H. F. Furci, D. F. Delmastro, and V. P. Masson, “Phenomenology involved in self-pressurized, natural circulation, low thermo-dynamic quality, nuclear reactors: The thermal–hydraulics of the CAREM-25 reactor,” Nucl. Eng. Des., vol. 254, pp. 218–227, 2013.
- [38]. P. Zanocco, “Dinámica de Reactores Auto-presurizados refrigerados por Convección Natural,” Instituto Balseiro, Comisión Nacional de Energía Atómica, Universidad Nacional de Cuyo, 2005.
- [39]. A. Stenning and T. Veziroglu, “Flow oscillation modes in forced convection boiling,” Heat Transf. Fluid Mech. Stanford Univ. Press, pp. 301–316, 1965.
- [40]. S. K. M.M. Padki, H.T. Liu, “Two-phase flow pressure-drop type and thermal oscillations,” Int. J. Heat Fluid Flow, vol. 12, pp. 240–248, 1991.
- [41]. Q. Zhou, “Natural Circulation Phenomena and Modelling For Advanced Water Cooled Reactors,” University of Illinois at Urbana-Champaign, 2006.
- [42]. F. D’Auria and M. Frogheri, “Use of a natural circulation map for assessing PWR performance,” Nucl. Eng. Des., vol. 215, no. 1–2, pp. 111–126, 2002.
- [43]. J. T. John G. Collier, Convective Boiling and Condensation, 3rd edition. Clarendon Press Oxford, 1994,
- [44]. F. D’Auria and M. Frogheri, “Natural circulation limits achievable in a PWR.” Trabajo no publicado.
- [45]. M. Cherubini, W. Giannotti, D. Araneo, and F. D’Auria, “Use of the natural circulation flow map for natural circulation systems evaluation,” Sci. Technol. Nucl. Install., vol. 2008.
- [46]. T. Zhang, J. T. Wen, A. Julius, Y. Peles, and M. K. Jensen, “Stability analysis and maldistribution control of two-phase flow in parallel evaporating channels,” Int. J. Heat Mass Transf., vol. 54, no. 25–26, pp. 5298–5305, 2011.
- [47]. J. Zhou, S. Wang, L. Gao, L. Zhao, and L. Pang, “Study on Flow Instability Inside Multiple Parallel Pipes of Direct Steam Generation,” Energy Procedia, vol. 69, pp. 259–268, 2015.
- [48]. N. Popov, U. S. Rohatgi, H. E. C. Rummens, and R. B. Duffey, “Two-phase flow stability in low pressure parallel vertical heated annuli,” ICONE 8 - Pap. 8568, 2000.
- [49]. M. Akagawa, Koji & Kono, Makoto & Sakaguchi, Tadashi & Nishimura, “Study on Distribution of Flow Rates and Flow Stabilities in Parallel Long Evaporators,” Bull. JSME, vol. 14, pp. 837–848, 1971.
- [50]. M. Tshuva, D. Barnea, and Y. Taitel, “Two-phase flow in inclined parallel pipes,” Int. J. Multiph. flow, vol. 25, pp. 1491–1503, 1999.
- [51]. S. Natan, D. Barnea, and Y. Taitel, “Direct steam generation in parallel pipes,” Int. J. Multiph. Flow, vol. 29, no. 11, pp. 1669–1683, Nov. 2003.
- [52]. G. Xia, M. Peng, and Y. Guo, “Research of two-phase flow instability in parallel narrow multi-channel system,” Ann. Nucl. Energy, vol. 48, pp. 1–16, 2012.
- [53]. U. Minzer, D. Barnea, and Y. Taitel, “Flow rate distribution in evaporating parallel pipes modeling and experimental,” Chem. Eng. Sci., vol. 61, no. 22, pp. 7249–7259, 2006.
- [54]. U. Minzer, D. Barnea, and Y. Taitel, “Evaporation in parallel pipes—splitting

- characteristics," *Int. J. Multiph. Flow*, vol. 30, no. 7–8, pp. 763–777, Jul. 2004.
- [55]. M. Baikin, Y. Taitel, and D. Barnea, "Flow rate distribution in parallel heated pipes," *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 54, no. 19–20, pp. 4448–4457, 2011.
- [56]. T. Zhang, J. T. Wen, A. Julius, Y. Peles, and M. K. Jensen, "Stability analysis and maldistribution control of two-phase flow in parallel evaporating channels," *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 54, no. 25–26, pp. 5298–5305, 2011.
- [57]. A. I. Lazarte and J. C. Ferreri, "Analytical and Computational Analysis of Flow Splitting in Multiple , Parallel Channels Systems," *World Journal of Nuclear Science and Technology* vol. 6, no. July, pp. 1–21, 2016.
- [58]. T. Van Oevelen, J. A. Weibel, and S. V. Garimella, "Predicting two-phase flow distribution and stability in systems with many parallel heated channels," *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 107, no. January, pp. 557–571, 2017.
- [59]. J. Sanders, "Stability of single-phase NC with inverted tubes SGs," *J. of Heat Transf. ASME*, vol. 110, p. 735, 1988.
- [60]. J. Jeong, M. Hwang, Y. J. Lee, and B. D. Chung, "Non-uniform flow distribution in the steam generator U-tubes of a pressurized water reactor plant during single- and two-phase natural circulations," *Nucl. Eng. Des.*, vol. 231, no. 3, pp. 303–314, 2004.
- [61]. J. Hao, W. Chen, D. Zhang, and S. Wang, "Scaling modeling analysis of flow instability in U-tubes of steam generator under natural circulation," *Ann. Nucl. Energy*, vol. 64, pp. 169–175, 2014.
- [62]. Ruichang Yang, Ruolei Liu, Jinggong Liu and Shiwei Qin. "Analysis of Reverse Flow in Inverted U-Tubes of Steam Generator under Natural Circulation Condition," *Journal of Nuclear Science and Technology*, vol. 45, no. 12, pp. 1252–1260, 2008.
- [63]. A. I. Lazarte and J. C. Ferreri, "A verification problem for thermal hydraulics systems codes dealing with twin, parallel-boiling and inverted U-tubes condensing channels," *Ann. Nucl. Energy*, vol. 68, pp. 163–171, 2014.
- [64]. S. Susyadi and T. Yonomoto, "Analysis on Non-Uniform Flow in Steam Generator During Steady State Natural Circulation Cooling," *Atom Indones. J.*, pp. 103–116, 2012.
- [65]. P. K. Vijayan and a K. Nayak, "IAEA Training Course on Natural Circulation Phenomena and Passive Safety Systems in Advanced Water-Cooled Reactors," 2010.
- [66]. C. Lange, "Advanced nonlinear stability analysis of boiling water nuclear reactors," *Technische Universität Dresden, Fakultät Maschinenwesen*, 1979.
- [67]. N. E. Todreas and M. S. Kazimi, *Nuclear Systems I - Thermal Hydraulic Fundamentals - Volume 1*. 1990.
- [68]. N. E. Todreas and M. S. Kazimi, *Nuclear Systems II - Elements of Thermal Hydraulic Design* . 2001.
- [69]. R. LeVeque, "Finite difference methods for differential equations," *Draft version use AMath*, pp. 1998–2005, 1998.
- [70]. M. P. W, "The computation of transonic flow through two-dimensional gas turbine cascades," *ASME*, vol. paper 71-G, 1971.
- [71]. US-NRC, "Relap5 / Mod3 .3 Code Manual Volume I: Code Structure, System Models, and Solution Methods," 2001.
- [72]. V. H. Ransom and R. Krishnamurthy, "RELAP5/Mod3 Code Manual Volume VI: Validation of Numerical Techniques in RELAP5 / Mod3 " 2010.

- [73]. U.S. Nuclear Regulatory Commission, "Trace V5.840 Theory Manual," 2013.
- [74]. M. M. Padki, K. Kakact, S. Palmerj, and T. N. Veziroclut, "Bifurcation analysis of pressure-drop oscillations and the Ledinegg instability," *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 35, no. 2, pp. 0–7, 1992.
- [75]. I. Babelli and M. Ishii, "Flow excursion instability in downward flow systems. Part II: Two-phase instability," *Nucl. Eng. Des.*, vol. 206, no. 1, pp. 97–104, 2001.
- [76]. J. March-Leuba, "Density Wave Instabilities in Boiling Water Reactors," *Ecosyst. Hum. Well-being A Framew. Assess.*, 1992.
- [77]. T. Van Oevelen, J. A. Weibel, and S. V Garimella, "International Journal of Heat and Mass Transfer Predicting two-phase flow distribution and stability in systems with many parallel heated channels," *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 107, pp. 557–571, 2017.
- [78]. W. Ambrosini and J. C. Ferreri, "Analysis of Basic Phenomena in Boiling Channel Instabilities," 14th Int. Conf. Nucl. Eng., pp. 1–12, 2006.
- [79]. U. S. R. and R.B.Duffey and Since, "Natural Circulation and Stability Limits in Advanced Plants: The Galilean Law," 1994.
- [80]. D. Papini, A. Cammi, M. Colombo, and M. E. Ricotti, "On Density Wave Instability Phenomena – Modelling and Experimental Investigation," 1981.
- [81]. N. Goswami and S. Paruya, "Advances on the research on nonlinear phenomena in boiling natural circulation loop," *Prog. Nucl. Energy*, vol. 53, no. 6, pp. 673–697, 2011.
- [82]. U.S.NRC, "TRACE V5.840 User's Manual Volume 1: Input Specification," 2014.
- [83]. S. Wiggins, F. John, J. Marsden, L. Sirovich, M. Golubitsky, and W. J. Åger, *Introduction to Applied Nonlinear Dynamical Systems and Chaos*. 1990.
- [84]. D. Barnea, M. Simkhis, and Y. Taitel, "Transient data for flow of evaporating fluid in parallel mini pipes and comparison with theoretical simulations," *Int. J. Multiph. Flow*, vol. 77, pp. 58–64, 2015.
- [85]. W. Ambrosini, N. Forgione, J. C. Ferreri, and M. Bucci, "The effect of wall friction in single-phase natural circulation stability at the transition between laminar and turbulent flow," *Ann. Nucl. Energy*, vol. 31, no. 16, pp. 1833–1865, 2004.
- [86]. W. Ambrosini and J. C. Ferreri, "The effect of truncation error on the numerical prediction of linear stability boundaries in a natural circulation single-phase loop," *Nucl. Eng. Des.*, vol. 183, no. 1–2, pp. 53–76, Jul. 1998.
- [87]. W. Ambrosini and J. C. Ferreri, "Stability analysis of single-phase thermosyphon loops by finite-difference numerical methods," *Nucl. Eng. Des.*, vol. 201, no. 1, pp. 11–23, 2000.
- [88]. L. Zou, Z. Haihua and S. J. Kim, "High-order numerical methods, Stability map, Welander problem" *Progress in Nuclear Energy*, vol. 94, pp. 162–172, 2017.
- [89]. C. L. Laney, *Computational Gasdynamics*. University of Colorado, 1998.
- [90]. S. H. Strogatz, *Nonlinear dynamics and chaos*. 1994.
- [91]. C. W. Hirt, "Heuristic stability theory for finite difference equations," *Jounal Comput. Phys.*, vol. 2, pp. 339–355, 1968.
- [92]. C. Fletcher, "Computational Techniques For Fluid Dynamics 1," *Book*. pp. 1–249, 1987.
- [93]. D. S. Pilkhwal, W. Ambrosini, N. Forgione, P. K. Vijayan, D. Saha, and J. C. Ferreri, "Analysis of the unstable behaviour of a single-phase natural circulation loop with

- one-dimensional and computational fluid-dynamic models," *Ann. Nucl. Energy*, vol. 34, no. 5, pp. 339–355, 2007.
- [94]. D. J. Zigrang and N. D. Sylvester, "Explicit approximations to the solution of Colebrook's friction factor equation," *AIChE J.*, vol. 28, no. 3, pp. 514–515, 1982.
- [95]. X. Fang, Y. Xu, and Z. Zhou, "New correlations of single-phase friction factor for turbulent pipe flow and evaluation of existing single-phase friction factor correlations," *Nucl. Eng. Des.*, vol. 241, no. 3, pp. 897–902, 2011.
- [96]. S. W. Churchill, "Friction-factor Equation Spans All Fluid-Flow Regimes," *Chem. Eng.*, vol. 84, no. 24, pp. 91–92, 1977.
- [97]. J. C. Ferreri and W. Ambrosini, "International Agreement Report: Verification of RELAP5 / MOD 3 With Theoretical and Numerical Stability Results on Single-Phase, Natural Circulation in a Simple Loop", Availability of Reference Materials Cited in NRC Publications," *Int. Agreem. Report*, NUREG 151, 1999.
- [98]. W. Ambrosini and J. C. Ferreri, "Prediction of stability of one-dimensional natural circulation with a low diffusion numerical scheme," *Ann. Nucl. Energy*, vol. 30, no. 15, pp. 1505–1537, 2003.
- [99]. R. Duffey and J. Sursock, "Natural circulation phenomena relevant to small break and transients," *Nucl. Eng. Des.*, vol. 102, pp. 115–128, 1987.
- [100]. W. WOLFERT, K., FRISCH, "Proposal for the Formulation of a Validation Matrix," CSNI-SINDOC (83) 117, 1983.
- [101]. OECD/NEA, "Thermohydraulics of emergency core cooling in light water reactors; a state-of- the-art report (SOAR)", 1989.
- [102]. OECD/NEA, "CSNI code validation matrix of thermal-hydraulic codes for LWR LOCA and transients", 1987.
- [103]. IAEA-TECDOC-1677 Natural Circulation Phenomena and Modelling For Advanced Water Cooled Reactors. 2012.
- [104]. OECD/NEA, CSNI-R-2001-4, "Validation matrix. For the assessment of thermal-hydraulic. Codes for vver loca and transients", 2001.
- [105]. G. Loomis and K. Soda, "Results of the semiscale Mod 2A natural circulation experiment," Idaho Falls, 1982.
- [106]. Nuclear Systems Analysis Division, "Relap5/Mod3.3 Code Manual Volume III: Developmental Assessment," *Nucl. Syst. Anal. Div.*, vol. III, 2001.
- [107]. U.S.NRC, "TRACE V5.840 User's Manual Volume 2: Modeling Guidelines," 2014.
- [108]. "RELAP5 assessment: semiscale natural circulation test S-NC-3, S-NC-4 and S-NC-8. NUREG/CR-3690," Albuquerque, 1984.
- [109]. J. M. McGlaun and L. M. Kmetyk, "NUREG/CR_3258 R5 Assessment: SS NC Tests S-NC2 and S-NC-7," 1983.
- [110]. R. Dimenna, "Relap5 analysis mod-2A single loop single component steady state natural circulation tests," 1983.
- [111]. Graham B. Wallis, "One-dimensional two-phase flow", McGraw-Huill, New York (1969)
- [112]. L.S. Tong and J. Weisman, *Thermal Analysis of Pressurized Water Reactors*, 1996.
- [113]. F. P. Incropera, D. P. DeWitt, T. L. Bergman, and A. S. Lavine, *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*, vol. 6th. John Wiley & Sons, 2007.
- [114]. N. Kolev, *Multiphase Flow Dynamics 2 Thermal and Mechanical Interactions*. 2005.
- [115]. W. Wulff, B. Boyack, R. Duffey, P. Griffith, and K. Katsma, "Quantifying reactor safety

- margins PART 3," 1990.
- [116]. W. Wulff, "Uncertainties in modeling and scaling in the prediction of fuel stored energy and thermal response" BNL-NUREG-40498, 1987.
- [117]. W. T. Nutt and G. B. Wallis, "Evaluation of nuclear safety from the outputs of computer codes in the presence of uncertainties," *Reliab. Eng. Syst. Saf.*, vol. 83, no. 1, pp. 57–77, 2004.
- [118]. G. B. Wallis, M. Makai, and L. Pál, "Statistical aspects of best estimate method-1" by Attila Guba, Mihakly Makai, Lenard Pal," *Reliab. Eng. Syst. Saf.*, vol. 80, no. 3, pp. 309–317, 2003.
- [119]. Y. Orechwa, "Comments on: Evaluation of nuclear safety from the outputs of computer codes in the presence of uncertainties by W . T . Nutt and G . B . Wallis," *Nucl. Eng. Des.*, vol. 87, pp. 133–135, 2005.
- [120]. G. B. Wallis, "Evaluating the probability that the outputs of a computer code with random inputs will meet a set of evaluation criteria," *Reliab. Eng. Syst. Saf.*, vol. 91, no. 7, pp. 820–827, 2006.
- [121]. G. B. Wallis, "Uncertainties and probabilities in nuclear reactor regulation," *Nucl. Eng. Des.*, vol. 237, no. 15–17 SPEC. ISS., pp. 1586–1592, 2007.
- [122]. B. E. Boyack et al., "Quantifying reactor safety margins part 1: An overview of the code scaling, applicability, and uncertainty evaluation methodology," *Nucl. Eng. Des.*, vol. 119, no. 1, pp. 1–15, 1990.
- [123]. G. S. Lellouche et al., "Quantifying reactor safety margins part 4: Uncertainty evaluation of Iblock analysis based on trac-pf1/mod 1," *Nucl. Eng. Des.*, vol. 119, no. 1, pp. 67–95, 1990.
- [124]. R. S. Swartz, "An RD-14M Intercomparison Experiment for the and Validation of Computer Codes for Thermalhydraulic of Heavy Water Reactors," 2000.
- [125]. P. J. Ingham, J. C. Luxat, A. J. Melnyk, and T. V. Sanderson, "Natural Circulation in an Integral CANDU Test Facility," *Tecdoc-1149*, pp. 201–212, 2000.
- [126]. B. J. Buell, D. Dormuth, P. Ingham, and R. Swartz, "RD-14M Experiments," 2003.
- [127]. IAEA, "Intercomparison and Validation of computer codes for thermalhydraulic safety analysis of heavy water reactors," *Tecdoc-1395*, 2004.
- [128]. F. D'Auria and A. Bousbia-Salah, "Coupled 3d neutron kinetics and thermal-hydraulics techniques and relevance for the design of natural circulation systems - updated." IAEA Course on Natural Circulation in Water-Cooled, 2011.

Apéndice 1

Entrada de datos de Welander con distintos esquemas numéricos

```
clc;
clear all;
close all;

global epsilon alpha z
tic;

%meth = 'primer';
%meth = 'tercero';
%meth = 'segundo';
meth = 'cuarto';

NX = 100;
ffriction = 1.0;
ftemp=1;

nfric = 1;
saveok = 1;
nombrefile = 'welander_cuarto_100_1';
fff =1;
NT =10000;
dtmax =0.5;

%Variables (SI)
pi = 4*atan(1);
beta = 2.55e-4;
L= 20; % longitud de las dos ramas
D = 0.1;
A = pi*D^2/4;
g0 = 9.81;
Th = 30;
Tc = 20;
pw = pi*D;
a = 0.079;
b = 0.25;
h = 20000;
cp = 4177;
rho = 997.;
mu = 0.864e-3;
ep = 0.1e-6; %rugosity;

K = 10;
ff2 = 0;%K*D/L;

switch fff
    case 1
        %%% caso de blasius
        a = 0.079;
        b = 0.25;
        %%% friccion fija
    case 2
```

```

a = K*D/L;
b = 0;
end

% noding
%NX = 100; % número total de nodos en ramas.

if mod(NX,2) ~= 0;
    disp('The number of nodes should be even')
    break
end

NX2 = NX + 2; % numero total de nodos con fuente y sumidero.
IMAX = NX2-1;
NF = 2; % nodo de fuente
NS = NF + NX/2; % nodo de sumidero

h = h*NX/200;

dx = L / NX;
dxh = dx;%0.1;

% j = tiempo
% i = posición
q = zeros(1,NT);
T0 = (Th+Tc)/2;
DT = (Th-Tc)/2;
CO = 0.5; %courant;
kappa = pw*h/A/rho/cp;

z = 2-b;
alpha = g0*beta*DT*L/2/(kappa*dxh)^2;
R = 32*mu/rho/D^2;

epsilon0 = R *L/2/kappa/dxh;
epsilon = (a/16)*(rho*D*kappa*dxh/mu)^(1-b)*R*L/2/kappa/dxh;

options = optimset('Display','iter');
initial = 2;

%set initial condition
switch initial
    case 1
        q0 = fsolve(@qadim,1);
        q0=q0*1e-5;
    case 2
        q0 = 5e-5;
end

T0h = ((1-exp(-1/abs(q0)))/(1+exp(-1/abs(q0))))*DT+T0;
T0c = -((1-exp(-1/abs(q0)))/(1+exp(-1/abs(q0))))*DT+T0;

dt0 = min(CO*A*dx/q0,dtmax);
q =q0.*ones(1,NT);
T = zeros(NT,NX2);
T(:,2:NS-1) = T0;
T(:,NS+1:NX2-1) = T0;
T(:,1) = T(:,NX2-1);
T(:,NX2) = T(:,2);

```

```

T(:,NF) = T0;
T(:,NS) = T0;

tiempo = zeros(1,NT);
%n= tiempo;
g= zeros(1,NX2);
g(2:NS-1) = -g0;
g(NS:NX2-1) = g0;
g(NF+1:NS-1) = -g0;
g(NS+1:NX2-1) = g0;
g(1) = g(NX2-1);
g(NX2) = g(2);

qp = zeros(1,NX2);
fact = 2*a*mu*(rho*D/mu/A)^(1-b)/rho/D^2;
dxreal = min(dx, dxf);

for n = 1:NT-1;
    v1 = abs(q(n)/A);
    dt = dtmax;
    tiempo(n+1) = tiempo (n) + dt;
    frey = 0;

    if v1 >= 1e-6;
        Re = rho*v1*D/mu;
        end

    vn = q(n)/A;

    switch nfric
        case 1
            if Re < 2000;
                frey = 16/Re;
                ff(n) = frey;
            else
                frey = a/Re^b;
                ff(n) = frey;
            end

        case 2
            pp_ = 3500;
            if Re < 2000;
                frey = 16/Re;
                ff(n) = frey;
            elseif Re > pp_;
                BB = -2*log10(ep/D+21.25/Re^0.9);
                frey = -2*log10(ep/D/3.7+2.51*BB/Re); %sylvester correlation - relap5
                frey = (1/frey)^2;
                ff(n) = (frey)/4;
            else
                frey1 = 16/2000;
                BB2 = -2*log10(ep/D+21.25/pp_^0.9);
                frey2 = -2*log10(ep/D/3.7+2.51*BB2/pp_); %sylvester correlation - re-
lap5
                frey2 = (1/frey2)^2/4;
                m = (frey2-frey1)/(pp_-2000);
                b = frey - 2000*m;
                frey = m*(Re-2000) + frey1;
                ff(n) = frey;
            end
    end
end

```

```

case 3
    frey = a/Re^b;
    ff(n) = frey;
end

fvis = 4*ff(n)/D/2*v1;
fvis = fvis *ffriction;
flot = 0;

%trapeacios
for j = 2: IMAX;
    flol= (g(j)*(T(n,j)-T0) + g(j+1)* (T(n,j+1)-T0))/2;
    flot = flol*beta + flot;
end
flot = flot/NX;
%U = vn + dt * (-flot - fvis * vn);
U = (vn - dt * flot) / (1 + dt * fvis);
q(n+1) = U*A;

if (U>= 0);
    cuen = (U/dx) * (1 - exp(-kappa*dx/U));
    qp(NF) = (Th - T(n, IMAX)) * cuen;
    qp(NS) = (Tc - T(n, NS-1)) * cuen;

else
    cuen = abs(U/dx) * (1 - exp(kappa*dx / U));
    qp(NF) = (Th - T(n, NF+1)) * cuen;
    qp(NS) = (Tc - T(n, NS+1)) * cuen;

end

qp(NX2) = qp(2);
C = dt*U/dx;

switch meth
    %%% a primer orden
    case 'primer'
        if U >= 0;
            for i = 2:IMAX;
                T(n+1,i) = T(n, i) - C*(T(n, i) - T(n,i - 1)) + dt*qp(i);
            end
        else
            for i = 2:IMAX;
                T(n+1,i) = T(n,i) - C*(T(n,i+1)-T(n,i)) + dt*qp(i);
            end
        end
        T(n+1,1) = T(n+1, IMAX);
        T(n+1, NX2) = T(n+1, 2);

    case 'segundo'
        if U >= 0; % lax
            %%% a segundo orden
            for i = 3:IMAX-1;

                if i == NF;
                    Ta = Th;
                elseif i == NS;
                    Ta = Tc;
                else

```

```

        Ta = T(n,i);
    end
    T(n+1,i) = T(n, i) - 0.5*C*(T(n, i+1) - T(n,i - 1)) +
dt*kappa*(Ta-T(n,i)) + 0.5*C^2*( T(n, i+1)-2*T(n,i )+T(n,i - 1));

    T(n+1,1) = T(n+1,IMAX);
    end

    T(n+1,2) = T(n, 2) - 0.5*C*(T(n, 3) - T(n,IMAX)) + dt*kappa*(Th-
T(n,2))+ 0.5*C^2*(T(n, 3)-2*T(n,2)+T(n,IMAX));

    T(n+1,IMAX) = T(n, IMAX) - 0.5*C*(T(n, 2) - T(n,IMAX-1)) + ...
        0.5*C*C*( T(n, 2)-2*T(n,IMAX)+T(n,IMAX-1));
    T(n+1,1) = T(n+1,IMAX);
    else

        for i = 3:IMAX-1;

            if i == NF;
                Ta = Th;
            elseif i == NS;
                Ta = Tc;
            else
                Ta = T(n,i);
            end

%
            T(n+1,i) = T(n, i) - 0.5*C*(T(n, i+1) - T(n,i-1)) +
dt*kappa*(Ta-T(n,i)) + 0.5*C*C*(T(n,i+1)-2*T(n,i)+T(n,i-1));

            T(n+1,NX2) = T(n+1,2);
            end

            T(n+1,IMAX) = T(n, IMAX) - 0.5*C*(T(n, 2) - T(n,IMAX-1)) +
...
                0.5*C*(C)*(T(n, 2)-2* T(n,IMAX)+T(n,IMAX-1));

            T(n+1,2) = T(n, 2) - 0.5*C*(T(n, 3) - T(n,IMAX)) + ...
0.5*C*(C)*(T(n, 3)-2* T(n,2)+T(n,IMAX)) + dt*kappa*(Th-T(n,2));

            T(n+1,NX2) = T(n+1,2);
            T(n+1,1) = T(n+1,IMAX);
            end

case 'tercero' %beam Warming
    if U >= 0;
        %%% a segundo orden
        for i = 4:IMAX;

            if i == NF;
                Ta = Th;
            elseif i == NS;
                Ta = Tc;
            else
                Ta = T(n,i);
            end

            T(n+1,i) = T(n, i) - 0.5*C*(3*T(n, i) - 4*T(n,i - 1)+T(n,i - 2))
+ dt*kappa*(Ta-T(n,i)) + 0.5*C^2*(T(n, i)-2*T(n,i - 1)+T(n,i - 2));

```

```

T(n+1,1) = T(n+1,IMAX);
end

T(n+1,2) = T(n, 2) - 0.5*C*(3*T(n, 2) - 4*T(n,IMAX)+T(n,IMAX-1)) +
dt*kappa*(Th-T(n,2))+ 0.5*C*(C)*( T(n, 2)-2*T(n,IMAX)+T(n,IMAX-1));

T(n+1,3) = T(n, 3) - 0.5*C*(3*T(n, 3) - 4*T(n,2)+T(n,IMAX)) + ...
0.5*C*(C)*( T(n, 3)-2*T(n,2)+T(n,IMAX));

T(n+1,1) = T(n+1,IMAX);
else
for i = 2:IMAX-2;

if i == NF;
Ta = Th;
elseif i == NS;
Ta = Tc;
else
Ta = T(n,i);
end

T(n+1,i) = T(n, i) + 0.5*C*(3*T(n, i) - 4*T(n,i+1)+T(n,i+2)) +
dt*kappa*(Ta-T(n,i)) + 0.5*C*(C)*(T(n,i)-2* T(n,i+1)+T(n,i+2));
T(n+1,NX2) = T(n+1,2);

end
T(n+1,IMAX-1) = T(n, IMAX-1) + 0.5*C*(3*T(n, IMAX-1) -
4*T(n,IMAX)+T(n,2)) + 0.5*C*(C)*(T(n, IMAX-1)-2* T(n,IMAX)+T(n,2));

T(n+1,IMAX) = T(n, IMAX) + 0.5*C*(3*T(n, IMAX) -
4*T(n,2)+T(n,3)) + 0.5*C*(C)*(T(n, IMAX)-2* T(n,2)+T(n,3));

T(n+1,NX2) = T(n+1,2);
T(n+1,1) = T(n+1,IMAX);
end

case 'cuarto' %beam Warming + lax = Fromm
if U >= 0;
for i = 4:IMAX-1;

if i == NF;
Ta = Th;
elseif i == NS;
Ta = Tc;
else
Ta = T(n,i);
end

T(n+1,i) = T(n, i) - 0.25*C*(T(n, i+1) + 3*T(n, i) - 5*T(n,i
- 1)+T(n,i - 2)) + dt*kappa*(Ta-T(n,i)) + ...
0.25*C^2*(T(n, i+1)-T(n,i )-T(n,i -1) + T(n, i-2));

T(n+1,1) = T(n+1,IMAX);
end

T(n+1,IMAX) = T(n, IMAX) - 0.25*C*(T(n,2) + 3*T(n,IMAX) -
5*T(n,IMAX-1)+T(n,IMAX-2)) + 0.25*C^2*(T(n,2)-T(n,IMAX )-T(n,IMAX-1) + T(n,
IMAX-2));

```

```

        T(n+1,2) = T(n,2) -0.25*C*(T(n,3)+3*T(n,2)-
5*T(n,IMAX)+T(n,IMAX-1)) + dt*kappa*(Th-T(n,2)) + 0.25*C^2*(T(n, 3)-T(n,2
)-T(n,IMAX) + T(n, IMAX-1));

        T(n+1,3) = T(n, 3) - 0.25*C*(T(n, 4) + 3*T(n, 3) -
5*T(n,2)+T(n,IMAX)) + 0.25*C^2*(T(n, 4)-T(n,3)-T(n,2) + T(n, IMAX));
        T(n+1,1) = T(n+1,IMAX);
    else
        for i = 3:IMAX-2;
            if i == NF;
                Ta = Th;
            elseif i == NS;
                Ta = Tc;
            else
                Ta = T(n,i);
            end

        T(n+1,i) = T(n, i)+ 0.25*C*(T(n, i-1) + 3*T(n, i) - 5*T(n,i + 1)+T(n,i +
2)) + dt*kappa*(Ta-T(n,i)) + ...
                                0.25*C^2*(T(n, i-1)-T(n,i )-T(n,i +1) + T(n,
i+2));
        end

        T(n+1,2) = T(n, 2)+ 0.25*C*(T(n, IMAX) + 3*T(n, 2) - 5*T(n,3)+T(n,i + 2))
+ dt*kappa*(Th-T(n,2)) + 0.25*C^2*(T(n, IMAX)-T(n,2 )-T(n,3) + T(n, 4));

        T(n+1,IMAX-1) = T(n, IMAX-1)+ 0.25*C*(T(n, IMAX-2) + 3*T(n, IMAX-1) -
5*T(n,IMAX)+T(n,2)) + 0.25*C^2*(T(n, IMAX-2)-T(n,IMAX-1 )-T(n,IMAX) + T(n,
2));

        T(n+1,IMAX) = T(n, IMAX)+ 0.25*C*(T(n, IMAX-1) + 3*T(n, IMAX) -
5*T(n,2)+T(n,3)) + 0.25*C^2*(T(n, IMAX-1)-T(n,IMAX )-T(n,2) + T(n, 3));
        T(n+1,NX2) = T(n+1,2);
        T(n+1,1) = T(n+1,IMAX);
    end
end

    TS(n) = T(n+1,NS);
    TF(n) = T(n+1,NF);
end

if saveok == 1;
qq = q(1:end-1);
MATC = [tiempo(1:end-1); qq;TS;TF; ff];
fileid = fopen([nombrefile '.txt'],'w');
fprintf(fileid; '%g %g %g %g %g\n',MATC);
fclose(fileid)
end

disp('%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%')
disp('% Statistics')
disp(' ')
toc;
disp(['alpha = ' num2str(alpha)])
disp(['epsilon = ' num2str(epsilon)])
disp(['q0 = ' num2str(q0*1e5)])
disp(['End time = ' num2str(tiempo(end))])
disp('%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%')

```

```
subplot(1,2,1);plot(tiempo,q*1e5,'-', 'linewidth',2); grid on;
xlabel('Tiempo (s)', 'FontSize',12);
title('Caudal adimensional x 10^5', 'FontSize',12);set(gca, 'fontsize',12)
subplot(1,2,2);plot(q*1e5,T(:,NS), '-'); grid on;
xlabel('Caudal Adimensional x10^5', 'FontSize',12); title('Temperatura
fuente ', 'FontSize',12);
set(gca, 'fontsize',12)
if saveok == 1;
saveas(gcf, [nombrefile '.fig']);
saveas(gcf, [nombrefile '.jpg']);
end
```

Apéndice 2

Entrada de datos para determinar la caída de presión de un canal en ebullición

```
% single channel pressure drop calcution
% inlet flow and outlet pressure known
clear all
clc
close all

% constants
pi = 4*atan(1);
g = 9.80665; %gravity acceleration m/s^2
nograv = 0;

ki = 23;
ke = 5;

% Main geometrical data
D0 = 1.24*10^-2; %m
A = pi*D0^2/4; %m^2
L = 3.66;
NN = 21; % number of cells
DZN = L/(NN);
VEC = [0:DZN:L];
VECL = VEC(1:end-1)+DZN/2;

% Main physical data
pset = 70e5; %pressure Pa
rhof =df(pset);
rhog = dg(pset);
vf = 1/rhof;
vg = 1/rhog;
vfg = vg-vf;
hfg = hg(pset)-hf(pset); %J/kg
hff = hf(pset);

QP = 500e3/L; % potencia lineal
PO = QP*ones(1,NN); %vector de potencia lineal
Ti = 100;
wtv = [0.04:0.04:.6];

for k = 1:length(wtv);
dpt = zeros(1,NN);
dpg = zeros(1,NN);
dpf = zeros(1,NN);
xe = zeros(1,NN);
alpha = zeros(1,NN);
```

```

h = hfsub(pset,Ti).*ones(1,NN);
K = zeros(1,NN);
K(2)= ki;
K(NN-1)= ke;
temp = Ti.*ones(1,NN);
h_(1) = h(1);
p_ = pset.*ones(1,NN);
pt = pset*ones(1,NN);
absp = 100;
sinb = 1;
wt = wtv(k);
xe(1) = (h_(1) - hff)/hfg;

while absp > 10;

for i = 2:NN;
    h(i) = h(i-1) + PO(i-1)*DZN/wt;
    h_(i) = (h(i-1)+h(i))/2;

    if h_(i) <= hg(pt(i));
        xe(i) = (h_(i) - hff)/hfg;
    else
        xe(i) = 1;
    end

    if xe(i) >= 0 && xe(i)<1;
        UGS = xe(i)* wt/A/dg(pt(i));
        ULS = (1-xe(i))* wt/A/df(pt(i));
        C=1.2;
        Ud = 0.35*sqrt(g*D0);
        UM = UGS+ULS;
        UG = C*UM+Ud;
        alpha(i) = UGS/(C*(ULS+UGS)+Ud);
        rho = alpha(i)*dg(pt(i))+(1-alpha(i))*df(pt(i));
        rho_old = alpha(i)*dg(pt(i-1))+(1-alpha(i-1))*df(pt(i-1));
        Re = (ULS+UGS)*D0*rho/viscf(pt(i));
        f = 0.316/Re^0.25;
        temp(i) = tsat(pt(i));
        Xtt = (viscf(pt(i))/viscg(pt(i)))^0.2*((1-
xe(i))/xe(i))^1.8*dg(pt(i))/df(pt(i));
        phi2 = 1+1.2*xe(i)^.824*(df(pt(i))/dg(pt(i))-1);

        dpt(i) = rho*g*DZN*sinb + 0.5* phi2*(K(i)+f*DZN/D0)*wt^2/A^2/df(pt(i))+
wt^2/A^2*(1/rho-1/rho_old);
        elseif xe(i)<=0;
            alpha(i) = 0;
            absT = 1;
            h0 = hfsub(pt(i),temp(i-1));
            T0 = temp(i);
            % single phase liquid

            while absT > 0.01 ;

                Tp = PO(i)*DZN/wt/cpfsb(pt(i),T0) + temp(i-1);
                if Tp > tsat(pt(i));
                    Tp = tsat(pt(i)) - 20;
                    temp(i) = tsat(pt(i));
                end

                h_(i) = hfsub(pt(i),Tp);

```

```

    absT = abs(Tp-T0);
    T0 = Tp;
    temp(i) = T0;
    rhon = dfsb(pt(i),temp(i));
    velf(i) = wt/A/rhon;
    Re = velf(i)*D0*rhon/viscf(pt(i));
    f = 0.316/Re^0.25;
    dpt(i) = rhon*g*DZN*sinb + 0.5* (K(i)+f*DZN/D0)*wt^2/A^2/rhon ;
    end
    elseif xe(i)>=1;
        xe(i) = 1;
        %fase de vapor
        alpha(i) = 1;
        absT = 1;
        h0 = hgsub(pt(i),temp(i-1));
        T0 = temp(i);

        while absT > 0.01 ;

            Tp = PO(i)*DZN/wt/cpgsub(pt(i),T0) + temp(i-1);
            h_(i) = hgsub(pt(i),Tp);
            absT = abs(Tp-T0);
            T0 = Tp;
            %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
            temp(i) = T0;
            rhon = 1/vgsup(pt(i),temp(i));
            velf(i) = wt/A/rhon;

            Re = velf(i)*D0*rhon/viscg(pt(i));
            f = 0.316/Re^0.25;
            dpt(i) = rhon*g*DZN*sinb + 0.5* (K(i)+f*DZN/D0)*wt^2/A^2/rhon;
            end
        end

        p_(i) = p_(i-1) - dpt(i);
        pt(i) = (p_(i-1)+p_(i))/2;
        rhog = dg(pt(i));
        rhof = df(pt(i));
        hff = hf(pt(i));
        hfg = hg(pt(i))-hff;
    end

    DP = p_(NN) - pset;
    p_old = p_(1);
    p_(1:NN) = p_(1:NN) - DP;

    for j =1 : NN-1;
        pt(j) = (p_(j)+p_(j+1))/2;
    end
    absp= abs(p_(1)-p_old);
    end

    pin(k) = p_(1);
    disp(['mass flow rate (kg/s): ' num2str(wt)])
end

```

Apéndice 3

Mapa de estabilidad de 2 canales en paralelo

```
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% Este programa calcula el mapa de estabilidad
% para dos canales en paralelo sin gravedad
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
clear all
close all
clc

% constants
pi = 4*atan(1);
g = 9.80665; %gravity acceleration m/s^2
ki = 23;
ke = 10;
mt = 0.2;
nograv = 0;
% Main geometrical data
D0 = 1.24*10^-2; %m
A = pi*D0^2/4; %m^2
L = 3.66;
% Main physical data
p = 70e5; %pressure Pa
rhof = 739.86;
rhog = 36.6;
vf = 1/rhof;
vg = 1/rhog;
vfg = vg-vf;
hfg = 1503.9e3; %J/kg
Tsat = 285.86; %C saturation temperature
hf = 1267.2e3;
mu = 9.46e-5;
f = 0.02;
Nfr = f*L/2/D0; kim = ki/Nfr; kem = ke/Nfr;
Fo = mt^2/4/A^2/rhof^2/g/L;
% varibales: x, Np y Ns
%j = Np
%k = Ns
w = [0.1:.2:1];
Ns = linspace(1,20,200);
Np = linspace(1,20,200);
ND = size(Ns,2); % número de puntos
DPT = zeros(ND,ND);
DPg1 = zeros(ND,ND);
DPf1 = zeros(ND,ND);
ZB1 = zeros(ND,ND);
rhoe1 = zeros(ND,ND);
xexit1 = zeros(ND,ND);
k = 1;
N = 2;
h = 1e-4;
x1 = 1/2;
x2 = x1-h;
x3 = x1+h;
%x = x2; % primer calculo w0-2h
```

```

%y = 1-x;
x = x2; % primer calculo w0-2h
y = (1-k*x)/(N-k);
for j = 1:length(Np);
    for k = 1:length(Ns);
        rhoIn = 739.72+28.93754*Ns(k)-0.85982*Ns(k)^2;
        if Np(j)>=Ns(k)*x;
            rhoel(j,k) = rhof/(1+Np(j)/x-Ns(k));
            ZB1(j,k) = x*Ns(k)*L/Np(j);
        else
            rhoInm = (rhof+rhoIn)/2;
            rhoel(j,k) = rhoInm;
            ZB1(j,k) = L;
        end
        if Np(j)>=Ns(k)*y;
            rhoe2(j,k) = rhof/(1+Np(j)/y-Ns(k));
            ZB2(j,k) = y*Ns(k)*L/Np(j);
        else
            rhoInm = (rhof+rhoIn)/2;
            rhoe2(j,k) = rhoInm;
            ZB2(j,k) = L;
        end
        if Np(j)>=Ns(k)*x;
            if nograv == 1;
                DPg1(j,k) = 0;
            else
                rhoInm = (rhof+rhoIn)/2;
                DPg1(j,k) = rhoInm*g*ZB1(j,k)+ rhoel(j,k)*g*(L-ZB1(j,k));
            end
            DPf1(j,k) = ki*mt^2*x^2/2/A^2/rhoIn +
            ke*mt^2*x^2/2/A^2/rhoel(j,k) + (f/2/D0)*mt^2*x^2/A^2*(ZB1(j,k)/rhof+ (L-
            ZB1(j,k))/rhoel(j,k));
        else
            if nograv == 1;
                DPg1(j,k) = 0;
            else
                rhoInm = (rhof+rhoIn)/2;
                DPg1(j,k) = rhoInm*g*L;
            end
            DPf1(j,k) = ki*mt^2*x^2/2/A^2/rhoIn + ke*mt^2*x^2/2/A^2/rhof +
            (f*L/2/D0)*mt^2*x^2/2/A^2/rhof;
        end
        if Np(j)>=Ns(k)*y;
            if nograv == 1;
                DPg2(j,k) = 0;
            else
                rhoInm = (rhof+rhoIn)/2;
                DPg2(j,k) = rhoInm*g*ZB2(j,k)+ rhoe2(j,k)*g*(L-ZB2(j,k));
            end
            DPf2(j,k) = ki*mt^2*y^2/2/A^2/rhoIn +
            ke*mt^2*y^2/2/A^2/rhoe2(j,k) + (f/2/D0)*mt^2*y^2/A^2*(ZB2(j,k)/rhof + (L-
            ZB2(j,k))/(rhoe2(j,k)));
        else
            if nograv == 1;
                DPg2(j,k) = 0;
            else
                rhoInm = (rhof+rhoIn)/2;
                DPg2(j,k) = rhoInm*g*L;
            end
            DPf2(j,k) = ki*mt^2*y^2/2/A^2/rhoIn + ke*mt^2*y^2/2/A^2/rhof +
            (f*L/2/D0)*mt^2*y^2/2/A^2/rhof;
        end
    end
end

```

```

        end
    end
end
DPT2 = k^2*(DPf1+DPg1)-(N-k)^2*(DPg2+DPf2);
% segundo calculo w0-h
%x = x3; % primer calculo w0-2h
%y = 1-x;
x = x3; % primer calculo w0-2h
y = (1-k*x)/(N-k);

DPg1 = zeros(ND,ND);
DPf1 = zeros(ND,ND);
DPg2 = zeros(ND,ND);
DPf2 = zeros(ND,ND);
for j = 1:length(Np);
    for k = 1:length(Ns);
        rhoin = 739.72+28.93754*Ns(k)-0.85982*Ns(k)^2;
        if Np(j)>=Ns(k)*x;
            rhoel(j,k) = rhof/(1+Np(j)/x-Ns(k));
            ZB1(j,k) = x*Ns(k)*L/Np(j);
        else
            rhoinm = (rhof+rhoin)/2;
            rhoel(j,k) = rhoinm;
            ZB1(j,k) = L;
        end
        if Np(j)>=Ns(k)*y;
            rhoe2(j,k) = rhof/(1+Np(j)/y-Ns(k));
            ZB2(j,k) = y*Ns(k)*L/Np(j);
        else
            rhoinm = (rhof+rhoin)/2;
            rhoe2(j,k) = rhoinm;
            ZB2(j,k) = L;
        end
        if Np(j)>=Ns(k)*x;
            if nograv == 1;
                DPg1(j,k) = 0;
            else
                rhoinm = (rhof+rhoin)/2;
                DPg1(j,k) = rhoinm*g*ZB1(j,k) + rhoel(j,k)*g*(L-ZB1(j,k));
            end
            DPf1(j,k) = ki*mt^2*x^2/2/A^2/rhoin +
            ke*mt^2*x^2/2/A^2/rhoe1(j,k) + (f/2/D0)*mt^2*x^2/A^2*(ZB1(j,k)/rhof+ (L-
            ZB1(j,k))/rhoel(j,k));
        else
            if nograv == 1;
                DPg1(j,k) = 0;
            else
                % DPg1(j,k) = rhof*g*L ;
                rhoinm = (rhof+rhoin)/2;
                DPg1(j,k) = rhoinm*g*L;
            end
            DPf1(j,k) = ki*mt^2*x^2/2/A^2/rhof + ke*mt^2*x^2/2/A^2/rhof +
            (f*L/2/D0)*mt^2*x^2/2/A^2/rhof;
        end
        if Np(j)>=Ns(k)*y;
            if nograv == 1;
                DPg2(j,k) = 0;
            else
                rhoinm = (rhof+rhoin)/2;
                DPg2(j,k) = rhoinm*g*ZB2(j,k) + rhoe2(j,k)*g*(L-ZB2(j,k));
            end
        end
    end
end

```

```

        DPf2(j,k) = ki*mt^2*y^2/2/A^2/rhoin +
ke*mt^2*y^2/2/A^2/rhoe2(j,k) + (f/2/D0)*mt^2*y^2/A^2*(ZB2(j,k)/rhof + (L-
ZB2(j,k))/(rhoe2(j,k)));
    else
        if nograv == 1;
            DPg2(j,k) = 0;
        else
            rhoinm = (rhof+rhoin)/2;
            DPg2(j,k) = rhoinm*g*L ;
        end
        DPf2(j,k) = ki*mt^2*y^2/2/A^2/rhoin + ke*mt^2*y^2/2/A^2/rhof +
(f*L/2/D0)*mt^2*y^2/2/A^2/rhof;
    end
end
end
DPT3 = k^2*(DPf1+DPg1)-(N-k)^2*(DPg2+DPf2);
DDPT = (DPT3-DPT2)/(x3-x2);
contourf(Np,Ns,DDPT',[0 .01],'linewidth',2); grid on;
colormap copper
hold on;
legend('Instability area', 'x_e = 0 & x_e = 1')
xlabel('N_{pM}','FontSize',18)
ylabel('N_s','FontSize',18)
set(gca,'FontSize',18)
hold off
saveas(gcf, 'boiling_4pipes_2f','fig');
saveas(gcf, 'boiling_4pipes_2f','jpg');
DDPT2 = DDPT';

```

Apéndice 4

Criterio de estabilidad de Routh-Hurwitz

Sea un polinomio de la forma:

$$P(x) = a_0x^n + a_1x^{n-1} + \dots + a_{n-1}x + a_n$$

donde los coeficientes a_j ($j \geq 0$) son positivos, reales y constantes. Se definen las matrices de Hurwitz H_j como:

$$H_1 = (a_1); H_2 = \begin{pmatrix} a_1 & 1 \\ a_3 & a_2 \end{pmatrix}; H_3 = \begin{pmatrix} a_1 & 1 & 0 \\ a_3 & a_2 & a_1 \\ a_5 & a_4 & a_3 \end{pmatrix};$$

con

$$H_n = \begin{pmatrix} a_1 & 1 & 0 & 0 & \dots & 0 \\ a_3 & a_2 & a_1 & 1 & \dots & 0 \\ a_5 & a_4 & a_3 & a_2 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & a_n \end{pmatrix}$$

Todas las raíces del polinomio tienen una parte real negativa si sólo si el determinante de la matriz H_n es positivo.