



**INSTITUTO POLITÉCNICO NACIONAL**

---

---

ESCUELA SUPERIOR DE FÍSICA Y MATEMÁTICAS

**MODELO TERMOHIDRÁULICO  
EN RÉGIMEN DE TRANSITORIO  
DE UN REACTOR SBWR**

TESIS PRESENTADA ANTE EL COLEGIO DE PROFESORES  
DE LA SECCIÓN DE GRADUADOS  
DE LA ESCUELA SUPERIOR DE FÍSICA Y MATEMÁTICAS  
DEL INSTITUTO POLITÉCNICO NACIONAL,  
PARA SATISFACER, EN PARTE, LOS REQUISITOS NECESARIOS  
PARA LA OBTENCIÓN DEL GRADO DE:

**MAESTRÍA EN CIENCIAS  
(INGENIERÍA NUCLEAR)**

**POR:**

**MARÍA ANGÉLICA JUÁREZ SÁNCHEZ**

**DIRECTORES DE TESIS:  
DR. GILBERTO ESPINOSA PAREDES  
M. EN C. CARLOS FILIO LÓPEZ**



MÉXICO, D. F.

FEBRERO 2011





# INSTITUTO POLITÉCNICO NACIONAL

## SECRETARIA DE INVESTIGACIÓN Y POSGRADO

### ACTA DE REGISTRO DE TEMA DE TESIS Y DESIGNACIÓN DE DIRECTORES DE TESIS

México, D.F. a 04 de Febrero del 2011

El Colegio de Profesores de Estudios de Posgrado e Investigación de ESFM en su sesión Extraordinaria No. 09 celebrada el día 01 del mes de Julio de 2010 conoció la solicitud presentada por el(la) alumno(a):

**Juárez**

Apellido paterno

**Sánchez**

Apellido materno

**María Angélica**

Nombre (s)

Con registro:

B	0	6	0	9	8	3
---	---	---	---	---	---	---

Aspirante de: **Maestro en Ciencias en Ingeniería Nuclear**

1.- Se designa al aspirante el tema de tesis titulado:

**“Modelo termohidráulico en régimen de transitorio de un reactor SBWR”**

De manera general el tema abarcará los siguientes aspectos:

**Se anexa hoja**

2.- Se designan como Directores de Tesis a los Profesores:

**Dr. Gilberto Espinosa Paredes y M. en C. Carlos Filio López**

3.- El trabajo de investigación base para el desarrollo de la tesis será elaborado por el alumno en:  
**El Departamento de Física**

que cuenta con los recursos e infraestructura necesarios.

4.- El interesado deberá asistir a los seminarios desarrollados en el área de adscripción del trabajo desde la fecha en que se suscribe la presente hasta la aceptación de la tesis por la Comisión Revisora correspondiente:

Directores de Tesis

**Dr. Gilberto Espinosa Paredes**

Aspirante

**María Angélica Juárez Sánchez**

**M. en C. Carlos Filio López**

Presidente del Colegio

**Dr. Miguel Tufiño Velázquez**

SECRETARÍA DE EDUCACIÓN PÚBLICA  
ESTADOS UNIDOS MEXICANOS  
ESCUELA SUPERIOR DE  
FÍSICA Y MATEMÁTICAS  
I. P. N.  
SECCIÓN DE GRADUADOS



# INSTITUTO POLITÉCNICO NACIONAL SECRETARÍA DE INVESTIGACIÓN Y POSGRADO

## ACTA DE REVISIÓN DE TESIS

En la Ciudad de México, D. F., siendo las 17:00 horas del día 04 del mes de Febrero del 2011 se reunieron los miembros de la Comisión Revisora de Tesis, designada por el Colegio de Profesores de Estudios de Posgrado e Investigación de ESFM para examinar la tesis titulada:

**“Modelo termohidráulico en régimen de transitorio de un reactor SBWR”**

Presentada por el alumno:

**Juárez**

Apellido paterno

**Sánchez**

Apellido materno

**María Angélica**

Nombre(s)

Con registro:

B	0	6	0	9	8	3
---	---	---	---	---	---	---

Aspirante de: **Maestro en Ciencias en Ingeniería Nuclear**

Después de intercambiar opiniones los miembros de la Comisión manifestaron **APROBAR LA TESIS**, en virtud de que satisface los requisitos señalados por las disposiciones reglamentarias vigentes.

### LA COMISIÓN REVISORA

Directores de tesis

Dr. Gilberto Espinosa Paredes

M. en C. Carlos Filio López

Dr. Edmundo del Valle Gallegos

Dr. Arturo Fidencio Méndez Sánchez

Dr. Jesús García Ravelo

PRESIDENTE DEL COLEGIO DE PROFESORES

Dr. Miguel Tufiño Velázquez



SECRETARÍA DE EDUCACIÓN PÚBLICA  
INSTITUTO SUPERIOR DE FÍSICA Y MATEMÁTICAS  
I. P. N.  
SECCIÓN DE GRADUADOS



**INSTITUTO POLITÉCNICO NACIONAL**  
*SECRETARÍA DE INVESTIGACIÓN Y POSGRADO*

*CARTA CESIÓN DE DERECHOS*

En la Ciudad de México D. F. el día 4 del mes de Febrero del año 2011, la que suscribe María Angélica Juárez Sánchez, alumna del Programa Maestría en Ciencias en Ingeniería Nuclear con número de registro B060983, adscrita a la Escuela Superior de Física y Matemáticas, manifiesta que es autora intelectual del presente trabajo de Tesis bajo la dirección del Dr. Gilberto Espinosa Paredes y del M. en C. Carlos Filio López, y cede los derechos del trabajo intitulado Modelo Termohidráulico en Régimen de Transitorio de un Reactor SBWR, al Instituto Politécnico Nacional para la difusión, con fines académicos y de investigación.

Los usuarios de la información no deben reproducir el contenido textual, gráficas o datos del trabajo sin el permiso expreso del autor y/o director del trabajo. Este puede ser obtenido escribiendo a la siguiente dirección anjs70@yahoo.com.mx. Si el permiso se otorga, el usuario deberá dar el agradecimiento correspondiente y citar la fuente del mismo.

---

María Angélica Juárez Sánchez

## Nomenclatura

---

$g$	Aceleración debida a la gravedad
$A_{var}$	Área de la varilla
$A_{x-s}$	Área transversal de flujo
$A_v$	Área transversal ocupada por el vapor
$A_l$	Área transversal ocupada por el líquido
$B_g$	Buckling geométrico
$\Delta p_{gvd}$	Caída de presión debido a la gravedad
$\Delta p_g$	Caída de presión debido a la gravedad sin efectos del núcleo
$\Delta p_c$	Caída de presión del núcleo
$\Delta p_{acc}$	Caída de presión por aceleración
$\Delta p_{fric}$	Caída de presión por fricción
$x$	Calidad
$C_p$	Capacidad calorífica a presión constante
$C_{p_f}$	Capacidad calorífica a presión constante del líquido saturado
$K_{psn}$	Coefficiente de pérdidas por fricción de la placa soporte del núcleo
$K_{sep}$	Coefficiente de pérdidas por fricción del separador
$H_{2\phi}$	Coefficiente de transferencia de calor en dos fases
$H_{NB}$	Coefficiente de transferencia de calor en ebullición nucleada
$H_{1\phi}$	Coefficiente de transferencia de calor en una fase
$H_{fl}$	Coefficiente de transferencia de calor para flujo laminar
$H_{ft}$	Coefficiente de transferencia de calor para flujo turbulento
$H_{\infty}$	Coefficiente de transferencia de calor por convección
$H_x$	Coefficiente de transferencia de calor local por convección
$H_0$	Coefficiente medio de transferencia de calor para todo el canal
$C_i$	Concentración de núcleos de la especie $i$ que emiten neutrones retardados
$k_l$	Conductividad térmica del líquido
$k_f$	Conductividad térmica del líquido saturado
$k$	Conductividad térmica del material
$r$	Coordenada cilíndrica radial
$CRD$	Densidad de barra de control
$n$	Densidad neutrónica
$D_{var}$	Diámetro de la varilla

$D_H$	Diámetro hidráulico
$h$	Entalpía
$h_e$	Entalpía de entrada
$h_m$	Entalpía de mezcla
$h_l$	Entalpía del líquido
$h_{ld}$	Entalpía del líquido en el punto $Z_d$
$h_f$	Entalpía del líquido saturado
$h_v$	Entalpía del vapor
$h_g$	Entalpía del vapor saturado
$h_{fg}$	Entalpía o calor de vaporización
$f_{2\phi}$	Factor de fricción en dos fases
$f_{lo}$	Factor de fricción para la fase líquida
$f_{vo}$	Factor de fricción para la fase vapor
$k$	Factor de multiplicación
$F$	Factor de potencia axial
$F_{pa_j}(z)$	Factor de fracción de potencia axial
$S$	Factor de supresión para describir la nucleación
$F_t$	Factor que toma en cuenta el flujo mayor y la turbulencia, debido a la presencia de vapor
$q_r$	Flujo de calor en la dirección radial
$q''$	Flujo de calor por unidad de área
$w$	Flujo de masa por unidad de área
$w_{sep}$	Flujo másico a través del separador de vapor
$w_m$	Flujo másico de la mezcla
$w_l$	Flujo másico de líquido, por unidad de área
$w_v$	Flujo másico de vapor, por unidad de área
$w_{flash}$	Flujo másico debido a flasheo
$w_{cond}$	Flujo másico debido a condensación
$w_c$	Flujo másico en el núcleo
•	Flujo másico local
$m$	
•	Flujo másico local de condensado
$m_{cond}$	
$n(t)$	Flujo neutrónico normalizado
•	Flujo total de transferencia de calor por condensación
$q_{cond}$	
$f_m$	Fracción de energía depositada en el moderador
$q_{mj}'''$	Generación de calor volumétrico en el moderador

$Q_{ri}$	Grupos de calor residual
$L$	Longitud característica
$\Delta z$	Longitud del nodo
$L_{ps}$	Longitud del pleno superior
$L_{sep}$	Longitud del separador de vapor
$L_T$	Longitud total de la varilla del canal
$m_g$	Masa de la fase gas
$m_l$	Masa del líquido
$m_v$	Masa del vapor
$\phi_{lo}^2$	Multiplicador para la fase líquida
$\phi_{vo}^2$	Multiplicador para la fase vapor
$N_l$	Nivel de líquido en la vasija
$A$	Número de masa
$Nu$	Número de Nusselt
$Pe$	Número de Peclet
$Pr$	Número de Prandtl
$Ra$	Número de Rayleigh
$Re$	Número de Reynolds
$Re_{2\phi}$	Número de Reynolds en dos fases
$St$	Número de Stanton
$C_o$	Parámetro de distribución que relaciona la velocidad media del flujo
$X_{tt}$	Parámetro turbulento de Martinelli
$P_H$	Perímetro calentado o perímetro hidráulico
$P$	Potencia del reactor
$P_{g_j}$	Potencia generada a lo largo de la barra de combustible
$P_{f_j}$	Potencia generada por barra de combustible por nodo axial que incluye el efecto de calor residual
$P_0$	Potencia nominal
$P_G$	Potencia real generada en la barra
$P_t$	Potencia térmica total
$P$	Presión
$Z_d$	Punto en el que la fracción de vacíos empieza a aparecer de manera significativa
$Z_{eq}$	Punto en el que se alcanza equilibrio termodinámico y ambas fases son saturadas
$r_0$	Punto central del combustible
$r_{cl}$	Radio hasta el encamisado
$T$	Temperatura absoluta
$T_h$	Temperatura en la superficie en contacto con el fluido

$T_{ref}$	Temperatura de referencia
$T_{sat}$	Temperatura de saturación
$T_s$	Temperatura de la superficie de la placa
$T_f$	Temperatura del combustible
$T_{cl}$	Temperatura del encamisado
$T_c$	Temperatura del fluido lo suficientemente lejos de dicha superficie
$T_l$	Temperatura del líquido a las condiciones locales
$T_{dw}$	Temperatura del bajante de agua
$T_m$	Temperatura del moderador
$T_{vc}$	Temperatura del vapor condensado
$T_d$	Temperatura en el punto $Z_d$
$T_\infty$	Temperatura muy lejos de la superficie
$\Sigma l / A_{x-s}$	Término inercial
$l$	Tiempo de vida de los neutrones
$q_{1\phi eff}''$	Transferencia de calor efectiva en una fase
$q_{1\phi}''$	Transferencia de calor en una fase
$q_{cond}''$	Transferencia de calor por condensación, por unidad de área
$q_{eb}''$	Transferencia de calor por ebullición, por unidad de área
$q_{ff}'''$	Transferencia de calor volumétrica en el combustible
$v$	Velocidad del flujo
$u_l$	Velocidad del líquido
$u_v$	Velocidad del vapor
$V_{gj}$	Velocidad promedio de flujos relativos
$J$	Velocidad superficial
$J_l$	Velocidad superficial en la fase líquida
$J_v$	Velocidad superficial en la fase vapor
$T_{1/2}$	Vida media de cada fragmento de fisión
$CV$	Volumen de control
$V_{fj}$	Volumen del combustible en cada nodo axial
$V_f$	Volumen del combustible
$V_l$	Volumen del líquido
$V$	Volumen del nodo
$V_{mj}$	Volumen del nodo hidráulico
$V_v$	Volumen del vapor

## Letras Griegas

---

$\xi_{sub}$	Aproximación de los efectos no homogéneos
$\Gamma_b$	Carga de condensado en el fondo del canal
$\beta$	Coefficiente de expansión térmica del fluido
$D$	Coefficiente de difusión de la especie de concentración $\phi$
$\lambda$	Constante de decaimiento
$\lambda_i$	Constante de decaimiento del grupo de precursores $i$
$\tau_i$	Constante de tiempo
$\rho_m$	Densidad de la mezcla
$\rho_0$	Densidad de referencia
$\rho_{dw}$	Densidad del bajante de agua
$\rho_l$	Densidad del líquido
$\rho_f$	Densidad del líquido saturado
$\rho_g$	Densidad del vapor saturado
$\rho_v$	Densidad del vapor
$\rho_m^+$	Densidad dinámica
$\rho_{sep}$	Densidad en el separador de vapor
$\chi_f$	Energía liberada por fisión
$\tau_w$	Esfuerzo cortante en la pared
$\bar{\tau}_w$	Esfuerzo cortante en la pared promediado circunferencialmente
$\delta$	Espesor local de la película
$\phi$	Flujo de neutrones
$\beta_i$	Fracción de neutrones retardados originados en el fragmento de fisión $i$ por cada fisión
$\gamma$	Yield o rendimiento de fisión
$\gamma_i$	Fracción de producción
$\varepsilon_g$	Fracción de vacíos del gas
$\varepsilon_l$	Fracción de vacíos del líquido
$\varepsilon_v$	Fracción de vacíos del vapor
$\beta$	Fracción total de neutrones retardados
$\Gamma$	Generación volumétrica de vapor en la interfaz líquido-vapor
$\nu$	Número promedio de neutrones liberados por fisión
$\theta$	Parámetro del método de integración de variable implícita
$\pi$	pi (3.1415927)

$\phi_{nom}$	Población neutrónica nominal al 100% de potencia térmica del reactor
$\langle \lambda \rangle$	Promedio de las constantes de decaimiento
$\omega$	Razón de flujo de calor debido a la agitación del líquido y al flujo de calor para formar vapor
$\rho_{BC}$	Reactividad por barras de control
$\rho_D$	Reactividad por efecto Döppler
$\rho_{Xe}$	Reactividad por envenenamiento por Xenón
$\rho_{eg}$	Reactividad por fracción de vacío
$\rho_m$	Reactividad por temperatura del moderador
$\rho_T$	Reactividad total
$\Sigma_a$	Sección eficaz macroscópica de absorción
$\Sigma_f$	Sección eficaz macroscópica de fisión
$\sigma_a$	Sección eficaz microscópica de absorción de neutrones térmicos
$\Omega$	Solución para avanzar en la población neutrónica $n(t)$ de $t_k$ a $t_{k+1}$
$\Lambda$	Tiempo promedio entre generaciones de neutrones
$\nu$	Viscosidad cinemática
$\mu_f$	Viscosidad del líquido saturado
$\mu_g$	Viscosidad del vapor saturado
$\mu$	Viscosidad dinámica
$\nu$	Volumen específico

---

## Índice general

---

---

### Capítulo 1. Antecedentes del reactor SBWR

---

1.1	Introducción .....	1
1.2	Desarrollo histórico del SBWR.....	2
1.2.1	Costos competitivos de generación de potencia.....	2
1.2.2	Simplificación de los sistemas de seguridad .....	2
1.2.3	Tecnología existente.....	2
1.2.4	Reducción del tiempo de construcción.....	2
1.2.5	Planta de baja potencia .....	3
1.3	Desarrollo del SBWR y enfoque del diseño.....	4

---

### Capítulo 2. Descripción del reactor SBWR

---

2.1	Introducción .....	5
2.2	Descripción física del sistema.....	6
2.2.1	Densidad del núcleo a baja potencia y circulación natural.....	7
2.2.2	Características generales de diseño .....	7
2.2.3	Control de reactividad .....	8
2.2.4	Sistema de la turbina .....	8
2.2.5	Vasija del reactor.....	9
2.2.6	Características de seguridad .....	9
2.2.7	Respuesta de emergencia pasiva .....	9
2.2.8	Sistema de Enfriamiento Manejado por Gravedad (ECCS) .....	10
2.2.9	Condensadores de aislamiento .....	10
2.2.10	Sistema de Enfriamiento Pasivo de la Contención (PCCS) .....	11
2.3	Sistema de circulación natural del SBWR .....	12

---

### Capítulo 3. Convección natural – Aproximación de Boussinesq

---

3.1	Introducción .....	13
3.2	Convección natural o libre .....	13
3.3	Fuerzas de flotación.....	16

---

### Capítulo 4. Implementación del modelo de circulación natural con efectos de flotación

---

4.1	Introducción .....	19
4.2	Modelo de la cinética puntual y generación de potencia.....	19
4.2.1	Mecanismos de retroalimentación .....	25
4.2.1.1	Reactividad por efecto Döppler .....	26
4.2.1.2	Reactividad por variaciones en la fracción de vacíos .....	27
4.2.1.3	Reactividad debido a cambios en la temperatura del moderador.....	27
4.2.1.4	Reactividad por barras de control, debido a movimiento parcial o inserción total de barras (SCRAM del reactor) .....	28
4.2.1.5	Reactividad debido a envenenamiento por Xenón.....	28
4.2.1.5.1	Formación .....	29
4.2.1.5.2	Desaparición.....	30
4.2.1.5.3	Ecuaciones.....	30
4.2.1.5.4	Solución numérica.....	31
4.2.1.5.5	Reactividad por Xenón.....	31
4.2.2	Método de solución para el modelo de la cinética puntual.....	32
4.2.3	Generación de potencia en el reactor .....	34
4.3	Modelo de Transferencia de calor en el combustible .....	37
4.3.1	Consideraciones generales.....	37
4.3.2	Análisis del modelo .....	37
4.3.3	Solución numérica .....	39
4.3.3.1	Solución para nodos internos .....	41
4.3.3.2	Solución para nodos frontera .....	43
4.3.4	Datos de diseño para el ensamble de combustible del SBWR .....	44

---

4.3.4.1	Cálculo de parámetros importantes para el ensamble de combustible .....	45
4.4	Coeficientes de transferencia de calor.....	47
4.4.1	Introducción .....	47
4.4.2	Transmisión de calor en régimen bifásico.....	49
4.4.3	Coeficientes de transferencia de calor y correlaciones.....	50
4.4.3.1	Convección en la fase líquida (Región I).....	51
4.4.3.2	Ebullición nucleada (Región II).....	52
4.5	Modelo de la termohidráulica del núcleo.....	54
4.5.1	Termohidráulica del flujo monofásico (Región 0) .....	56
4.5.1.1	Ecuación de conservación de energía .....	56
4.5.1.2	Ecuación de conservación de masa.....	56
4.5.2	Termohidráulica del flujo bifásico (Región 1 y 2) .....	57
4.5.2.1	Ecuación de conservación de masa.....	57
4.5.2.2	Ecuación de conservación de energía .....	60
4.5.2.3	Generación de vapor en la región de ebullición subenfriada.....	60
4.5.2.3.1	Flujo de calor por ebullición ( $q_{eb}''$ ) .....	61
4.5.2.3.2	Entalpía del líquido en el punto $Z_d$ , ( $h_{ld}$ ) .....	61
4.5.2.3.3	Flujo de calor por condensación, $q_{cond}''$ .....	63
4.5.2.3.4	Entalpía del líquido subenfriado .....	66
4.5.2.4	Generación de vapor en la región de ebullición nucleada .....	67
4.5.2.5	Entalpía promedio y temperatura del refrigerante-moderador.....	68
4.5.2.5.1	Temperatura del líquido subenfriado .....	69
4.5.2.5.2	Temperatura de saturación .....	69
4.5.2.5.3	Temperatura del vapor sobrecalentado .....	70
4.6	Modelo del domo de la vasija .....	70
4.7	Lazos de circulación natural.....	72
4.7.1	Gradiente de presión en el núcleo .....	72
4.7.1.1	Gradiente de presión por aceleración.....	74
4.7.1.2	Gradiente de presión por fricción .....	74
4.7.1.3	Gradiente de presión por gravedad – Fuerzas de flotación.....	76
4.7.2	Gradiente de presión debido a gravedad, sin efectos en el núcleo .....	77

---

## **Capítulo 5. Análisis de los resultados obtenidos en la simulación**

---

5.1	Introducción .....	79
5.2	Comportamiento del núcleo en estado estacionario .....	80
5.3	Comportamiento del núcleo en estado transitorio (SCRAM Manual) .....	92
5.3.1	Análisis en el dominio del tiempo .....	92
5.3.2	Análisis de la potencia respecto a otras variables.....	102

---

## **Capítulo 6. Conclusiones y recomendaciones para trabajo futuro**

---

6.1	Conclusiones .....	111
6.2	Recomendaciones para trabajos futuros .....	112

---

## **Referencias**

---

Referencias .....	113
-------------------	-----

---

## **Apéndice A**

---

Datos de planta y parámetros empleados en la simulación .....	117
---	-----

---

## **Apéndice B**

---

Carta de aceptación .....	131
Paper aceptado por Journal Energy Sources .....	133

---

---

## Índice de figuras

---

Figura 2.1	Vista interior del edificio del reactor de un SBWR.....	5
Figura 2.2	Diagrama esquemático de la vasija del reactor SBWR .....	6
Figura 2.3	Turbina simplificada del SBWR.....	8
Figura 2.4	Sistema de ECCS del SBWR manejado por gravedad .....	10
Figura 2.5	Aislamiento del reactor.....	11
Figura 2.6	Enfriamiento pasivo de la contención.....	11
Figura 2.7	Trayectorias de flujo del SBWR.....	12
Figura 3.1	Distribución de temperaturas de un fluido durante la convección natural .....	13
Figura 3.2	Perfiles de temperatura y velocidad en una placa caliente, la velocidad es una función cúbica de la distancia .....	14
Figura 4.1	Esquema simple de una reacción de fisión .....	20
Figura 4.2	Porción del esquema de decaimiento para $A = 135$ .....	30
Figura 4.3	Elemento combustible .....	38
Figura 4.4	Discretización del modelo de conducción multinodal .....	39
Figura 4.5	Elemento combustible nodalizado .....	40
Figura 4.6	Caída de temperaturas a través del elemento combustible .....	40
Figura 4.7	Nodalización utilizada en la mitad del volumen de control y la frontera próxima .....	41
Figura 4.8	Celda de combustible del SBWR, ensamble 10 x 10 .....	45
Figura 4.9	Ensamble de combustible con detalle del área de flujo .....	45
Figura 4.10	Patrones de flujo y regiones de transferencia de calor.....	48
Figura 4.11	Modos de transferencia de calor y correlaciones.....	50
Figura 4.12	Diagrama esquemático de un canal promedio .....	54
Figura 4.13	Perfil de vacío de acuerdo a la región del canal.....	55
Figura 4.14	Diagrama esquemático de un nodo para flujo monofásico.....	56
Figura 4.15	Nodo bifásico.....	57

Figura 4.16	Condiciones de desviación de la burbuja como función del número de Peclet.....	63
Figura 5.1	Distribución axial del factor de potencia .....	81
Figura 5.2	Distribución axial de la densidad de mezcla.....	81
Figura 5.3	Distribución axial de la fracción de vacíos .....	82
Figura 5.4	Distribución de temperaturas de la varilla de combustible (sin Boussinesq).....	84
Figura 5.5	Distribución de temperaturas de la varilla de combustible (con Boussinesq).....	84
Figura 5.6	Diferencia de la variación de la distribución de temperaturas de la varilla de combustible.....	85
Figura 5.7	Distribución axial de la entalpía del líquido .....	86
Figura 5.8	Distribución axial de la entalpía de mezcla.....	87
Figura 5.9	Distribución axial del coeficiente de transferencia de calor .....	88
Figura 5.10	Distribución axial de la velocidad superficial para la fase gas .....	88
Figura 5.11	Distribución axial de la velocidad superficial para la fase líquida.....	89
Figura 5.12	Comportamiento de la potencia neutrónica durante la inserción manual de las barras de control.....	92
Figura 5.13	Comportamiento del flujo de vapor durante la inserción manual de las barras de control .....	93
Figura 5.14	Comportamiento del flujo másico en el núcleo durante la inserción manual de las barras de control.....	94
Figura 5.15	Comportamiento de la variación del nivel de agua en la vasija del reactor durante la inserción manual de las barras de control .....	95
Figura 5.16	Comportamiento del flujo de agua de alimentación durante la inserción manual de las barras de control.....	95
Figura 5.17	Comportamiento del flujo de calor durante la inserción manual de las barras de control .....	96
Figura 5.18	Comportamiento de la temperatura promedio del combustible en el núcleo durante la inserción manual de las barras de control.....	97
Figura 5.19	Comportamiento de la temperatura promedio del moderador durante la inserción manual de las barras de control .....	97
Figura 5.20	Comportamiento de la fracción de vacíos promedio durante la inserción manual de las barras de control.....	98

Figura 5.21	Cambio de presión en el domo de la vasija del reactor durante la inserción manual de las barras de control.....	98
Figura 5.22	Comportamiento de la reactividad, sin Boussinesq durante la inserción manual de las barras de control.....	99
Figura 5.23	Comportamiento de la reactividad, con Boussinesq durante la inserción manual de las barras de control.....	99
Figura 5.24	Diferencia de los mecanismos de retroalimentación usando la aproximación de Boussinesq .....	101
Figura 5.25	Relación entre la potencia neutrónica y el flujo de vapor durante la inserción manual de las barras de control.....	102
Figura 5.26	Relación entre la potencia neutrónica y el flujo de agua de alimentación durante la inserción manual de las barras de control .....	103
Figura 5.27	Relación entre la potencia neutrónica y la diferencia de nivel de la vasija.....	104
Figura 5.28	Relación entre la potencia neutrónica y la temperatura promedio del moderador.....	105
Figura 5.29	Relación entre la potencia neutrónica y la temperatura promedio del combustible.....	106
Figura 5.30	Relación entre la potencia neutrónica y el flujo másico en el núcleo .....	106
Figura 5.31	Relación entre la potencia neutrónica y el flujo de calor.....	107
Figura 5.32	Relación entre la potencia neutrónica y la fracción de vacíos promedio.....	108
Figura 5.33	Relación entre la potencia neutrónica y la diferencia de presión de la vasija.....	109

---

## Índice de tablas

---

Tabla 2.1	Características del SBWR .....	7
Tabla 4.1	Datos sobre precursores de neutrones retardados.....	21
Tabla 4.2	Factores de distribución de potencia axial para 12 nodos .....	35
Tabla 4.3	Constantes de los grupos de calor residual.....	36
Tabla 4.4	Características de algunos combustibles estándar para BWR.....	44
Tabla 5.1	Parámetros nominales para el SBWR .....	80
Tabla 5.2	Diferencia de la variación de la distribución de temperaturas de la varilla de combustible .....	85
Tabla 5.3	Diferencia de la distribución axial de la entalpía de mezcla usando la aproximación de Boussinesq .....	87
Tabla 5.4	Mecanismos de retroalimentación (reactividad) en estado estacionario .....	90
Tabla 5.5	Comportamiento en estado estacionario de los parámetros nucleares del NC-BWR .....	91

# Resumen

En este trabajo se presenta el análisis del comportamiento en estado estacionario y en estado transitorio, de un reactor SBWR (Simplified Boiler Water Reactor). Debido a que la principal característica de este tipo de reactores avanzados, es su sistema de circulación natural como medio para extraer el calor del núcleo, se estudian los efectos de flotación considerando una y dos fases del flujo refrigerante, sobre las principales variables del reactor, tales como potencia neutrónica, flujo másico en el núcleo, presión y nivel.

Para realizar este estudio se derivó, implementó (en computadora), y analizó un modelo de convección natural de flujos y presiones, de circulación natural del refrigerante moderador que entra al núcleo, considerando la fuerza motriz térmica usando la aproximación de Boussinesq.

El modelo desarrollado en esta tesis se implementó en el código numérico de Espinosa-Paredes y Nuñez-Carrera (2008), el cual incluye un modelo termohidráulico (TH) unidimensional de 5 ecuaciones tipo flujos relativos, un modelo unidimensional de conducción en el combustible (8 nodos radiales por cada nodo axial), un modelo puntual de la cinética neutrónica con seis grupos de precursores de neutrones retardados y efectos de retroalimentación (Döppler, fracción de vacíos, xenón, barras de control y temperatura de moderador), modelo de presión y nivel de agua en la vasija, lógica del sistema protección del reactor, controles de presión y nivel, así como modelos simplificados de agua de alimentación y líneas de vapor.

Los resultados obtenidos de la simulación en estado estacionario muestran que los efectos de flotación en dos fases son importantes en el diseño de los reactores del tipo BWR avanzados (SBWR, ESBWR), debido a que los parámetros nucleares y termohidráulicos como son la potencia, la fracción de vacíos, el flujo de calor, la temperatura del combustible, las velocidades superficiales de las fases, por mencionar algunos, son apreciablemente influenciados por este fenómeno físico. Por ejemplo la potencia neutrónica experimentó un incremento del 5.26% y el flujo másico en el núcleo 1.24%.

En condiciones transitorias se analizó un SCRAM manual, donde los resultados indican que los efectos de flotación en dos fases son mayores que los de una fase. Esto se pudo inferir del apagado del reactor, ya que conforme el refrigerante moderador va quedando en una sola fase (líquido), la fracción de vacíos se nulifica, y por consiguiente el resto de los parámetros se ven afectados.

## Abstract

This thesis presents the analysis of behavior in steady state and transient state of a reactor SBWR (Simplified Boiler Water Reactor). Because the main characteristic of this type of advanced reactor, is the natural circulation system as a means to extract heat from the core, studied the flotation effects, considering one and two phases of the coolant flow, on the main reactor variables, such as neutron power, mass flow in the core, pressure and level.

To perform this study was derived, implemented (in computer), and analyzed a model of natural convection flows and pressures, of natural circulation of coolant moderator entering the core, considering the thermal driving force using the Boussinesq approximation.

Model developed in this thesis was implemented in the Espinosa-Paredes and Nuñez-Carrera (2008) numerical code's, which includes an one-dimensional thermal-hydraulic model (TH) of 5 equations, drift flow approach, an one-dimensional model of conduction in the fuel (8 radial nodes per axial node), a point reactor kinetics model with six groups of delayed neutrons precursors and feedback effects (Döppler, voids fraction, xenon, control rods and moderator temperature), model of pressure and water level in the vessel, logic reactor protection system, pressure and level controls, as well as simplified models of feedwater and steam lines.

The results obtained of the simulation in steady-state show that the buoyancy effects in two phases are important in the design of reactors advanced type BWR (SBWR, ESBWR), because the nuclear and thermal-hydraulic parameters such as the power, the fraction of voids, the heat flow, fuel temperature, the surface velocities of the phases, to name a few, are significantly influenced by this physical phenomenon. For example, the neutronic power experienced an increase of 5.26% and the mass flow in the core, 1.24%.

Transient conditions were analyzed using a manual SCRAM, where the results indicate that the effects of buoyancy in two phases are higher than those of a single phase. This could be inferred from the reactor shutdown, because as the coolant moderator is staying in a single phase (liquid), the voids fraction is nullified, and therefore the other parameters are affected.

# Capítulo 1

## Antecedentes del reactor SBWR<sup>1</sup>

### 1.1 Introducción

Los primeros Reactores de Agua en Ebullición (BWR, por sus siglas en inglés) tenían potencias relativamente bajas [1], desde unas pocas decenas a unos cientos de MWe, y eran relativamente simples en su diseño; por ejemplo, fueron diseñados para proporcionar el flujo refrigerante en el núcleo por convección natural. Durante los últimos treinta años las potencias se incrementaron, incluso sobrepasando los 1000 MWe, debido a ello aumentó la complejidad en el diseño.

A medida que se fue ganando experiencia en la operación de los primeros reactores de agua en ebullición y en el conocimiento de los principios fundamentales para su control, se fue logrando que el concepto BWR se diseñara para potencias mucho más altas. La búsqueda de potencias superiores, claro, sin omitir los ahorros económicos, llevó a la implementación de la recirculación forzada como medio para proporcionar el flujo refrigerante en el núcleo.

La evolución del BWR, inclusive después de simplificar los sistemas de recirculación, culminó con el Reactor Avanzado de Agua en Ebullición (ABWR, por sus siglas en inglés), en el que los lazos de recirculación externa fueron eliminados por completo, pero cuya propiedad principal era la recirculación forzada, de hecho, hoy en día ésta última sigue siendo una característica de las grandes plantas.

Como se mencionó con anterioridad, el aumento de potencia de las centrales nucleares trajo consigo que el diseño de las mismas se hiciera más complejo, no sólo por este hecho, sino por los criterios de aceptación regulatoria que también se volvieron más estrictos. Este efecto se incrementó aún más cuando los tiempos de construcción se hicieron muy largos a causa de que las acciones del inspector de seguridad nuclear eran cada vez más estrictas, y a los cambios normativos sustanciales que podrían ocurrir durante la construcción de las plantas, retardando aún más la construcción y elevando con ello los costos de éstas.

A finales de los 70s, el crecimiento de la potencia eléctrica generada por medios nucleares, disminuyó sustancialmente y la proyección de su crecimiento llegó a ser menos y menos segura. Esto, combinado con el accidente en 1979 en la Isla de las Tres Millas y los consecuentes cambios de regulación y la reducción de la confianza pública, terminaron esencialmente con los pedidos para nuevas instalaciones, dando lugar a la cancelación de muchos pedidos ya existentes. Por estas razones, se pensó en la posibilidad de contar con una planta de energía nuclear más pequeña, sencilla y segura, con la que la población pudiera satisfacer sus necesidades primarias de energía eléctrica. En la década de los 80s se reconoció que algunos diseños, entonces disponibles, podrían no satisfacer esta necesidad.

---

<sup>1</sup> Reactor de Agua en Ebullición Simplificado (SBWR, de sus siglas en inglés)

## **1.2 Desarrollo histórico del Reactor SBWR**

En respuesta a la necesidad del mercado futuro de poder disponer de energía eléctrica, General Electric (GE), inicia esfuerzos en 1982 para identificar una alternativa para los nuevos diseños de las plantas actuales. De este modo, se realiza una revisión de varios reactores avanzados de agua ligera, buscando nuevos conceptos y considerando algunos de los principios fundamentales del diseño de GE en la evolución de los primeros BWRs. Como un resultado de esta revisión, se identificaron los siguientes puntos básicos para el desarrollo del nuevo producto.

### ***1.2.1 Costos competitivos de generación de potencia***

Los costos de generación deben ser competitivos comparados con el promedio de una planta de carbón vegetal; mínimo se deben igualar a los costos de generación de carbón. En tal caso, bajo estas condiciones, se aceptaría el nuevo producto para diversificar la fuente de potencia. La planta también sería atractiva en regiones donde el precio del carbón es relativamente alto. Es indudable que lo mejor sería que los costos de generación estuvieran por debajo del costo del carbón.

### ***1.2.2 Simplificación de los sistemas de seguridad***

Los sistemas de seguridad de la planta deben ser más simples que aquéllos utilizados en los diseños actuales. Por ejemplo, los beneficios económicos y de concesión de licencias podrían lograrse si el grado de seguridad de diversos componentes como son las bombas de enfriamiento del núcleo, generadores diesel, auxiliares de apoyo, y estructuras pudieran ser eliminados.

### ***1.2.3 Tecnología existente***

El diseño debe incluir el uso de la tecnología existente. En la medida en que la tecnología utilizada en las primeras centrales nucleares o en otras industrias pueda ser adoptada, es posible conseguir una mayor confianza en el nuevo diseño y evitar los riesgos y costos asociados con los principales programas de desarrollo.

### ***1.2.4 Reducción del tiempo de construcción***

El tiempo de construcción debe ser más corto que el invertido con las plantas más grandes. La mayoría de los costos asociados con las plantas que actualmente se están entregando, están relacionados con períodos de construcción largos. El capital es congelado por largos períodos y hay más tiempo o cambios de regulación durante la construcción.

### ***1.2.5 Planta de baja potencia***

Con base a los estudios anteriores, se estimó que una planta de baja potencia, es capaz de proporcionar servicios públicos con la opción de un menor costo, a pesar de que los costos unitarios pudieran ser mayores, y que al ser ésta de menor potencia que las actuales, es más simple en su diseño.

En respuesta a estos objetivos, General Electric desarrolló el concepto del diseño inicial del SBWR, el cual se basó en elevar la piscina de supresión del BWR a un lugar por encima de la vasija del reactor para permitir que el proceso de refrigeración del núcleo sea manejado por gravedad. El concepto que ha ido evolucionando, se ha ilustrado en varios documentos técnicos por Duncan y Sawyer titulados "Capitalizing on BWR Simplicity at Lower Power Ratings".

A finales de 1985, el Electric Power Research Institute (EPRI) selecciona a GE (asociado con Bechtel y MIT), para seguir desarrollando su proyecto del reactor simplificado. El esfuerzo se completó sustancialmente en abril de 1986 y sirvió de base para desarrollar el tema con más detalle durante los siguientes tres años.

A principios de 1986 el Departamento de Energía de los Estados Unidos (DOE) seleccionó a GE (asociado con Bechtel y MIT), para llevar a cabo varias pruebas y diseñar programas de desarrollo en apoyo del concepto del reactor simplificado. El trabajo en este contrato se inició en agosto de 1986 y duró aproximadamente tres años, haciéndose pruebas para confirmar las características y el funcionamiento del sistema de refrigeración del núcleo manejado por gravedad y de un sistema inyector de vapor; junto con el diseño y prueba de un prototipo de válvula de despresurización. También se llevaron a cabo trabajos de ingeniería en el diseño de la contención avanzada y en un plan de construcción, contando con una amplia modularización.

Luego de esto, se desarrollaron estudios sobre el diseño conceptual del reactor, la turbina, la seguridad, la contención y detalles relacionados al arreglo estructural de la planta; llevándose a cabo un estudio sobre costos preliminares y evaluaciones de licenciamiento, concluyendo que el concepto general de la planta resulta viable y atractivo.

Los cálculos de costos preliminares son alentadores, y se espera sea posible hacer nuevas reducciones de costos. En resumen, el potencial del concepto GE ha sido confirmado y se están empezando las primeras pruebas de simulación y el trabajo de desarrollo.

El próximo reto en la evolución del mismo, es el desarrollo de los sistemas y estructuras de la planta con más detalle, e identificar nuevos sectores en que puedan reducirse los costos, mejorando la simplificación.

### 1.3 Desarrollo del SBWR y enfoque del diseño

Dentro de las simplificaciones propuestas por GE, está la incorporación de sistemas pasivos que emplean la circulación natural como modelo de energía. Dentro de los reactores que usan este concepto, se encuentran el Reactor de Agua en Ebullición Simplificado [2] y el Reactor Económico y Simplificado de Agua en Ebullición (ESBWR, por sus siglas en inglés) [3]. De acuerdo al fabricante, este nuevo diseño de reactores trabaja con circulación natural proporcionando una simplificación sobre los anteriores BWRs.

Con base a estudios, se encontró que el concepto de circulación natural es buen candidato para convertirse en la nueva tecnología del reactor, ya que debido a que la extracción de calor del núcleo se lleva a cabo por la circulación natural del refrigerante moderador; se eliminan las bombas de recirculación y sus motores asociados, intercambiadores de calor, instalación de tubos, válvulas, y sistemas de soporte eléctrico que existen con la circulación forzada, eliminando turbulencia de flujo por variación en el comportamiento de las bombas.

Para compensar la pérdida de las bombas de recirculación, se acopla una chimenea sobre el núcleo del reactor, no sólo para darle mayor estabilidad al reactor, sino para que el ciclo de circulación natural alcance la altura precisa lográndose el peso suficiente y se tenga la fuerza necesaria para desplazar todo el fluido a través del ánulo del bajante de agua, hasta el fondo del núcleo.

El concepto del diseño del reactor nuclear, basado en la circulación del flujo refrigerante por convección natural para extraer el calor del núcleo debido al calor de decaimiento del combustible después de un paro, no es nuevo en reactores típicos basados en circulación forzada, ya que usan el mismo concepto de convección natural para extraer el calor de decaimiento cuando la circulación forzada se pierde.

Entre las ventajas de los diseños que trabajan con convección libre están la simplificación de la operación, disponibilidad de planta más alta, 20% de reducción en el costo de operación y mantenimiento, y la reducción de dosis al personal debido a la eliminación del mantenimiento a las bombas de recirculación.

La circulación por convección natural del refrigerante en el sistema del reactor se usa de forma extensa en todos los conceptos del reactor, y muchos de estos usos son innovadores [4]. Debido a que se trata de una idea inédita, es necesario desarrollar y analizar la base de diseño, adaptar y validar códigos numéricos de computadora para elaborar los análisis de seguridad de centrales con esta nueva tecnología.

Debido a la anterior, en este trabajo se desarrolla el concepto de un reactor SBWR, el cual es el primero de una nueva generación de centrales nucleares equipadas con tecnología avanzada y características que elevan los niveles de seguridad de la planta mejorando notablemente la competitividad económica de esta forma de generación.

## Capítulo 2

### Descripción del reactor SBWR

#### 2.1 Introducción

Un Reactor de Agua en Ebullición Simplificado, SBWR, es básicamente un típico reactor BWR, sin embargo, al ser del tipo circulación natural, tiene diferencias muy importantes como son: 1) no contiene lazos de recirculación ni bombas de impulso, 2) la longitud del núcleo es aproximadamente un metro más pequeño, y 3) el pleno superior o chimenea es mucho más largo que el convencional.

En la Figura 2.1 se muestra la vista interior del edificio del reactor SBWR [1], en el que destaca la vasija del reactor. En las siguientes secciones se presenta con más detalle algunas características.

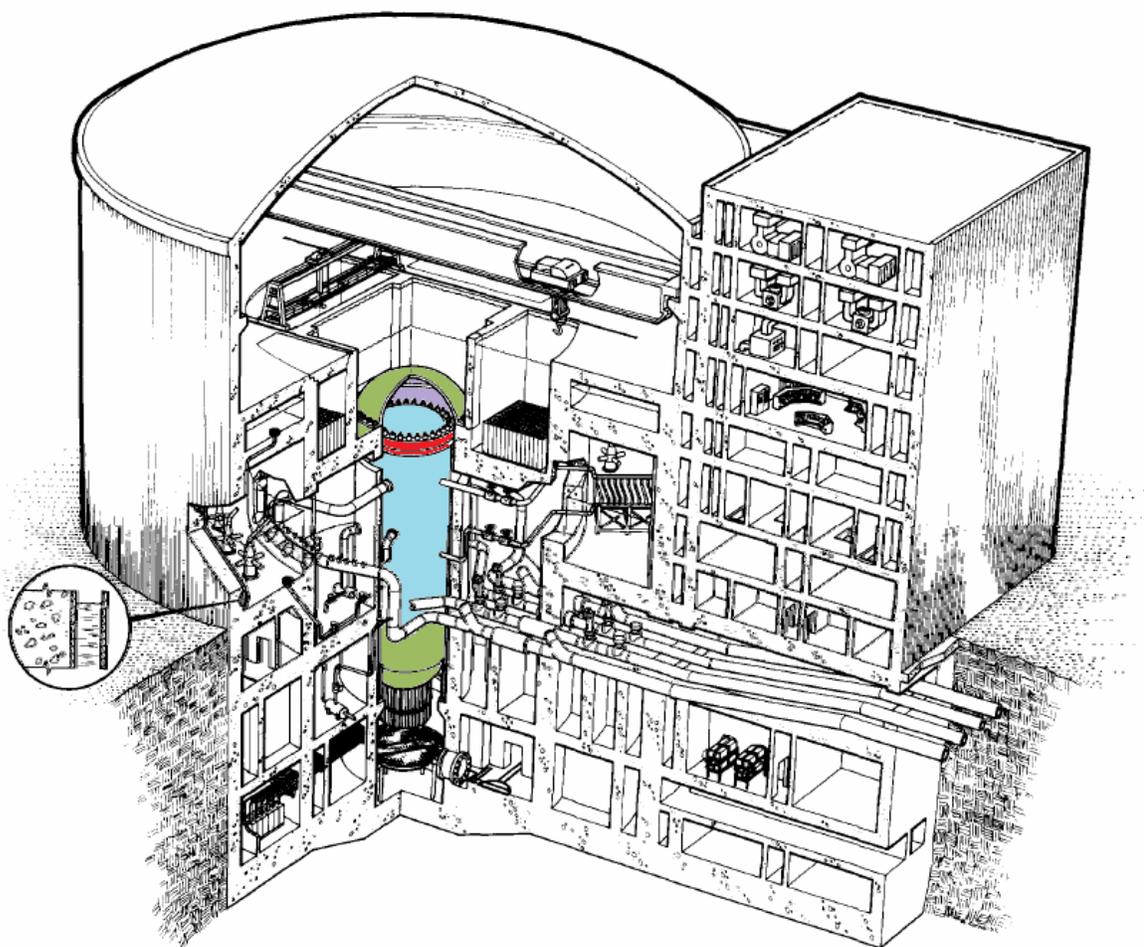
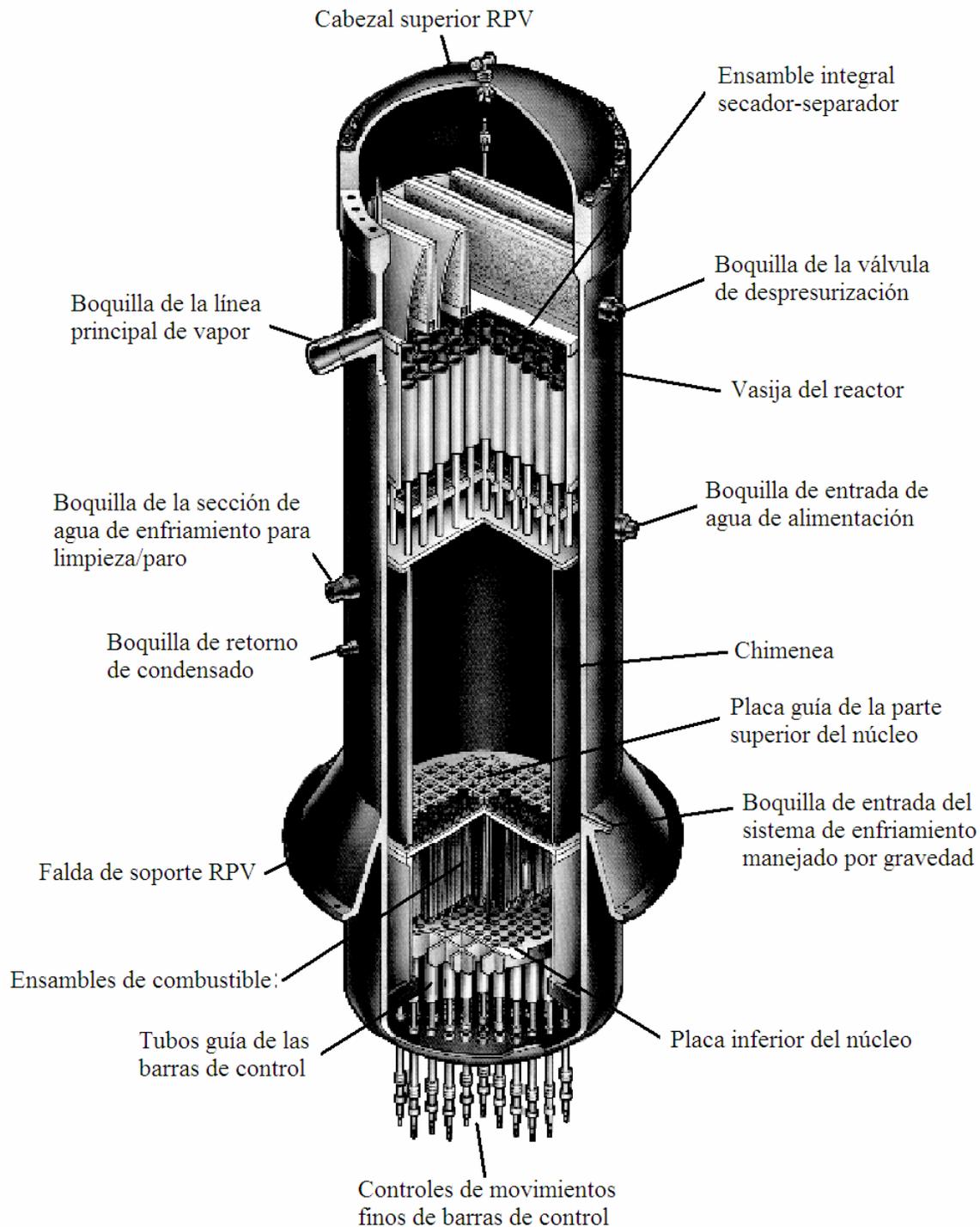


Figura 2.1 Vista interior del edificio del reactor de un SBWR

## 2.2 Descripción física del sistema

Las partes principales que componen la vasija del reactor SBWR se ilustran en la Figura 2.2 [5]:



**Figura 2.2 Diagrama esquemático de la vasija del reactor SBWR**

### 2.2.1 Densidad del núcleo a baja potencia y circulación natural

El Reactor Simplificado de Agua en Ebullición, SBWR [1,6], tiene como característica principal, su operación por circulación natural como medio para proporcionar el flujo refrigerante a través del reactor. Comparando la opción de circulación forzada, la circulación natural del SBWR ofrece costos de 7-15% ciclos de combustible más bajos, un número reducido de transitorios durante la operación, y un margen térmico mayor para los transitorios que se espera pudieran ocurrir.

Por ejemplo, la relación del margen de potencia mínima crítica (MCPR) aumenta con respecto al nivel actual de los BWR, el cual es del 10%, a cerca del 35% para el SBWR. Además en este diseño, la eliminación de los lazos de recirculación, bombas, y controles necesarios para la circulación forzada, se simplifican sustancialmente. A continuación se listan las principales características del núcleo del SBWR.

- El SBWR puede usar cualquier combustible para BWRs estándar.
- Ensamblados de combustible de 8x8, 9x9 ó 10x10.
- Longitud activa del combustible 2.743 m.
- Diámetro del núcleo 5.2 m.
- Encamisado de Zircaloy-2.
- Diseñado para densidades de potencia baja, 41.5 kW/l contra 51 kW/l del ABWR<sup>1</sup>.

### 2.2.2 Características generales de diseño

En la Tabla 2.1 se presentan las características de diseño [7] del reactor SBWR. En esta tabla se puede observar que se trata de un reactor clasificado de mediano ya que su potencia térmica es de 1800 MWt.

**Tabla 2.1 Características del SBWR [8]**

Diseñado por:	General Electric
Potencia Térmica:	1800 MWt
Circulación Natural:	sin bombas de recirculación
Combustible:	para BWR estándar
Tiempo de Operación:	24 meses
Tiempo de Paro por Recarga:	45 días/tiempo de operación

<sup>1</sup> La baja densidad de potencia y la ventaja de costos del ciclo del combustible, ha dado un gran margen de estabilidad termohidráulica.

### 2.2.3 Control de reactividad

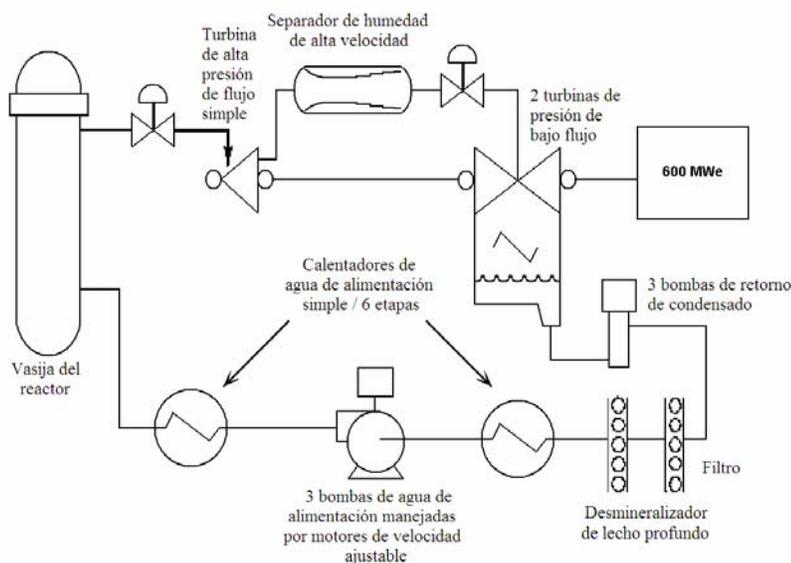
La reactividad es un mecanismo de retroalimentación que debe ser controlado en el reactor, por lo que el reactor SBWR incluye los siguientes aditamentos [7]:

- Veneno quemable ( $Gd_2O_3$ ).
- Varillas de control.
  - ◆ Varillas de control cruciformes de  $B_4C$  (177).
  - ◆ Controlado electro/hidráulicamente.
    - Dispositivos de control de movimientos finos de la varilla.
    - Permite un mejor control cuando durante la operación normal, es operado eléctricamente, e hidráulicamente durante un SCRAM (Safety Control Rod Axe Man).
    - Respecto a los actuales BWR estos carecen de un sistema de control de flujo a la entrada del núcleo, esto representa uno de los principales retos en este tipo de tecnologías.

### 2.2.4 Sistema de la turbina

En la Figura 2.3 se presenta un diagrama esquemático del ciclo de vapor o balance de planta, donde se puede observar que es prácticamente el mismo que el del típico BWR. Los principales componentes y características del conjunto son:

- Una turbina simple de alta presión, seguida de dos turbinas de baja presión.
- Tasa máxima = 600 MWe.
- Velocidad = 1800 rev/min.



**Figura 2.3 Turbina simplificada del SBWR**

### **2.2.5 Vasija del reactor**

Para que la circulación natural se lleve a cabo correctamente en el SBWR, se hacen las siguientes modificaciones de diseño a la vasija del reactor [7].

- El domo de vapor es más ancho en la parte superior (7 m) para aumentar el inventario de H<sub>2</sub>O.
- Es más pequeño en el fondo (6 m) para reducir el volumen de H<sub>2</sub>O necesario.
- Usa separadores de vapor estándar.
- Los secadores de vapor están fijos en el anillo que rodea la parte superior del domo, lo que simplifica las recargas de combustible.

### **2.2.6 Características de seguridad**

Parte importante es la preservación del núcleo, por lo que la rápida respuesta de los sistemas de seguridad ante cualquier transitorio que pudiera presentarse debe ser totalmente eficiente y confiable; para ello se implementan las siguientes características.

- Respuesta pasiva de emergencia.
- Sistema de Enfriamiento Manejado por Gravedad (GDCS).
- Sistema Pasivo de Enfriamiento de la Contención (PCCS).
- Contención de la supresión de presión, de concreto reforzado cilíndrico.

### **2.2.7 Respuesta de emergencia pasiva**

El sistema pasivo de aire de circulación natural es usado para proporcionar un ambiente habitable para los operadores de la sala de control. Esta característica, combinada con el sistema pasivo de enfriamiento del núcleo manejado por gravedad y el sistema pasivo de enfriamiento de la contención, permiten que el grado de emergencia por seguridad de los generadores diesel sea eliminado del concepto SBWR.

El espacio necesario para la construcción de un complejo de control, es menos de la mitad de la requerida que en los diseños convencionales debido a la avanzada interfase hombre-máquina incorporada, así como el uso de una planta a escala, el sistema de multiplexado inteligente, y un amplio uso del microprocesador estándar, basado en el control y módulos de instrumentación. Las características de seguridad pasiva están diseñadas para:

- Desarrollar sus funciones de diseño indefinidamente.
- Sistema simplificado (4 SRVs para el SBWR contra 20 para los actuales BWR).

### 2.2.8 Sistema de Enfriamiento Manejado por Gravedad (ECCS)

En la Figura 2.4 se presenta el sistema de emergencia de enfriamiento del núcleo el cual es también un sistema pasivo ya que el agua de enfriamiento de emergencia es controlada por gravedad. Este sistema proporciona un enfoque simple para el enfriamiento de emergencia del núcleo, eliminando la necesidad de bombas o diesel, ya que al requerir más agua en la vasija del reactor para cubrir el núcleo, se tiene una presurización adicional y el reactor puede ser despresurizado a presiones muy bajas; de este modo, el flujo de la piscina de supresión elevada (GDCS), el cual también es manejado por gravedad, puede mantener el núcleo cubierto.

El agua adicional también proporciona otros beneficios tales como reducir las tasas de presión para transitorios y subsecuentemente más tiempo antes de que el núcleo quede descubierto en escenarios de falla múltiple.

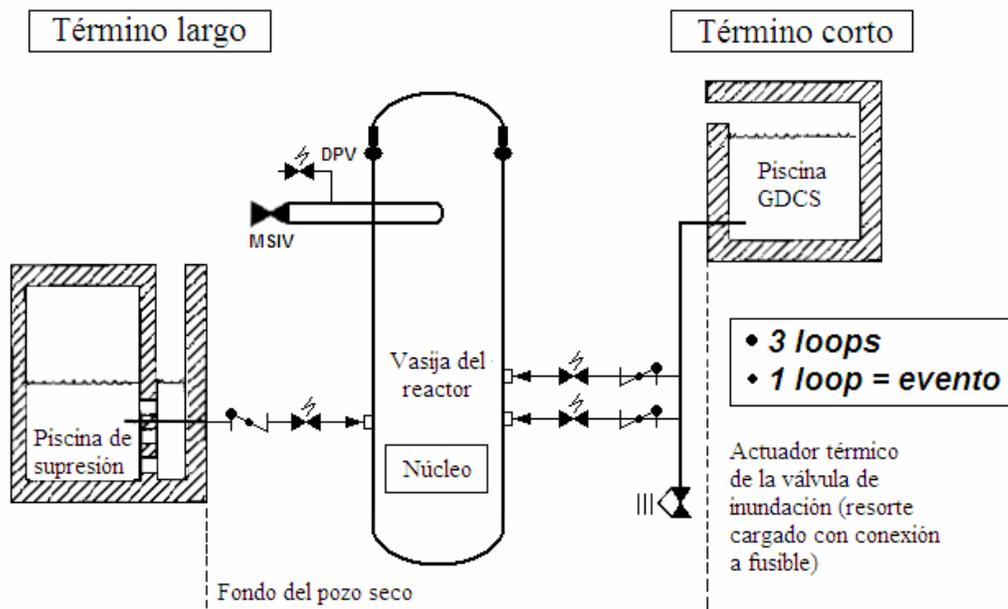


Figura 2.4 Sistema de ECCS del SBWR manejado por gravedad

### 2.2.9 Condensadores de aislamiento

El condensador de aislamiento es colocado en la parte elevada de la piscina de supresión, Figura 2.5 [9]. Éste es empleado en muchos de los diseños anteriores del BWR.

Cuando la vasija del reactor se aísla del condensador de la turbina, los controles del condensador de aislamiento presurizan automáticamente el reactor, sin la necesidad de eliminar fluido de la vasija del reactor. De este modo, las válvulas de alivio por seguridad del BWR convencional, que abren y cierran para descargar el vapor de la vasija del reactor a la piscina de supresión, no son necesarias en el concepto del SBWR.

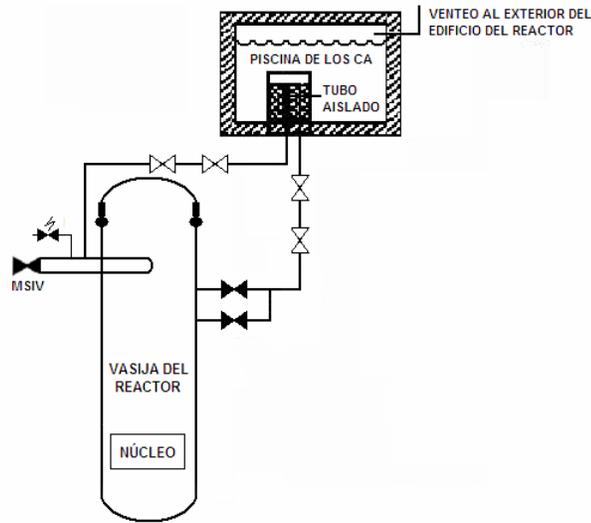


Figura 2.5 Aislamiento del reactor

### 2.2.10 Sistema de Enfriamiento Pasivo de la Contención (PCCS)

El sistema pasivo de enfriamiento de la contención (PCCS), mostrado en la Figura 2.6, en el cual la pared de la piscina de supresión es enfriada por flujo de agua en circulación natural, dispone de 3 días de capacidad pasiva de enfriamiento para la contención, durante un LOCA. Las bombas activas o el diesel no son necesarios para proporcionar la remoción de calor. Además de los 3 días, el agua de reposición es todo lo que se necesita para continuar las funciones pasivas de enfriamiento. Por lo tanto, para mantener la integridad de la contención no es necesario el enfriamiento de la misma [9].

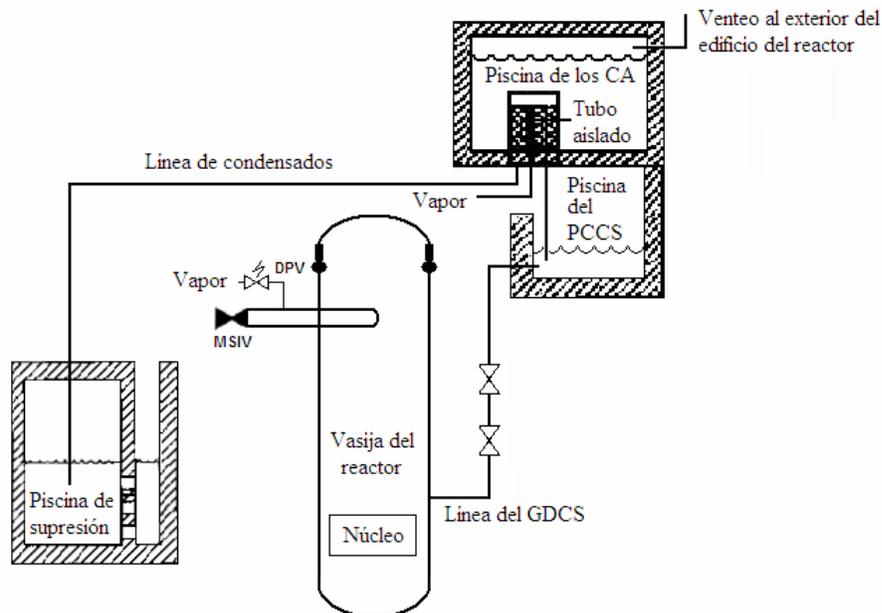


Figura 2.6 Enfriamiento pasivo de la contención

## 2.3 Sistema de circulación natural del SBWR

La configuración del SBWR y las trayectorias del flujo se ilustran en la Figura 2.7. La diferencia de densidad del flujo refrigerante dentro de la vasija del reactor ocasiona que éste transite en una trayectoria circular natural, extrayendo con ello el calor del núcleo [8].

La circulación natural comienza en la pieza anular entre la cubierta del núcleo y la pared de la vasija. El flujo del núcleo se toma de la vasija y se descarga dentro del pleno inferior del núcleo. El agua refrigerante pasa a lo largo de las barras de combustible individual dentro del canal del combustible donde experimenta un cambio de fase (de líquido a gas) y llega a ser una mezcla de agua y vapor.

Este flujo en dos fases, generado en el núcleo, toma la dirección hacia arriba a través del separador de vapor axial, donde parte de la humedad es separada del vapor. Por un lado, el vapor continúa a través de secadores para perder el resto de la humedad que trae consigo, y fluye directamente hacia fuera a través de líneas de vapor, pasando por la turbina de alta presión, por el separador de humedad de alta velocidad, y las dos turbinas de presión de bajo flujo, para luego generar electricidad; el flujo condensante que surge en las dos turbinas de presión de bajo flujo, se regresa a través de las tres bombas de retorno de condensado, y entra a los intercambiadores de calor para precalentar el agua de reposición, luego, ambos flujos entran a la vasija del reactor. Por otro lado, el agua que se extrajo del flujo, en el separador de vapor dentro de la vasija del reactor, baja por la periferia de la misma y se mezcla con el flujo de alimentación principal entrante de la turbina.

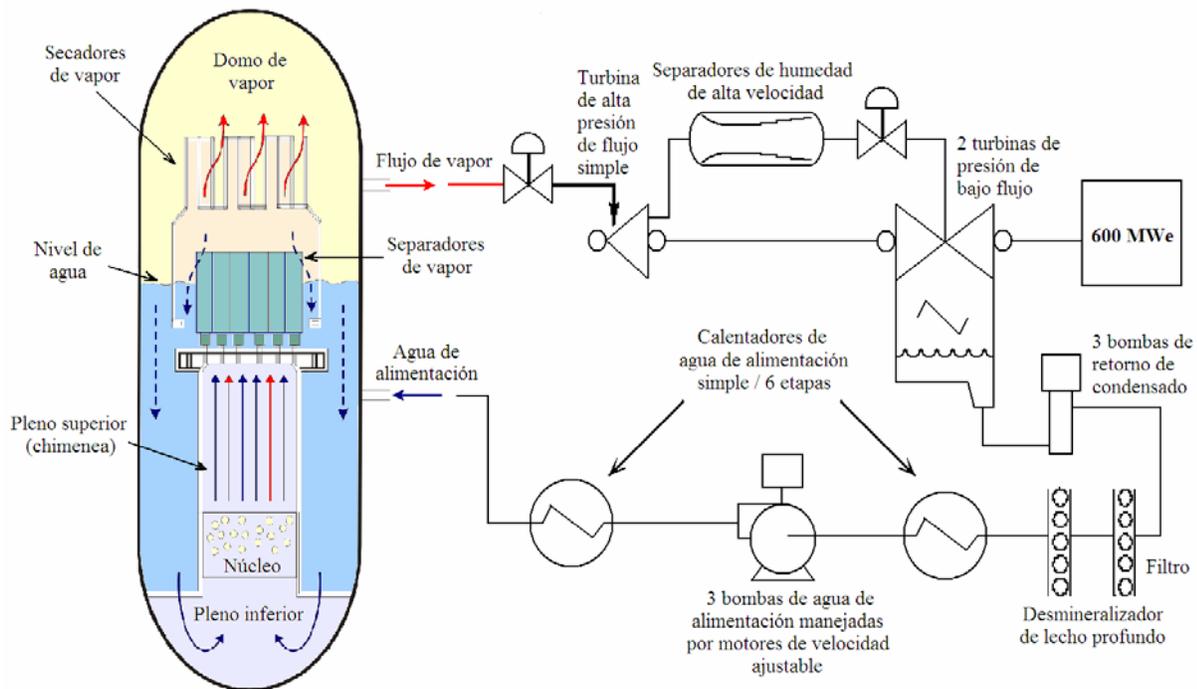


Figura 2.7 Trayectorias de flujo del SBWR

## Capítulo 3

### Convección natural – Aproximación de Boussinesq

#### 3.1 Introducción

Debido a que el Reactor Simplificado de Agua en Ebullición, SBWR, tiene como principal característica su operación por convección natural como medio para proporcionar el flujo refrigerante al núcleo del mismo, se dedica el presente capítulo al entendimiento de este fenómeno, para el cual se propone como solución, la aproximación de Boussinesq.

#### 3.2 Convección natural o libre

La convección es una de las formas más usuales de transferencia de calor y masa [10], y se caracteriza porque se produce por medio de un fluido (aire, agua) que transporta el calor entre zonas con diferentes temperaturas. La convección se produce únicamente por medio de materiales fluidos. Es decir, cuando el fluido cede calor sus moléculas se desaceleran, por lo cual su temperatura disminuye y su densidad aumenta siendo atraídas sus moléculas por la gravedad de la tierra. Cuando el fluido absorbe calor sus moléculas se aceleran, por lo cual su temperatura aumenta y su densidad disminuye haciéndolo más liviano. De este modo el fluido más frío tiende a bajar y ocupa el nivel más bajo de la vertical, y el fluido más caliente es desplazado al nivel más alto, creándose así el ciclo de convección natural.

Lo que se llama convección en sí, es el transporte de calor por medio de las corrientes ascendente y descendente del fluido. En la Figura 3.1 se puede apreciar el cambio de temperaturas que sufre el fluido durante la convección natural.

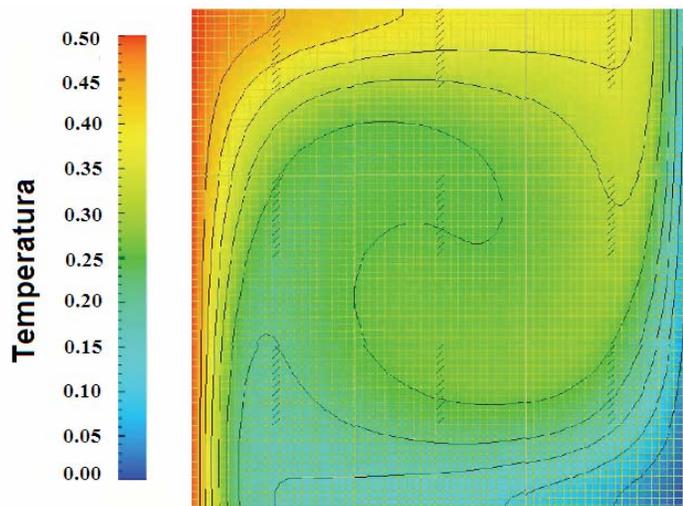


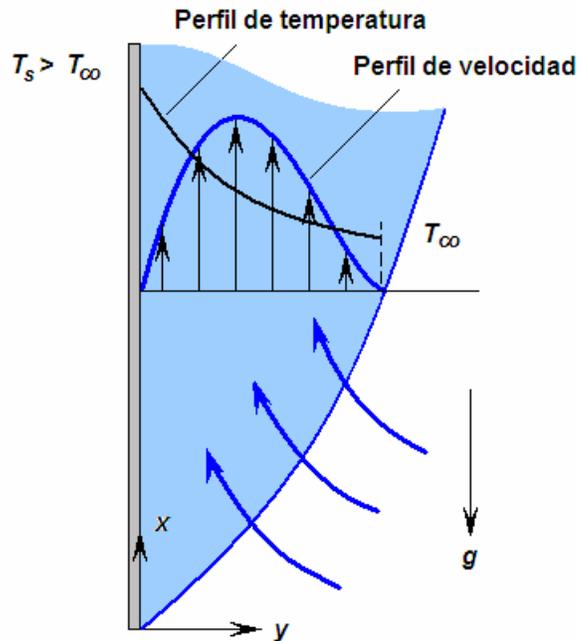
Figura 3.1 Distribución de temperaturas de un fluido durante la convección natural

Como puede apreciarse en dicha figura, la variación de la temperatura se representa a través de colores, donde las temperaturas menores corresponden al color azul, y las mayores, al color rojo.

Por otro lado, las líneas de contorno delimitan las regiones con igual temperatura (misma densidad), mostrando que durante el ciclo de convección natural el fluido se separa en capas, las cuales al intercambiar calor unas con otras varían su densidad, generando vórtices o corrientes, que es la que ocasiona el fenómeno de convección natural.

La transferencia de calor por convección depende de las propiedades del fluido, de la superficie en contacto con el fluido y del tipo de flujo. Entre las propiedades del fluido se encuentran: la viscosidad dinámica,  $\mu$ ; la conductividad térmica,  $\kappa$ ; y la densidad,  $\rho$ . De hecho, también se podría considerar que depende de la viscosidad cinemática,  $\nu$ , puesto que  $\nu = \mu/\rho$ .

Entre las propiedades de la superficie que intervienen en la convección están la geometría y la rugosidad. El tipo de flujo, laminar o turbulento, también influye en la velocidad de transferencia de calor por convección [11]; la variación de ésta última se muestra en la Figura 3.2.



**Figura 3.2 Perfiles de temperatura y velocidad en una placa caliente, la velocidad es una función cúbica de la distancia**

En la Figura 3.2 se muestra como ejemplo, una placa vertical cuya superficie es calentada, incrementándose su temperatura creándose así las corrientes convectivas. En la misma figura,  $T_s$  es la temperatura de la superficie de la placa,  $T_\infty$  es la temperatura muy lejos de la superficie, y  $g$  es la aceleración debida a la gravedad.

Regresando al punto, la velocidad de transferencia de calor a través de un fluido es mucho mayor por convección que por conducción. Cuanto mayor es la velocidad del fluido mayor es la velocidad de transferencia de calor. En cualquier caso, la velocidad de transferencia de calor por convección siempre es proporcional a la diferencia de temperatura entre la superficie y el fluido. Este hecho se modela matemáticamente por medio de la Ley de Enfriamiento de Newton,

$$\frac{dq}{dt} = hA_{x-s}(T_h - T_c), \quad (3.1)$$

donde  $h$  es el coeficiente de película o coeficiente de transferencia de calor por convección,  $A_{x-s}$  es el área del cuerpo en contacto con el fluido,  $T_h$  es la temperatura en la superficie en contacto con el fluido, y  $T_c$  es la temperatura del fluido lo suficientemente lejos de dicha superficie.

En la convección natural el movimiento del fluido es debido a causas naturales, como el efecto de flotación [12], el cual se manifiesta con la subida del fluido caliente y el descenso del fluido frío. Si bien se entiende que al calentar un fluido entonces inicia la convección, esto no es del todo cierto ya que la viscosidad y la difusividad térmica del fluido se oponen a la aparición de movimientos convectivos.

Para que se produzcan los movimientos convectivos, es necesario que los gradientes de temperatura sean lo suficientemente grandes para que el empuje, inducido por este gradiente de temperatura supere los efectos disipativos de la viscosidad y la difusión de calor. La relación entre estos efectos, el empuje de Arquímedes, el frenado viscoso y la difusión del calor se pueden expresar mediante un número adimensional llamado número de Rayleigh, que es el cociente entre la fuerza de empuje (desestabilizante) y la fuerza de viscosidad (estabilizante)

$$Ra = \frac{g\beta\Delta TL_c^3\mu C_p}{\nu^2\kappa}, \quad (3.2)$$

donde  $\beta$  es el coeficiente de expansión térmica del fluido,  $L$  es la longitud característica (para una placa vertical de longitud  $L$ ,  $L_c = L$ ; para un cilindro de diámetro  $D$ ,  $L_c = D$ ), y  $C_p$  es el calor específico a presión constante.

La convección se origina cuando este número sobrepasa cierto valor crítico [13]. Para el caso de un fluido confinado entre dos placas rígidas, el número crítico de Rayleigh es  $Ra = 1780$  y la longitud de onda correspondiente es del orden del doble del espesor de la capa de fluido. En el caso de un fluido calentado por la placa inferior pero con la superficie libre superior, el número crítico es de  $Ra = 1101$ .

Para modelar los efectos de flotación producidos por la convección natural, se puede aplicar la aproximación de Boussinesq [14, 15], esto cuando la diferencia de densidades de una capa de fluido a otra es pequeña en relación a la densidad media del fluido o densidad de referencia.

### 3.3 Fuerzas de flotación

Debido a la falta de bases de datos experimentales adecuados para estos nuevos diseños de reactores, que aún no están en operación, el modelado numérico del análisis de los procesos nucleares y termohidráulicos debe ser confiable, por ejemplo Shiralkar et al. (1993); Juan y Pan (1999); Lee y Pan (2005); Zio et al. (2003); Espinosa-Paredes y Núñez-Carrera (2008); He y Edwards (2008). Sin embargo, los trabajos mencionados con anterioridad no tomaron en cuenta las fuerzas de flotación en la ecuación de balance de momento. A diferencia de éstos, en este trabajo se presentan las características en estado estacionario del enfriamiento en circulación natural del núcleo en dos fases, en reactores avanzados de agua en ebullición, considerando los efectos de flotación, utilizando la aproximación de Boussinesq.

Considérese por ejemplo el caso de un fluido estratificado [16] en el que hay variaciones de densidad. La presencia de capas estratificadas introduce un gradiente de las propiedades físicas en la dirección vertical que afecta, por ejemplo, al campo de velocidades (Figura 3.2). La estratificación también permite la aparición de nuevos tipos de movimientos como diversos tipos de ondas internas y conjuntamente con los efectos de la rotación, también pueden aparecer inestabilidades en el flujo. En un fluido estratificado y en ausencia de fuerzas laterales la estratificación es vertical.

Para estudiar esta situación, es decir, las fuerzas de flotación en la ecuación de cantidad de movimiento, se considera la hipótesis de la aproximación de Boussinesq [17,18], para el caso en el que las variaciones de la densidad son despreciables excepto en el término de fuerza externa gravitacional de las ecuaciones de momento dado por  $\rho g$ , en este caso la densidad está dada por

$$\rho = \rho_0 [1 - \beta(T - T_0)], \quad (3.3)$$

donde  $\rho_0$  y  $T_0$  son la densidad y temperatura de referencia respectivamente, y  $T$  es la temperatura absoluta. Dicha expresión para la densidad es una aproximación lineal, a presión constante, de la ley de estado  $\rho = \rho(p, T)$  dada por

$$\beta = \frac{1}{v} \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_p = \frac{1}{(1/\rho)} \left( \frac{\partial (1/\rho)}{\partial T} \right)_p = -\frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p, \quad (3.4)$$

donde  $v$  es el volumen específico y  $p$  es la presión. Si el gradiente de presión del sistema se debiera exclusivamente al peso del fluido, se tendría que  $dp/dz = -\rho g$ .

Sustituyendo la Ecuación (3.3) en el gradiente de presión,

$$\left( \frac{dp}{dz} \right)_{gvd} = -\rho_0 [1 - \beta(T - T_0)] g, \quad (3.5)$$

donde el subíndice  $gvd$  indica la gravedad del sistema.

Luego, sustituyendo la Ecuación (3.4) en la Ecuación (3.5), para una  $T_0$  de referencia,

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{gvd} = -\rho_0 \left[ 1 - \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial \rho_0}{\partial T_0}\right)_p (T - T_0) \right] g. \quad (3.6)$$

Esta formulación es directa y ha sido ampliamente aplicada en sistemas de flujo de fluidos en una sola fase. No obstante, el flujo en el núcleo del SBWR es una mezcla de flujo en dos fases de líquido y vapor. Entonces las relaciones anteriores sólo aplican para un flujo en una sola fase.

En este trabajo se adopta la aproximación para flujo en dos fases de Espinosa-Paredes y colaboradores [19] para los efectos de las fuerzas de flotación basada en la aproximación de Boussinesq.

Considerando que la densidad en el núcleo,  $\rho_0$ , es la densidad de la mezcla,  $\rho_m$ , es decir,

$$\rho_0 = \rho_m = \rho_g \varepsilon_g + \rho_l \varepsilon_l, \quad (3.7)$$

donde  $\rho_g$  es la densidad del vapor saturado,  $\varepsilon_g$  es la fracción de vacíos del gas,  $\rho_l$  es la densidad del líquido, y  $\varepsilon_l$  es la fracción de vacíos del líquido.

Derivando  $\rho_0$  con respecto a  $T$ ,

$$\left(\frac{d\rho_0}{dT}\right)_p = \varepsilon_g \frac{d\rho_g}{dT} + \varepsilon_l \frac{d\rho_l}{dT} + (\rho_g - \rho_l) \frac{d\varepsilon_g}{dT}. \quad (3.8)$$

Los dos primeros términos del lado derecho de la Ecuación (3.8) se derivan de propiedades termodinámicas, el tercer término en este trabajo está aproximado por [19]

$$\left(\frac{d\varepsilon_g}{dT}\right)_p = \frac{m_g}{V} \left(\frac{d\rho_g^{-1}}{dT}\right), \quad (3.9)$$

donde  $m_g$  es la masa de la fase gas, y  $V$  es el volumen del nodo en el canal de agua.

Finalmente, el modelo propuesto en este análisis es obtenido de sustituir la Ecuación (3.8) en la Ecuación (3.6), para una  $T_0$  de referencia, la cual en el caso del reactor SBWR puede considerarse como la temperatura del moderador,  $T_m$ ; y  $T$  es la temperatura del encamisado,  $T_{cl}$ , es decir,

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{gvd} = -\rho_0 \left[ 1 - \frac{1}{\rho_0} \left( \varepsilon_g \frac{d\rho_g}{dT_0} + \varepsilon_l \frac{d\rho_l}{dT_0} + (\rho_g - \rho_l) \frac{d\varepsilon_g}{dT_0} \right)_p (T_{cl} - T_m) \right] g. \quad (3.10)$$

Para obtener la caída de presión por gravedad, incluidas las fuerzas de flotación para un fluido en dos fases, se integra la ecuación del gradiente, es decir,

$$\Delta p_{gvd} = \int_{z_{ent}}^{z_{sal}} \left( \frac{dp}{dz} \right)_{gvd} dz . \quad (3.11)$$

## Capítulo 4

### Implementación del modelo de circulación natural con efectos de flotación

#### 4.1 Introducción

El modelo de circulación natural, como medio para extraer calor del núcleo del reactor, fue implementado en el modelo numérico de Espinosa-Paredes y Núñez-Carrera [8], sin embargo, en este documento no se consideraron los efectos de las fuerzas de flotación, aún tratándose de un fenómeno de convección natural, por lo que en este trabajo se hace esta implementación.

#### 4.2 Modelo de la cinética puntual y generación de potencia

Un reactor nuclear es una instalación capaz de iniciar, mantener y controlar las reacciones de fisión en cadena, con los medios adecuados para extraer el calor generado [20]. Desde el punto de vista de la utilización de la energía nuclear, la importancia del proceso de fisión radica en dos hechos. El primero es que, en dicho proceso, se libera una gran cantidad de energía que aparece como calor generado por unidad de masa de combustible nuclear, y el segundo es que la reacción de fisión, iniciada por neutrones, origina la liberación de más neutrones.

La combinación de estas dos circunstancias es, justamente, lo que hace posible el diseño de un reactor nuclear, en el que se establece una reacción de fisión en cadena, autosustentada, con producción de energía en forma continua.

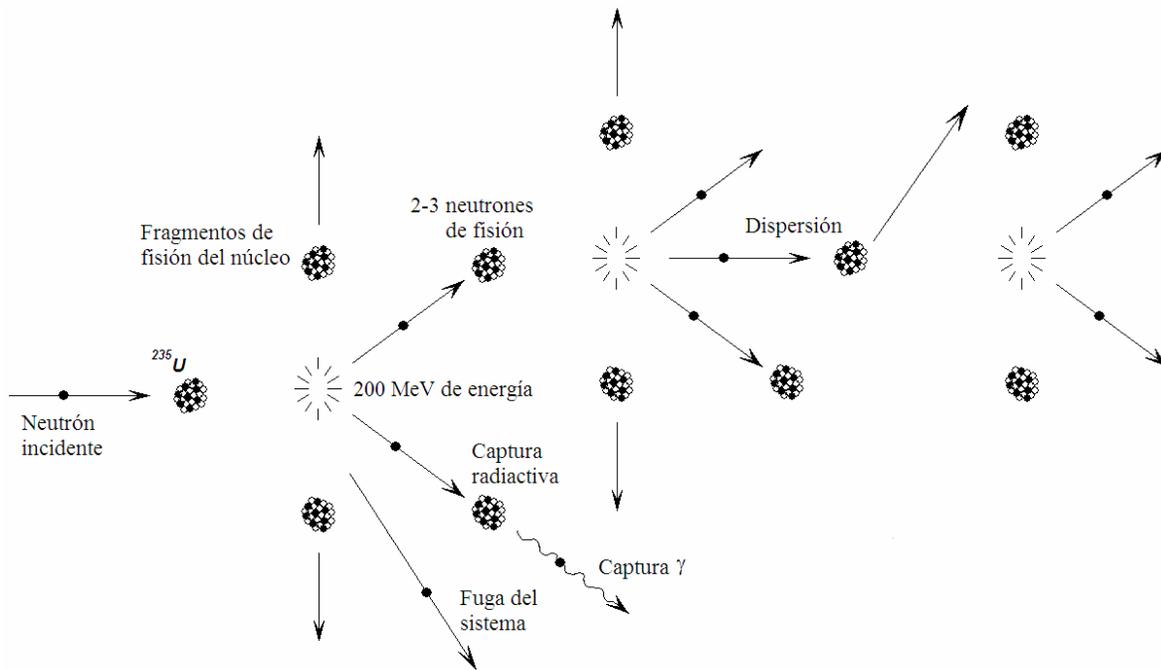
Una vez iniciada la reacción de fisión en unos cuantos núcleos, mediante una fuente externa de neutrones, los neutrones producidos en la reacción se propagan a otros núcleos. Hay que hacer notar, sin embargo, que una reacción en cadena autosustentada solamente es posible con núclidos físiles.

En el proceso de fisión, el núcleo compuesto excitado, que se forma tras la absorción de un neutrón, se separa en dos núcleos más ligeros, por lo general de masas diferentes, denominados *fragmentos de fisión*. Cada fragmento de fisión decae con diferente vida media,  $T_{1/2}$  (s), y tiene su constante de decaimiento,  $\lambda$  ( $s^{-1}$ ).

Aparte de esto, un tiempo después de la fisión del núcleo, parte del material radiactivo decae generando nuevos neutrones conocidos como neutrones retardados (la energía promedio de los neutrones retardados está entre 250 keV y 600 keV).

En el proceso de fisión, también se liberan algunas partículas alfa ( $\alpha$ ), partículas beta ( $\beta$ ), y rayos gamma ( $\gamma$ ), hasta llegar a un estado estable.

En la Figura 4.1 se puede apreciar lo anteriormente dicho.



**Figura 4.1** Esquema simple de una reacción de fisión

A los neutrones liberados al instante de la fisión, se les conoce como neutrones inmediatos. La energía liberada en cada fisión es de alrededor de 200 MeV, y se producen entre 2 y 3 neutrones.

Es costumbre analizar el comportamiento del reactor considerando a todos los neutrones retardados como un sólo núcleo  $\beta$ , que es la fracción total de neutrones retardados en pcm, y obteniéndose un promedio de sus constantes de decaimiento  $\langle \lambda \rangle$ , para así tener un sólo fragmento de fisión equivalente, es decir,

$$\beta = \sum_{i=1}^N \beta_i, \quad (4.1)$$

$$\lambda = \langle \lambda \rangle = \frac{\beta}{\sum_{i=1}^N \frac{\beta_i}{\lambda_i}}, \quad (4.2)$$

donde  $\beta_i$  es la fracción de neutrones retardados originados en el fragmento de fisión  $i$  por cada fisión, y  $\lambda_i$  es la constante de decaimiento del grupo de precursores  $i$ .  $\beta_i$  y  $\lambda_i$  están dados en pcm y  $\text{s}^{-1}$ , respectivamente. Los datos de un grupo típico se dan en la Tabla 4.1.

**Tabla 4.1 Datos sobre precursores de neutrones retardados**

Grupo	Fracción individual $\beta_i$	Constante de decaimiento $\lambda_i$
1	0.0002470	0.0127
2	0.0013845	0.0317
3	0.0012222	0.1150
4	0.0026455	0.3110
5	0.0008320	1.4000
6	0.0001690	3.8700

Por otro lado, a la concentración de núcleos de la especie  $i$  que emiten los neutrones retardados se le representa por  $C_i(\vec{r}, t)$ , ya que ésta depende del espacio y del tiempo, pero no todos los neutrones de fisión son aprovechables para la reacción en cadena sino que algunos de ellos se pierden por reacciones distintas de la fisión, principalmente por captura radiativa (absorción) con los diversos materiales extraños existentes en el sistema e incluso con la propia especie fisil, mientras que otros definitivamente escapan del sistema.

Dicho de otro modo,

$$\frac{\partial C_i}{\partial t} = \frac{\text{Producción}}{\text{cm}^3 \text{ s}} - \frac{\text{Pérdidas}}{\text{cm}^3 \text{ s}}. \quad (4.3)$$

Suponiendo que cada uno de los  $C_i$  decae emitiendo un neutrón, entonces el número de los neutrones retardados del grupo  $i$  es igual al número de precursores de la especie  $i$ , es decir,

$$\frac{\text{Producción}}{\text{cm}^3 \text{ s}} = \beta_i \nu \Sigma_f \phi(\vec{r}, t), \quad (4.4)$$

donde  $\nu$  es el número promedio de neutrones liberados por fisión,  $\Sigma_f$  es la sección eficaz macroscópica de fisión ( $\text{cm}^2$ ), y  $\phi$  es el flujo de neutrones (neutrones/s), y que las pérdidas/ $\text{cm}^3 \text{ s}$  son sólo por decaimiento

$$\frac{\text{Rapidez de decaimiento}}{\text{cm}^3 \text{ s}} = \lambda_i C_i(\vec{r}, t). \quad (4.5)$$

Entonces,

$$\frac{\partial C_i}{\partial t} = \beta_i \nu \Sigma_f \phi(\vec{r}, t) \cdot d\vec{r} - \lambda_i C_i(\vec{r}, t), \quad i = 1, \dots, N. \quad (4.6)$$

Además, se tiene que para sostener una reacción de cambio de fisión estable y por consiguiente, alcanzar una tasa de producción constante de energía de fisión, es preciso que la masa o volumen de material fisil exceda de cierto valor crítico. La determinación del tamaño crítico se basa en el análisis de la conservación de neutrones en un sistema reactor, es decir, del número de neutrones que se encuentran en un volumen al tiempo  $t$ .

Similar a la concentración  $C_i$ , la densidad de neutrones,  $n$  (neutrones/cm<sup>3</sup>), está dada como

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\text{Producción}}{\text{cm}^3 \text{ s}} - \frac{\text{Pérdidas}}{\text{cm}^3 \text{ s}}, \quad (4.7)$$

donde

$$\frac{\text{Pérdidas}}{\text{cm}^3 \text{ s}} = \frac{\text{Fugas}}{\text{cm}^3 \text{ s}} + \frac{\text{Absorción}}{\text{cm}^3 \text{ s}} \quad (4.8)$$

y a su vez,

$$\frac{\text{Absorción}}{\text{cm}^3 \text{ s}} = \Sigma_a \phi(\vec{r}, t), \quad (4.9)$$

donde  $\Sigma_a$  es la sección eficaz macroscópica de absorción (cm<sup>2</sup>). Para obtener el término de la Fugas se hace la aproximación de decir que la Teoría de Difusión y la Ley de Fick son válidas para afirmar que

$$\frac{\text{Fugas}}{\text{cm}^3 \text{ s}} = -D \nabla^2 \phi(\vec{r}, t), \quad (4.10)$$

siendo  $D$  el coeficiente de difusión de la especie de concentración  $\phi$ , y el gradiente  $\nabla\phi$  de un campo escalar  $\phi$  es un campo vectorial que indica en cada punto del campo escalar la dirección de máximo incremento del mismo. Por otro lado, los neutrones se producen por fisión y por decaimiento de los precursores, es decir,

$$\frac{\text{Producción}}{\text{cm}^3 \text{ s}} = \frac{\text{Fisión}}{\text{cm}^3 \text{ s}} + \frac{\text{Decaimiento}}{\text{cm}^3 \text{ s}}, \quad (4.11)$$

$$\frac{\text{Producción}}{\text{cm}^3 \text{ s}} = (1 - \beta) \nu \Sigma_f \phi(\vec{r}, t) + \sum_{i=1}^N \lambda_i C_i(\vec{r}, t). \quad (4.12)$$

Recordando que

$$\phi = n \nu \quad (4.13)$$

es el flujo de neutrones, donde  $\nu$ , es la velocidad del flujo (cm/s), entonces,

$$\frac{1}{\nu} \frac{\partial \phi(\vec{r}, t)}{\partial t} = (1 - \beta) \nu \Sigma_f \phi(\vec{r}, t) + \sum_{i=1}^N \lambda_i C_i(\vec{r}, t) + D \nabla^2 \phi(\vec{r}, t) - \Sigma_a \phi(\vec{r}, t). \quad (4.14)$$

Como puede observarse,  $D$  y  $\Sigma_f$  no dependen de la posición ni del tiempo, sin embargo,  $\phi$  y  $C_i$  sí. Tomando esto como base, entonces, cada una de estas variables se puede escribir como el producto de dos funciones, una que depende del tiempo, y otra que depende del espacio. Suponiendo además que  $\phi$  y  $C_i$  son separables, el flujo de neutrones se puede expresar como

$$\phi(\vec{r}, t) = \nu n(t) \varphi_1(\vec{r}), \quad (4.15)$$

y

$$C_i(\vec{r}, t) = C_i(t) \varphi_1(\vec{r}). \quad (4.16)$$

Note que la dependencia de la posición es la misma para los dos casos, es decir,  $\varphi_1$  es la misma para ambas ecuaciones. Debido a que  $\varphi_1$  es una función que obedece a:  $\varphi_1(\vec{r})$ , entonces

$$\nabla^2 \varphi_1 + B_1^2 \varphi_1 = 0, \quad (4.17)$$

$$\nabla^2 \varphi_1 = -B_1^2 \varphi_1, \quad (4.18)$$

por lo tanto

$$B_1^2 = B_g^2, \quad (4.19)$$

donde  $B_g$  el buckling geométrico y  $\varphi_1(s) = 0$ , con  $S$  es un punto en la frontera del reactor. Haciendo las debidas sustituciones en las Ecuaciones (4.6) y (4.14),

$$\varphi_1 \frac{dn}{dt} = (1 - \beta) \nu \Sigma_f \nu n(t) \varphi_1 + \sum_{i=1}^N \lambda_i C_i(t) \varphi_1 + D \nabla^2 \nu n(t) \varphi_1 - \Sigma_a \nu n(t) \varphi_1, \quad (4.20)$$

$$\varphi_1 \frac{dC_i}{dt} = \beta_i \nu \Sigma_f \nu n(t) \varphi_1 - \lambda_i C_i(t) \varphi_1, \quad i = 1, \dots, N. \quad (4.21)$$

Dividiendo entre  $\varphi_1$

$$\frac{dC_i}{dt} = \beta_i \nu \Sigma_f \nu n(t) - \lambda_i C_i(t), \quad (4.22)$$

$$\frac{dn}{dt} = (1 - \beta) \nu \Sigma_f \nu n(t) + \sum_{i=1}^N \lambda_i C_i(t) - \nu D n(t) B_g^2 - \Sigma_a \nu n(t). \quad (4.23)$$

Factorizando  $n(t)$  en (4.23),

$$\frac{dn}{dt} = \left[ (1 - \beta) \nu \Sigma_f - (\Sigma_a + DB_g^2) \right] \nu n(t) + \sum_{i=1}^N \lambda_i C_i(t), \quad (4.24)$$

dividiendo y multiplicando por  $\Sigma_a$  el término en función de  $n(t)$ ,

$$\frac{dn}{dt} = \Sigma_a \left[ (1 - \beta) \frac{\nu \Sigma_f}{\Sigma_a} - \left( 1 + D \frac{B_g^2}{\Sigma_a} \right) \right] \nu n(t) + \sum_{i=1}^N \lambda_i C_i(t), \quad (4.25)$$

se tiene que:  $D/\Sigma_a = L^2$ , sustituyendo esto en la ecuación anterior,

$$\frac{dn}{dt} = \Sigma_a \left[ (1 - \beta) \frac{\nu \Sigma_f}{\Sigma_a} - \left( 1 + L^2 B_g^2 \right) \right] \nu n(t) + \sum_{i=1}^N \lambda_i C_i(t). \quad (4.26)$$

Factorizando  $\Sigma_a (1 + L^2 B_g^2)$ ,

$$\frac{dn}{dt} = \Sigma_a (1 + L^2 B_g^2) \left[ (1 - \beta) \frac{\frac{\nu \Sigma_f}{\Sigma_a}}{(1 + L^2 B_g^2)} - 1 \right] \nu n(t) + \sum_{i=1}^N \lambda_i C_i(t), \quad (4.27)$$

donde

$$k = \frac{\frac{\nu \Sigma_f}{\Sigma_a}}{(1 + L^2 B_g^2)}, \text{ es el factor de multiplicación efectivo,} \quad (4.28)$$

$$l = \frac{1}{\nu \Sigma_a (1 + L^2 B_g^2)}, \text{ es el tiempo de vida efectivo de los neutrones,} \quad (4.29)$$

$$\frac{L^2 B_g^2}{1 + L^2 B_g^2}, \text{ es la probabilidad de fuga,} \quad (4.30)$$

Sustituyendo,

$$\frac{dn}{dt} = \left[ \frac{(1 - \beta) k - 1}{l} \right] n(t) + \sum_{i=1}^N \lambda_i C_i(t). \quad (4.31)$$

Por otro lado,

$$\Lambda = \frac{l}{k} = \frac{1}{\nu \Sigma_f \nu}, \text{ es el tiempo promedio entre generaciones de neutrones,} \quad (4.32)$$

$$\rho = \frac{k-1}{k}, \text{ es la reactividad.} \quad (4.33)$$

Sustituyendo en (4.22) y en (4.31),

$$\frac{dC_i}{dt} = \frac{\beta_i}{\Lambda} n(t) - \lambda_i C_i(t), \quad (4.34)$$

para  $i = 1, \dots, N$

$$\frac{dn}{dt} = \left[ \frac{(\rho - \beta)}{\Lambda} \right] n(t) + \sum_{i=1}^N \lambda_i C_i(t). \quad (4.35)$$

Las ecuaciones (4.34) y (4.35), son conocidas como “Ecuaciones de la Cinética Puntual”. Dichas ecuaciones determinan la dependencia con el tiempo, del comportamiento del nivel de potencia de un reactor nuclear, ya que la potencia del mismo, depende directamente del flujo de neutrones generado en él.

### 4.2.1 Mecanismos de retroalimentación

A causa de la fisión del combustible, se originan diversos fenómenos físicos que producen variaciones de flujo en el núcleo, y otros fenómenos en sus alrededores. El parámetro que incluye estos efectos es la reactividad total  $\rho_T(t)$  que aparece en la Ecuación (4.35). La reactividad total es la suma de los mecanismos de retroalimentación individuales, los cuales son [21]

- $\rho_D(t)$ : reactividad por efecto Döppler, en el combustible,
- $\rho_{eg}(t)$ : reactividad por variaciones en la fracción de vacíos,
- $\rho_m(t)$ : reactividad debido a cambios en la temperatura del moderador,
- $\rho_{BC}(t)$ : reactividad por barras de control, debido a movimiento parcial o inserción total de barras (SCRAM del reactor),
- $\rho_{Xe}(t)$ : reactividad debido a envenenamiento por Xenón,

$$\rho_T(t) = \rho_D(t) + \rho_{eg}(t) + \rho_m(t) + \rho_{BC}(t) + \rho_{Xe}(t). \quad (4.36)$$

### 4.2.1.1 Reactividad por efecto Döppler

Se suele suponer que los núcleos que actúan como *blanco* para la dispersión o absorción de neutrones se encuentran en reposo. Sin embargo, estos núcleos se encuentran en equilibrio térmico con sus alrededores y, por tanto, poseen una cierta energía cinética propia. Dicha energía es pequeña comparada con la energía del neutrón y se suele ignorar la mayoría de las veces. No obstante, el movimiento de agitación térmica, aún siendo aleatorio, tiene componente en la dirección del neutrón incidente.

Esto viene a ampliar el espectro de energía del neutrón sobre su valor real. El fenómeno, llamado *efecto o ensanchamiento Döppler*, es análogo al ensanchamiento de las líneas espectrales observado en espectroscopia o al desplazamiento Döppler de la frecuencia acústica de una fuente sonora que se desliza con respecto al que la escucha.

La importancia del ensanchamiento Döppler radica en su influencia sobre las secciones eficaces de resonancia. Con él se ensanchan los picos de resonancia a la vez que se reduce su altura. Sin embargo el área encerrada bajo el pico de resonancia permanece invariable. En tal caso, por tanto, no debería aparecer cambio alguno de la reactividad a causa del efecto Döppler, lo que podría ser cierto si los núcleos se encontrasen lo suficientemente diluidos y dispersos. Para la mayoría de los casos prácticos, sin embargo, el fuerte efecto de auto-blindaje origina una saturación en las secciones eficaces dentro del combustible o material en cuestión.

El efecto Döppler, por tanto, da lugar a un aumento de la probabilidad de interacción, ya que amplía la resonancia. Es decir, aparecerá un coeficiente de reactividad Döppler que puede ser positivo a causa del combustible fisionable como  $^{235}\text{U}$ , o negativo por el  $^{238}\text{U}$ , de forma que el efecto neto depende de la composición del combustible.

En reactores térmicos con bajo grado de enriquecimiento, en los que predomina el  $^{238}\text{U}$ , el ensanchamiento Döppler incrementa en éste la absorción por resonancia y, por tanto, reduce la reactividad. En consecuencia, este tipo de reactores tiene un coeficiente Döppler negativo, aunque bastante pequeño en valor absoluto – del orden de  $2 \times 10^{-5} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ .

No obstante, su importancia radica en el hecho de que es instantáneo, dado que la mayor parte de la energía de fisión se libera en los núcleos del combustible originando un aumento inmediato en su agitación térmica. Este no es el caso del refrigerante o del moderador que dependen de un mecanismo de transmisión de calor mucho más lento para alcanzar un aumento de temperatura.

El cálculo de reactividad por efecto Döppler se puede expresar como [8]

$$\rho_D = 1.3 - 0.005 \langle T_f \rangle + 2.0 \times 10^{-6} \langle T_f \rangle^2 + \quad (4.37)$$

$$- 3.0 \times 10^{-11} \langle T_f \rangle^3 - 1.1 \times 10^{-3} \langle \varepsilon_g \rangle (\langle T_f \rangle - 325.0),$$

$\langle T_f \rangle$  representa la temperatura promediada en la dirección axial y radial del combustible, obtenida del modelo de conducción.

#### 4.2.1.2 Reactividad por variaciones en la fracción de vacíos

Para el caso de grandes fuentes de calor, un moderador líquido puede llegar a alcanzar su temperatura de saturación y comenzar a hervir, es decir a formarse burbujas de vapor. Estas burbujas contienen relativamente muchos menos núcleos de moderador por unidad de volumen y por ello se denominan *vacíos*.

Los reactores de agua en ebullición se diseñan para funcionar con una cierta parte del agua que constituye su moderador en forma de huecos, es decir en fase vapor. En este caso, una variación de la reactividad modifica el índice de vacíos del moderador.

Para un reactor con una relación normal moderador/combustible, la generación de *vacíos* de vapor ejerce una fuerte influencia negativa en la reactividad. Este hecho es lo que se define como la reactividad por fracción de vacíos de vapor, y viene dada por [8]

$$\rho_{\varepsilon g} = -4.0925 - 41.036 \langle \varepsilon_g \rangle + 30.8223 \langle \varepsilon_g \rangle^2 . \quad (4.38)$$

En la mayoría de los casos el coeficiente de reactividad por fracción de vacíos es negativo. Por tanto un incremento en los vacíos, o en la vecindad de vaporización en un reactor de agua en ebullición, debido a una reactividad positiva, origina automáticamente una reducción del factor de multiplicación.

#### 4.2.1.3 Reactividad debido a cambios en la temperatura del moderador

El efecto de la temperatura puede utilizarse en el control de un reactor. Como se ha mencionado anteriormente, la temperatura influye en la densidad, en la longitud de difusión, en la longitud de moderación, y en la sección eficaz.

Estos efectos pueden llegar a ser tales que un aumento del nivel de potencia y de la temperatura del refrigerante tienden a parar el reactor. Cuando este efecto influye de dicha manera, se dice que el reactor tiene coeficiente de reactividad por temperatura negativo.

Ello constituye una buena característica del reactor dado que no sólo actúa como válvula de seguridad en casos de un súbito aumento de la potencia, sino que tenderá a variar la potencia generada del reactor de acuerdo con la demanda de potencia.

Por otra parte, un coeficiente de reactividad por temperatura positivo actúa de forma opuesta y puede llegar a ser muy peligroso. Afortunadamente, la mayoría de los reactores tienen coeficientes de reactividad por temperatura negativos.

Si un reactor no tiene un coeficiente de reactividad por temperatura negativo elevado, será necesario proveer suficientes dispositivos de seguridad y regulación para que sea posible hacer funcionar al reactor con toda seguridad.

La reactividad por temperatura se define como [8]

$$\rho_m = 1.656 - 1.035 \times 10^{-2} \langle T_m \rangle + 4.0 \times 10^{-5} \langle T_m \rangle^2 - 7.33 \times 10^{-8} \langle T_m \rangle^3. \quad (4.39)$$

#### 4.2.1.4 Reactividad por barras de control, debido a movimiento parcial o inserción total de barras (SCRAM del reactor)

Al iniciar un apagado de emergencia del reactor se insertan las barras de control, logrando que los neutrones sean absorbidos. La inserción de reactividad por este efecto se cuantifica con la densidad de barra de control, definida por

$$CRD = 1 - \frac{\text{posición de barras}}{109 \text{ barras}}. \quad (4.40)$$

La densidad de barra de control toma el valor de **cero** cuando las 109 barras están fuera del núcleo y toma un valor de **uno** cuando todas las barras están insertadas.

La expresión para cuantificar los efectos de la reactividad debido a la inserción de las barras de control, se obtiene de la aproximación de Morales que se reporta en Referencia [22], a saber,

$$\rho_{BC} = -11.235 + \frac{57.73 (1 - CRD)}{1 + 0.937 (1 - CRD)}. \quad (4.41)$$

El tiempo de actuación es aproximadamente de 3.87 segundos con un tiempo de actuación de 0.3 segundos, entonces la densidad de barra de control depende de la velocidad de las barras de control y del patrón de barras.

#### 4.2.1.5 Reactividad debido a envenenamiento por Xenón

Durante el funcionamiento de un reactor nuclear y como consecuencia de las fisiones que se producen en el combustible, se van acumulando en éste los fragmentos de fisión, así como los numerosos productos de desintegración [23].

Algunos de estos núclidos presentan una considerable sección eficaz de absorción y su aparición en el reactor tiende a reducir el factor de multiplicación, principalmente por disminución de la utilización térmica. Por esta razón a estos núclidos se les conoce como venenos. De estos núclidos son particularmente molestos el  $Xe^{135}$  y el  $Sm^{149}$ .

Aunque los productos de fisión influyen débilmente en la cinética del reactor, su efecto sobre la reactividad es importante. Los productos de fisión aparecen directa o indirectamente de la fisión. Como resultado de estos procesos, la concentración del producto alcanza un valor de equilibrio, correspondiente al nivel de potencia de funcionamiento del reactor.

En el caso del  $Xe^{135}$  cuando se para el reactor, se sigue acumulando debido a la desintegración del  $I^{135}$  presente en el sistema y desaparece por desintegración. Como consecuencia de los diferentes periodos de semidesintegración del  $I^{135}$  y del  $Xe^{135}$ , se produce después de la parada del reactor, el llamado "pico del Xenón".

Esta acumulación de  $Xe^{135}$  es poco importante en reactores de bajo flujo de neutrones, pero puede ser muy significativa en reactores diseñados para trabajar a alto flujo.

En particular, si después de la parada del reactor, la reactividad disponible por la extracción de las barras de control es menor que la reactividad negativa debida al  $Xe^{135}$ , el reactor no podrá ponerse de nuevo en marcha hasta que se produzca el decaimiento necesario de la concentración de  $Xe^{135}$ .

El tiempo que un reactor permanece parado por la causa anterior se llama "tiempo muerto" del reactor, pudiendo llegar a ser de hasta 40 horas. El efecto de los venenos afecta al factor de utilización térmica y en consecuencia se ve modificado el factor de multiplicación.

#### 4.2.1.5.1 Formación

El  $Xe^{135}$ , isótopo radiactivo cuyo periodo de semidesintegración es de 9.2 h., se forma directamente a partir de la fisión del  $U^{235}$  en proporción de  $\gamma = 0.3\%$ , donde  $\gamma$  es el yield o rendimiento de fisión, dicho de otro modo, es la fracción de núcleos de  $Xe^{135}$  que aparecen en cada fisión del  $U^{235}$ . También aparece de forma indirecta (en proporción de  $\gamma = 5.6\%$ ) de la desintegración del  $I^{135}$  de periodo de semidesintegración 6.7 h.

El  $I^{135}$  proviene del  $Te^{135}$  cuyo periodo de semidesintegración de 1 min., el cual es muy corto en comparación al del  $I^{135}$ , por eso para simplificar los cálculos se puede suponer que el  $I^{135}$  aparece directamente de la fisión.

En la Figura 4.2 se muestra una porción del esquema de decaimiento para A (número de masa) = 135, donde  $\beta^-$  se refiere al decaimiento radiactivo por partícula beta,  $\sigma_a^I$  y  $\sigma_a^{Xe}$  son las secciones eficaces microscópicas de absorción del yodo y Xenón, respectivamente, (en barns), y el subíndice  $m$  se refiere al estado meta-estable.

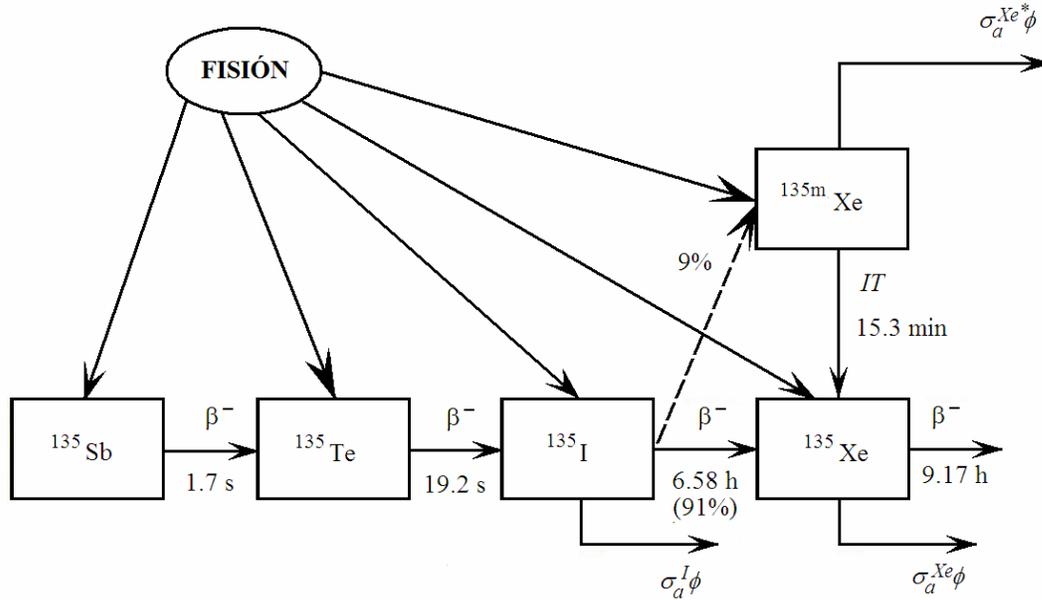
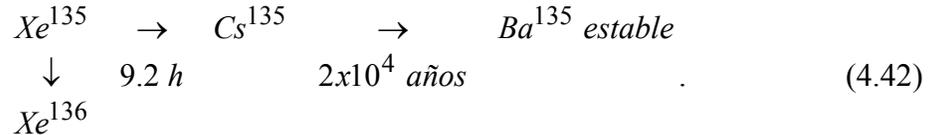


Figura 4.2 Porción del esquema de decaimiento para A = 135

### 4.2.1.5.2 Desaparición

El  $Xe^{135}$  formado, desaparece por desintegración radiactiva, dando  $Cs^{135}$  (no absorbente de neutrones). También desaparece por absorción de neutrones pasando a  $Xe^{136}$ , isótopo estable de baja sección eficaz macroscópica de absorción de neutrones ( $\sigma_{Xe} = 2.85 \times 10^6$  barns).



### 4.2.1.5.3 Ecuaciones

Las ecuaciones que dan las concentraciones de núcleos de  $Xe^{135}$  y  $I^{135}$  en función del tiempo son

$$\frac{dI}{dt} = \underbrace{\gamma_I \Sigma_f \phi}_{\text{producción por fisión}} - \underbrace{\lambda_I I}_{\text{decaimiento de I}}, \quad (4.43)$$

$$\frac{dXe}{dt} = \underbrace{\gamma_{Xe} \Sigma_f \phi}_{\text{producción por fisión}} + \underbrace{\lambda_I I}_{\text{decaimiento de I}} - \underbrace{\lambda_{Xe} Xe}_{\text{decaimiento de Xe}} - \underbrace{\sigma_a^{Xe} \phi Xe}_{\text{absorción de n's por el Xe}}, \quad (4.44)$$

donde

- $I, Xe$ : son el número de núcleos de  $I$  y  $Xe$  por  $\text{cm}^3$  de combustible,  
 $\lambda_I, \lambda_{Xe}$ : son las constantes de decaimiento radiactivo del  $I$  y  $Xe$ ,  
 $\gamma_I, \gamma_{Xe}$ : son la fracción de núcleos del  $I$  y  $Xe$  que aparecen en cada fisión,  
 $\sigma_a^{Xe}$ : es la sección eficaz microscópica de absorción de neutrones térmicos del  $Xe$ .

#### 4.2.1.5.4 Solución Numérica

Para resolver las Ecuaciones (4.6) y (4.14), se usa el método de Euler [24], es decir,

$$I^{t+\Delta t} = I^t + \frac{dI}{dt} \Delta t, \quad (4.45)$$

$$Xe^{t+\Delta t} = Xe^t + \frac{dXe}{dt} \Delta t. \quad (4.46)$$

Sustituyendo la Ecuación (4.43) en las Ecuación (4.45) y la Ecuación (4.44) en la Ecuación (4.46), respectivamente,

$$I_j^{t+\Delta t} = I_j^t + (\gamma_I \Sigma_f \phi_j^t - \lambda_I I_j^t) \Delta t, \quad (4.47)$$

$$Xe_j^{t+\Delta t} = Xe_j^t + (\gamma_{Xe} \Sigma_f \phi_j^t + \lambda_I I_j^t - \lambda_{Xe} Xe_j^t - \sigma_a^{Xe} \phi_j^t Xe_j^t) \Delta t, \quad (4.48)$$

para  $j = 1, \dots, 12$  nodos axiales,  $\Delta t$  es el tamaño de paso, y  $\phi$  es el flujo de neutrones proveniente del modelo de la cinética puntual.

#### 4.2.1.5.5 Reactividad por Xenón

La reactividad equivalente introducida por el Xenón se escribe como

$$\rho_{Xe} = -\frac{\sigma_a^{Xe}}{\Sigma_a} = -\frac{\sigma_a^{Xe} Xe_j^{t+\Delta t}}{\beta \nu \Sigma_f}, \quad (4.49)$$

en donde los valores de los parámetros son [25]:

$$\begin{array}{ll} \gamma_I &= 6.385999 \times 10^{-2} & \sigma_a^{Xe} &= 2.7 \times 10^{-22} \text{ cm}^2 \\ \lambda_I &= 2.874 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1} & \Sigma_f &= 0.699006 \text{ cm}^{-1} \\ \gamma_{Xe} &= 2.27999 \times 10^{-3} & \beta &= 0.0072 \\ \lambda_{Xe} &= 2.102 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1} & \nu &= 2.418 \end{array}$$

### 4.2.2 Método de solución para el modelo de la cinética puntual

Desde el punto de vista matemático, las ecuaciones (4.34) y (4.35), conocidas como las “Ecuaciones de la Cinética Puntual”, son ecuaciones diferenciales ordinarias “acopladas” lineales de primer orden, sólo como recordatorio

$$\frac{dC_i}{dt} = \frac{\beta_i}{\Lambda} n(t) - \lambda_i C_i(t), \quad (4.34)$$

para  $i = 1, \dots, 6$

$$\frac{dn}{dt} = \left[ \frac{(\rho - \beta)}{\Lambda} \right] n(t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(t). \quad (4.35)$$

Para resolver el sistema de ecuaciones de la cinética puntual se establece que al inicio, al tiempo  $t = t_0$ , se tiene que el reactor está en estado estacionario por lo que  $dC_i/dt$  es cero, y  $n = n_0$ . Con base a esto, se puede obtener  $C_0$ , es decir,

$$n(t = 0) = n_0 \quad . \quad (4.50)$$

Luego, de (4.35)

$$\frac{dn}{dt}(t = 0) = \frac{(\rho - \beta)}{\Lambda} n_0 + \lambda C_0, \quad (4.51)$$

entonces,

$$C(t = 0) = \frac{\beta}{\lambda \Lambda} n_0 \quad . \quad (4.52)$$

Debido a que con cada cambio pequeño en  $t$ , hay una gran variación de  $n(t)$ , el sistema se vuelve rígido, por lo que para evitar problemas de inestabilidad numérica, se aplica el método de integración implícita [19] a la Ecuación (4.35). Este método aproxima la solución de la población neutrónica en tiempos discretos  $t_0, t_1, \dots, t_k, t_{k+1}$  los cuales son separados por intervalos de tiempo  $\Delta t_k = t_{k+1} - t_k$ .

Integrando dicha ecuación sobre el intervalo de tiempo  $\Delta t_k$  se obtiene

$$\frac{1}{\Delta t_k} (n^{k+1} - n^k) = \frac{1}{\Delta t_k} \int_{t_k}^{t_{k+1}} \left( \frac{\rho - \beta}{\Lambda} \right) n(t) dt + \sum_{i=1}^6 \lambda_i \langle C_i \rangle^k, \quad (4.53)$$

donde el valor promediado en el paso de tiempo de los precursores está definido por

$$\langle C_i \rangle^k = \frac{1}{\Delta t_k} \int_{t_k}^{t_{k+1}} C_i dt = \frac{1}{2} (C_i^{k+1} + C_i^k). \quad (4.54)$$

Definiendo el primer término del lado derecho de la Ecuación (4.53) con la siguiente aproximación:

$$\frac{1}{\Delta t_k} \int_{t_k}^{t_{k+1}} \left( \frac{\rho - \beta}{\Lambda} \right) n(t) dt = \left\langle \frac{\rho - \beta}{\Lambda} \right\rangle^k \langle n \rangle^k, \quad (4.55)$$

donde

$$\left\langle \frac{\rho - \beta}{\Lambda} \right\rangle^k = \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{\rho - \beta}{\Lambda} \right)^{k+1} + \left( \frac{\rho - \beta}{\Lambda} \right)^k \right], \quad (4.56)$$

y

$$\langle n \rangle^k = \frac{1}{\Delta t_k} \int_{t_k}^{t_{k+1}} n(t) dt = \theta^k n^{k+1} + (1 - \theta^k) n^k, \quad (4.57)$$

donde  $\theta$  es el parámetro del método de integración de variable implícita, el cual se determina suponiendo que la concentración de los precursores y la reactividad permanecen constantes en el paso del tiempo, es decir,

$$\sum_{i=1}^6 \lambda_i \langle C_i \rangle^k = S, \quad (\text{constante}), \quad (4.58)$$

$$\left| \left\langle \frac{\rho - \beta}{\Lambda} \right\rangle^k \right| = w, \quad (\text{constante}), \quad (4.59)$$

Sustituyendo estas ecuaciones en la Ecuación (4.35),

$$\frac{dn}{dt} + wn = S. \quad (4.60)$$

Obteniendo la solución analítica en el paso de tiempo  $t - t_k$ ,

$$n(t) = n(t_k) e^{-w(t-t_k)} + S \left[ \frac{1 - e^{-w(t-t_k)}}{w} \right]. \quad (4.61)$$

Esta expresión se usa en la Ecuación (4.57), y se lleva a cabo la integración indicada y se resuelva para  $\theta^k$  obteniendo

$$\theta^k = \frac{1}{1 - e^{-w\Delta t_k}} - \frac{1}{w\Delta t_k}. \quad (4.62)$$

Sustituyendo las Ecuaciones (4.55) y (4.57) en (4.53) se obtiene

$$n^{k+1} = n^k + \frac{\Omega \Delta t_k n^k}{1 - \Omega \Delta t_k \theta^k} + \frac{\Delta t_k \sum_{i=1}^6 \lambda_i \langle C_i \rangle^k}{1 - \Omega \Delta t_k \theta^k}, \quad (4.63)$$

donde

$$\Omega = \left\langle \frac{\rho - \beta}{\Lambda} \right\rangle^k, \quad (4.64)$$

es la solución para avanzar en la población neutrónica  $n(t)$  de  $t_k$  a  $t_{k+1}$ , especificando la concentración de precursores promedio  $\langle C_i \rangle^k$  en el paso de tiempo. El procedimiento para resolver las ecuaciones de cinética es como sigue.

Partiendo de los valores iniciales,  $n_0$  y  $C_0$ , se calcula el parámetro de variable implícita  $\theta^k$  con la Ecuación (4.62), se integra la fracción de flujo usando la Ecuación (4.63) y por último se obtiene la fracción de flujo promedio con la Ecuación (4.67).

La Ecuación (4.34) se integra empleando un método explícito para su solución, en este caso se usó el método de Euler por su sencillez.

### 4.2.3 Generación de potencia en el reactor

La potencia del reactor está dada por

$$P(t, z) = n(t) F(z) P_0, \quad (4.65)$$

donde  $n(t)$  es el flujo de neutrones normalizado, el cual se calcula del modelo de cinética del reactor para seis grupos de neutrones retardados,  $F(z)$  es el factor de potencia axial, y  $P_0$  es la potencia nominal.

En general, la potencia del reactor es la suma de dos componentes. Una es la cantidad de energía liberada en forma de calor por el proceso de fisión y que es proporcional a la razón de fisión. La otra componente es la energía liberada en forma de calor por el decaimiento de los productos de fisión.

Para obtener la generación de potencia del reactor, se considera como modelo una barra de combustible equivalente, luego, a partir de ésta, se hace la generalización al volumen total del núcleo. Usando parámetros nucleares y la fracción de la población neutrónica, la potencia térmica total se puede aproximar como

$$P_t = \chi_f \Sigma_f V_f \phi_{nom} n(t), \quad (4.66)$$

donde la energía liberada por fisión  $\chi_f$  es  $3.2041 \times 10^{-11}$  J/fisión,  $V_f$  es el volumen del combustible y  $\phi_{nom}$  es la población neutrónica nominal al 100% de potencia térmica del reactor. La distribución de potencia generada a lo largo de la barra de combustible es

$$P_{gj} = F_{paj} P_t. \quad (4.67)$$

Los factores de fracción de potencia axial  $F_{paj}$  corresponden a la distribución de potencia axial  $\phi(z)$ . Los valores de  $F_{paj}$  se indican en la Tabla 4.2 y son obtenidos del reporte de análisis de seguridad de la planta. El subíndice  $j$  indica los 12 nodos en los que fue dividida la barra, es decir,  $j$  varía de 1 a 12.

**Tabla 4.2 Factores de distribución de potencia axial para 12 nodos [26]**

Nodo	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
$F_{pa}$	0.535	1.015	1.255	1.49	1.465	1.32	1.11	0.99	0.955	0.935	0.68	0.25

Como se mencionó con anterioridad, el calor de decaimiento aparece con un tiempo de retardo el cual corresponde a las vidas medias de los productos de fisión. Para simular el calor de decaimiento se consideran seis grupos de calor residual. Suponiendo que el comportamiento de calor de decaimiento es independiente del espacio, la potencia real generada en la barra se puede expresar como

$$P_G = (1 - \gamma) P_t + \sum_{i=1}^6 \gamma_i Q_{ri}. \quad (4.68)$$

Los valores de  $\gamma_i$  son característicos del tipo de combustible utilizado y sus valores se presentan en la Tabla 4.3. Los grupos de calor residual  $Q_{ri}$ , están en función de la potencia total generada con su constante de tiempo  $\tau_i$ , pudiéndose obtener dichos valores como función del tiempo como se reporta en la referencia [22].

$$\frac{dQ_{ri}}{dt} = \frac{P_t - Q_{ri}}{\tau_i}, \quad i = 1, \dots, 6 \quad (4.69)$$

de la ecuación anterior se puede observar que si se mantiene al reactor operando a una potencia  $P_t$  durante un tiempo infinito, los valores de  $Q_r$  para cada grupo serán igual a la potencia  $P_t$ .

Al multiplicar las Ecuaciones (4.68) y (4.69), se normalizan los valores de  $Q_{ri}$ , al valor de la potencia total instantánea de la barra promedio, es decir, se obtiene la contribución efectiva de cada grupo de calor residual a la potencia real generada. Entonces, la potencia generada por barra de combustible por nodo axial que incluye el efecto de calor residual es

$$P_{fj} = \frac{P_{gj} P_G}{P_t}. \quad (4.70)$$

Recuerde que el subíndice  $j$  indica el número de nodos axiales.

**Tabla 4.3 Constantes de los grupos de calor residual**

Grupo	Fracción de producción $\gamma_i$	Constante de tiempo $\tau_i (s)$
1	$2.990 \times 10^{-3}$	0.564
2	$8.250 \times 10^{-3}$	1.732
3	$1.550 \times 10^{-2}$	14.980
4	$1.935 \times 10^{-2}$	160.900
5	$1.349 \times 10^{-2}$	2105.260
6	$1.378 \times 10^{-2}$	$1.0 \times 10^4$
$\gamma = \sum_{i=1}^6 \gamma_i = 7.336 \times 10^{-2}$		

La transferencia de calor volumétrica en el combustible está dada por

$$q_{fj}''' = \frac{P_{fj}}{V_{fj}}, \quad (4.71)$$

donde las tres comillas indican volumen,  $V_{fj}$  es el volumen del combustible en cada nodo axial y  $P_{fj}$  es la potencia generada en cada nodo, dada por la Ecuación (4.70).

Parte de la potencia total generada es depositada directamente en el refrigerante moderador, principalmente por la radiación gamma concebida en el decaimiento del combustible, por lo que la generación de calor volumétrico en el moderador es

$$q_{mj}''' = \frac{P_{fj} f_m}{V_{mj}}, \quad (4.72)$$

donde el valor de la fracción de energía depositada en el moderador  $f_m$  es 0.04, este valor es utilizado para análisis de seguridad de reactores BWR y  $V_{mj}$  es el volumen del nodo hidráulico.

## 4.3 Modelo de transferencia de calor en el combustible

### 4.3.1 Consideraciones generales

Desde un punto de vista puramente técnico, el núcleo de un reactor nuclear es una inmensa fuente de calor. De hecho, durante el proceso de fisión se pueden alcanzar temperaturas muy elevadas; sin embargo, en la práctica el nivel máximo de potencia de un reactor viene determinado principalmente por la velocidad a la que puede extraerse el calor generado por el mismo.

En todos los tipos de reactores, la energía de fisión generada en el combustible es extraída por el refrigerante, saliendo éste del reactor a una temperatura más alta que su temperatura de entrada en el mismo. La velocidad de refrigeración debe ser tal que permita mantener la temperatura del combustible dentro de los límites de seguridad o de ebullición pelicular del refrigerante. Para mantener la integridad del combustible, es necesario evitar también que la temperatura del combustible exceda el punto de fusión del mismo, esta temperatura es de unos 2800°C.

La distribución de temperaturas en una pastilla de combustible está determinada por la densidad lineal de potencia del reactor, expresada en kW/m. Las varillas de combustible de  $\text{UO}_2$ , por ejemplo, soportan una densidad lineal máxima de potencia del orden de 70 kW/m, sin que se origine la fusión central del dióxido de uranio. Puesto que normalmente el calentamiento máximo de la varilla de combustible no excede esta cantidad en condiciones de sobrecarga máxima, existe un adecuado margen de seguridad.

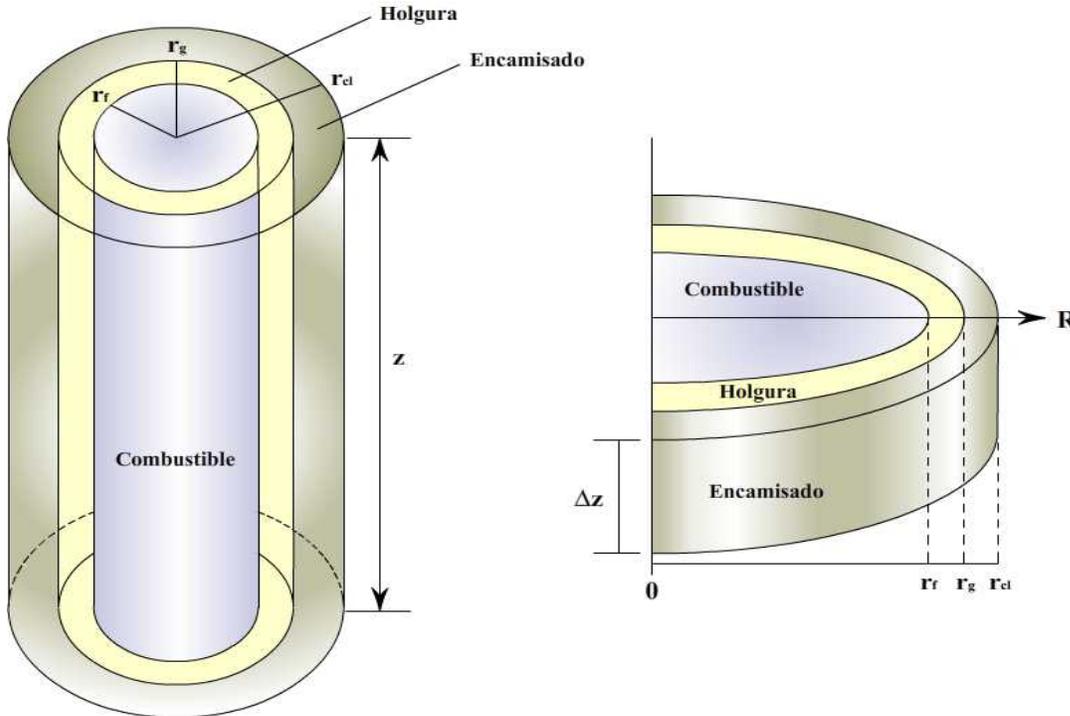
Otro punto que es necesario considerar, es la temperatura del encamisado, que aunque no es previsible que alcance su punto de fusión en condiciones normales de operación, si puede verse sometido a esfuerzos considerables debido a grandes gradientes térmicos. También se deben tomar en cuenta los esfuerzos debidos a las presiones de las pastillas de combustible. Por otra parte, el excesivo calentamiento del encamisado favorece la reacción de oxidación del zirconio en presencia del agua. Dicha oxidación debe ser menor del 17% durante cualquier transitorio.

### 4.3.2 Análisis del modelo

En el caso de los reactores enfriados con agua ligera, los núcleos están compuestos de varillas cilíndricas de combustible nuclear dentro de tubos metálicos o encamisados, con un gas inerte en la región que hay entre ellos, como se muestra en la Figura 4.3. De este modo, el sistema a modelar consiste de una barra cilíndrica de combustible nuclear, holgura y encamisado que, sujeta a la generación interna de calor, cede su energía al fluido que viaja a través del canal.

Una de las hipótesis generales de los modelos de conducción para este tipo de aplicaciones es suponer que la transferencia de calor en la dirección axial es despreciable con respecto a la radial para así, reducir el problema a una sola dimensión y establecer el planteamiento

del modelo en la dirección en la que tiene lugar la transferencia de calor. Una vez formuladas las ecuaciones fundamentales de conducción, se aplican tantas veces como nodos axiales sean modelados, para de este modo considerar la transferencia de calor en la dirección axial.



**Figura 4.3 Elemento combustible**

Para el desarrollo del modelo se toman las siguientes suposiciones.

- S.1. La conducción de calor en la dirección axial es despreciable comparada con la conducción de calor en la dirección radial.
- S.2. La conductividad térmica del combustible es función de la temperatura radial del combustible.
- S.3. La tasa de generación de calor volumétrico en el combustible es uniforme en cada nodo radial.
- S.4. El espacio de la holgura es considerado uniforme.
- S.5. El almacenamiento de calor en la región de la holgura es despreciable.

Bajo estas suposiciones, la ecuación de conducción de calor en coordenadas cilíndricas, en la dirección radial, con generación de calor y dependencia en el tiempo, es

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial t} (r q_r) + q'''(t), \quad \text{en } r_0 \leq r \leq r_{cl}, \quad (4.73)$$

cuyas condiciones iniciales y de frontera están dadas por

$$T(r,0) = T(r), \quad \text{en } t = 0, \quad (4.74)$$

$$-k \frac{\partial T}{\partial r} = H_{\infty} (T_{cl} - T_m), \quad \text{en } r = r_{cl}, \quad (4.75)$$

$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0, \quad \text{en } r = r_0, \quad (4.76)$$

donde  $r$  es la coordenada cilíndrica radial,  $q_r$  es el flujo de calor en dirección radial,  $r_0$  es el punto central del combustible, y  $r_{cl}$  es el radio hasta el encamisado (Figura 4.2), y  $H_{\infty}$  es el coeficiente de transferencia de calor por convección, el cual es mostrado en la Sección 4.3. El término fuente de calor está dado por la Ecuación (4.71).

### 4.3.3 Solución numérica

Para evitar una sobre predicción de la velocidad de liberación de energía almacenada en el combustible, Andersen (1989) [27] recomienda un modelo de conducción multinodal, el cual consiste en representar al elemento combustible por una red unidimensional de nodos radiales para cada uno de los nodos hidráulicos axiales en que se divide al núcleo.

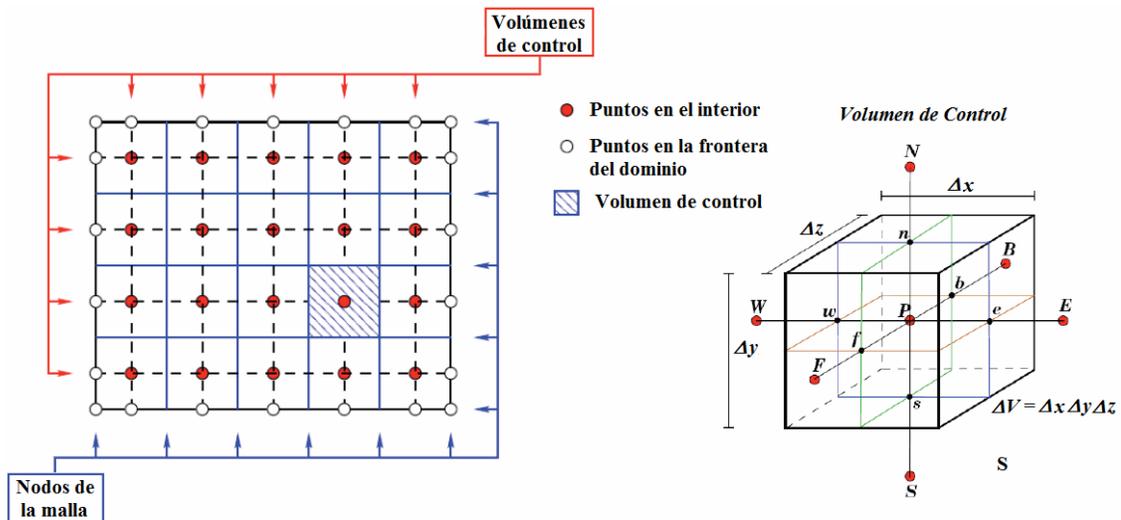
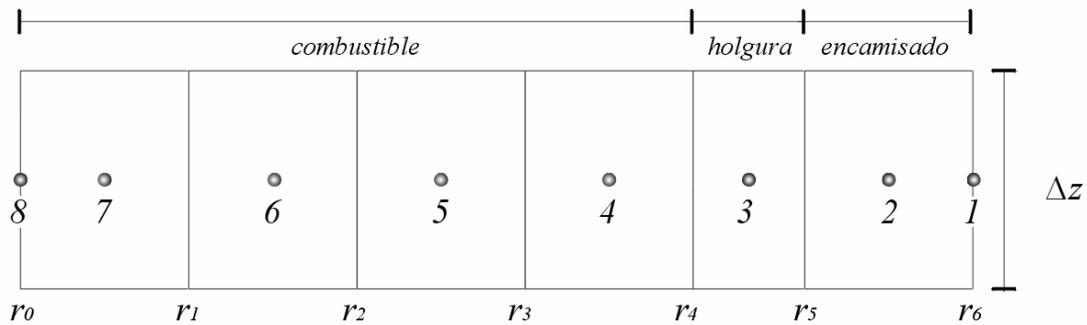


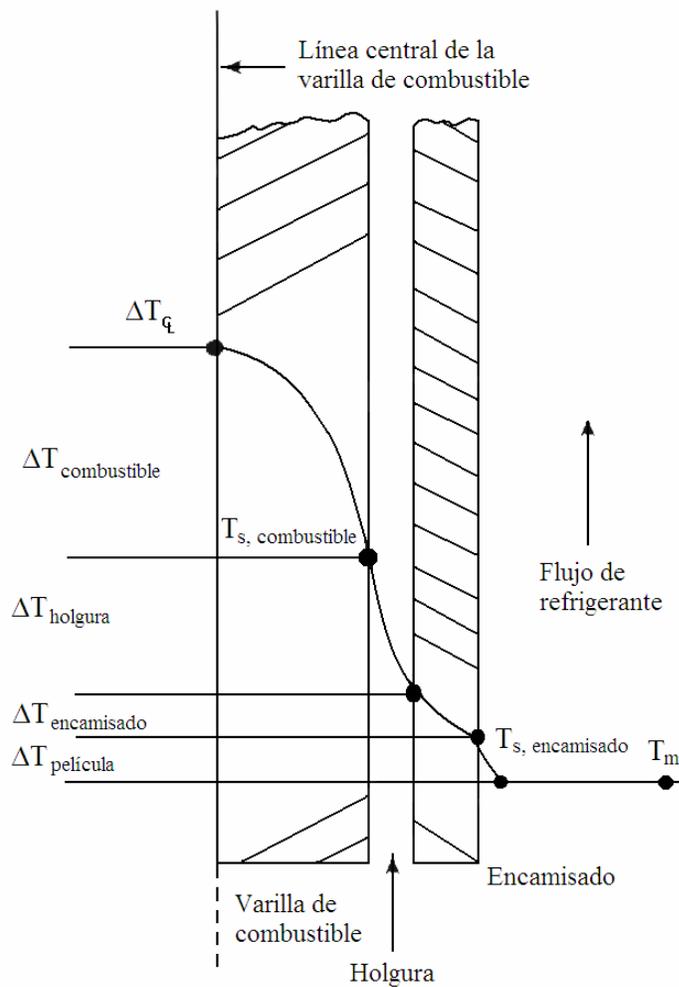
Figura 4.4 Discretización del modelo de conducción multinodal

En este caso se consideran ocho nodos radiales. Dos de ellos se usan para el encamisado y la holgura, dos más para evaluar las condiciones de frontera y los cuatro últimos para definir la distribución de temperatura en el combustible. Esto se ilustra en la Figura 4.5.

En la Figura 4.6, se muestra la distribución de temperaturas que se espera obtener a través de un elemento combustible.



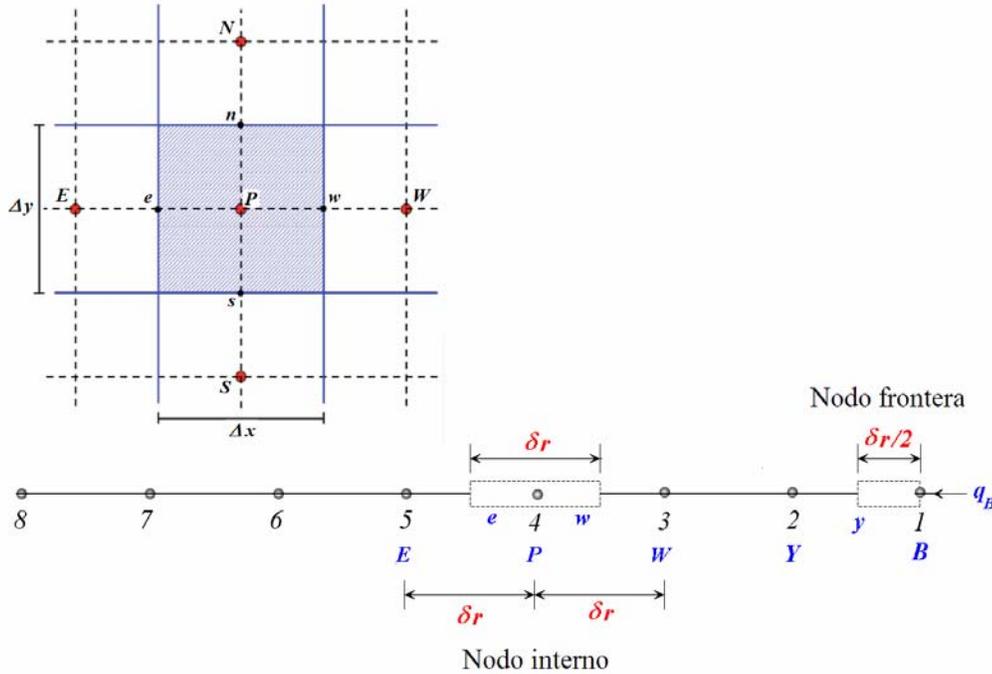
**Figura 4.5 Elemento combustible nodalizado**



**Figura 4.6 Caída de temperaturas a través del elemento combustible**

### 4.3.3.1 Solución para nodos internos

Para obtener la distribución de temperatura en el ensamble de combustible, además de haber dividido el elemento combustible en ocho nodos, se consideran nodos internos y nodos de frontera, como se muestra en la Figura 4.7.



**Figura 4.7 Nodalización utilizada en la mitad del volumen de control y la frontera próxima**

Para resolver este modelo se utiliza un esquema implícito de solución, basado en la formulación del volumen de control ( $CV$ ), de Patankar [28]. La integración del volumen de control, que da lugar al método de volumen finito, con base a la Figura 4.7, se realiza de la siguiente forma,

$$\int_t^{t+\Delta t} \int_{CV} \left[ k \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + r q''' \right] dV dt = \int_t^{t+\Delta t} \int_{CV} \left( \rho C_p \frac{\partial T}{\partial r} \right) r dV dt \quad (4.77)$$

donde la integración de la ecuación (4.77) se realiza sobre el volumen de control y sobre el intervalo de tiempo  $t$  a  $t + \Delta t$ .

Considerando el volumen de control unidimensional que se muestra en la Figura 4.7, donde los nodos internos están comprendidos entre la región que va de  $r_0 < r < r_6$ , y las fronteras del nodo  $P$  son  $w$  (Oeste) y  $e$  (Este), el cual tiene como nodos adyacentes a  $W$  y  $E$ , la ecuación (4.77) se puede escribir como

$$\int_t^{t+\Delta t} \int_w^e k \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T}{\partial r} \right) dr dt + \int_t^{t+\Delta t} \int_w^e q''' r dr dt = \int_t^{t+\Delta t} \int_w^e \left( \rho C_p \frac{\partial T}{\partial r} \right) r dr dt. \quad (4.78)$$

El primer término del lado izquierdo está dado por

$$\int_t^{t+\Delta t} \int_w^e k \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T}{\partial r} \right) dr dt = \int_t^{t+\Delta t} \left[ \left( kr \frac{\partial T}{\partial r} \right)_e - \left( kr \frac{\partial T}{\partial r} \right)_w \right] dt. \quad (4.79)$$

Los términos de flujo difusivo son evaluados como

$$\left( kr \frac{\partial T}{\partial r} \right)_e = k_e r_e \left( \frac{T_E - T_P}{\delta r_e} \right), \quad (4.80)$$

$$\left( kr \frac{\partial T}{\partial r} \right)_w = k_w r_w \left( \frac{T_P - T_W}{\delta r_w} \right), \quad (4.81)$$

donde los subíndices  $E$ ,  $P$ , y  $W$ , se refieren a las temperaturas en los puntos respectivos indicados en la Figura 4.7, al tiempo  $t$ .

Sustituyendo (4.80) y (4.81) en la ecuación (4.79) se tiene,

$$\int_t^{t+\Delta t} \int_w^e k \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T}{\partial r} \right) dr dt = \int_t^{t+\Delta t} \left[ k_e r_e \left( \frac{T_E - T_P}{\delta r_e} \right) - k_w r_w \left( \frac{T_P - T_W}{\delta r_w} \right) \right] dt. \quad (4.82)$$

En este caso, los subíndices  $e$  y  $w$ , se refieren a dichos puntos indicados en la Figura 4.7.

Integrando implícitamente el lado derecho de la ecuación (4.82), resulta

$$\int_t^{t+\Delta t} \int_w^e k \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T}{\partial r} \right) dr dt = \left[ k_e r_e \left( \frac{T_E^{t+\Delta t} - T_P^{t+\Delta t}}{\delta r_e} \right) - k_w r_w \left( \frac{T_P^{t+\Delta t} - T_W^{t+\Delta t}}{\delta r_w} \right) \right] \Delta t. \quad (4.83)$$

Aplicando el mismo procedimiento al segundo término del lado izquierdo de la ecuación (4.78),

$$\int_t^{t+\Delta t} \left( \int_w^e q''' r dr \right) dt = q''' \int_t^{t+\Delta t} \left[ \left( \frac{r_e^2 - r_w^2}{2} \right) \right] dt = q''' t \left( \frac{r_e^2 - r_w^2}{2} \right) \Delta t. \quad (4.84)$$

Para integrar el término del lado derecho de la ecuación (4.78) se considera que la densidad y el calor específico dentro del volumen de control permanecen constantes, por lo que

$$\int_t^{t+\Delta t} \left[ \int_w^e \left( \rho C_p \frac{\partial T}{\partial r} \right) r dr \right] dt = \rho C_p \left( \frac{r_e^2 - r_w^2}{2} \right) (T_P^{t+\Delta t} - T_P^t). \quad (4.85)$$

Sustituyendo las ecuaciones (4.83), (4.84) y (4.85) en la ecuación (4.78), se obtiene

$$(a_E + a_W + a_P^0) T_P^{t+\Delta t} = a_E T_E^{t+\Delta t} + a_W T_W^{t+\Delta t} + \delta r^2 (q'''^t + a_P^0 T_P^t), \quad (4.86)$$

donde

$$a_E = \frac{r_e k_e}{\delta r_e}, \quad a_W = \frac{r_w k_w}{\delta r_w}, \quad a_P^0 = \frac{\rho C_p}{\Delta t} \delta r^2, \quad \delta r^2 = \frac{r_e^2 - r_w^2}{2}. \quad (4.87.a) \quad (4.87.b) \quad (4.87.c) \quad (4.87.d)$$

La ecuación (4.86), aplica a los nodos: 2, 3, 4, 5, 6 y 7.

### 4.3.3.2 Solución para nodos frontera

Para el nodo 1 de la Figura (4.7), la condición de frontera en  $r = r_B$  es

$$k \left( T_Y^{t+\Delta t} - T_B^{t+\Delta t} \right) \frac{k_y}{\delta r_y / 2} = H_\infty (T_B^{t+\Delta t} - T_m). \quad (4.88)$$

En este caso, los subíndices  $Y$ , y  $B$ , se refieren a los puntos indicados en la Figura 4.7.

Reescribiendo,

$$a_B T_B^{t+\Delta t} = a_Y T_Y^{t+\Delta t} + H_\infty T_m, \quad (4.89)$$

donde

$$a_B = H_\infty + a_Y \quad \text{y} \quad a_Y = \frac{k_y}{\delta r_y / 2}. \quad (4.90.a) \quad (4.90.b)$$

Para el nodo 8 de la Figura (4.7), la condición de frontera en  $r = r_0$  es

$$T_P^{t+\Delta t} = T_W^{t+\Delta t} \quad \text{ó} \quad T_8 = T_7. \quad (4.91)$$

Las ecuaciones (4.86), (4.89) y (4.91), forman un conjunto de ocho ecuaciones con ocho incógnitas, cuya forma es

$$a_j T_j^{t+\Delta t} = b_j T_{j+1}^{t+\Delta t} + c_j T_{j-1}^{t+\Delta t} + d_j, \quad (4.92)$$

donde  $P$  corresponde a  $j$ ,  $E$  a  $j-1$ , y  $W$  a  $j+1$  para cada nodo. De este modo la temperatura  $T_j^{t+\Delta t}$  está relacionada con las temperaturas vecinas  $T_{j+1}^{t+\Delta t}$  y  $T_{j-1}^{t+\Delta t}$ .

Al desarrollar la ecuación (4.92) se crea un conjunto de ecuaciones algebraicas no lineales, que da como resultado una matriz tridiagonal que se resuelve aplicando el algoritmo de Thomas.

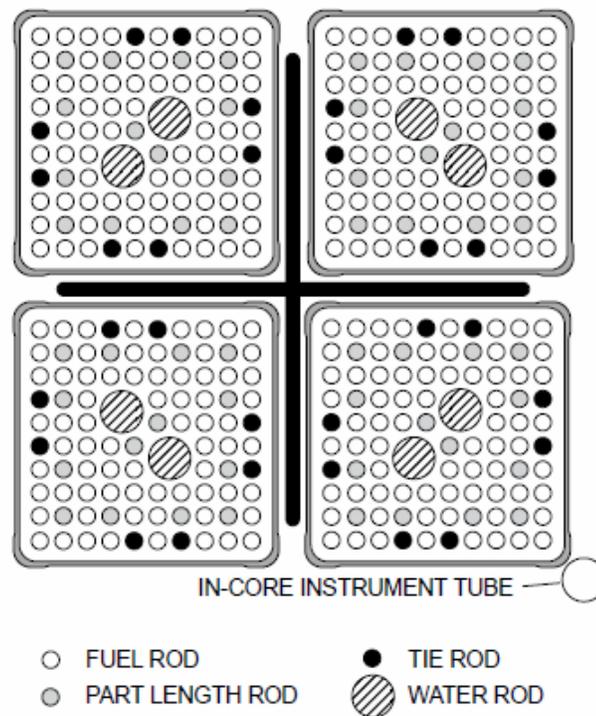
Debido a que los coeficientes  $a_j$ ,  $b_j$ ,  $c_j$ , y  $d_j$ , así como las propiedades termofísicas del sistema dependen de las temperaturas a resolver, se crea un esquema de solución iterativo, para encontrar la solución de las temperaturas.

#### 4.3.4 Datos de diseño para el ensamble de combustible del SBWR

El combustible utilizado por el SBWR son los combustibles estándares empleados en los BWRs, cuyas características se citan a continuación [29].

**Tabla 4.4 Características de algunos combustibles estándar para BWR**

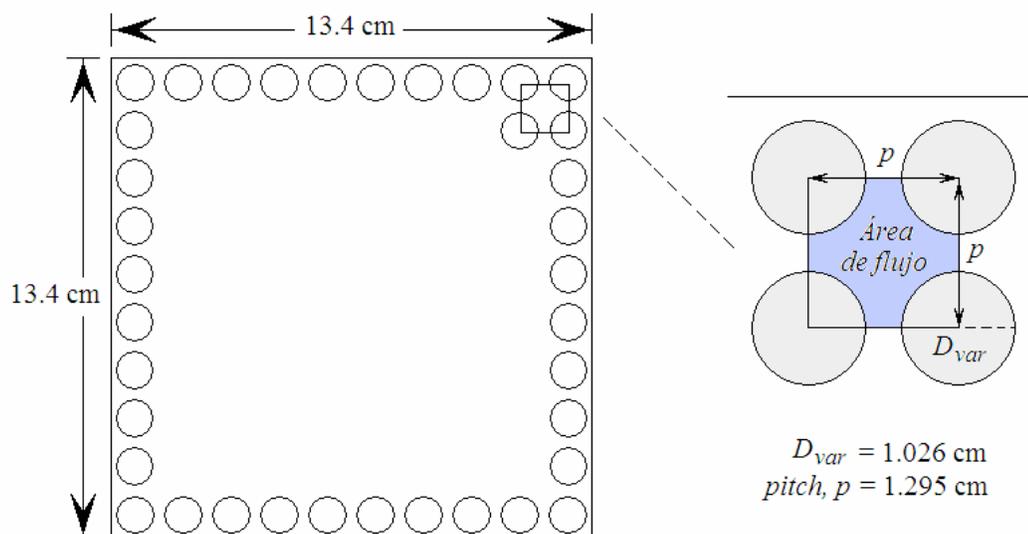
	<b>GE 11</b>	<b>GE 12</b>	<b>GE 14</b>
Geometría del ensamble	9x9	10x10	10x10
Número de varillas por ensamble	72	92	92
Varillas de soporte	8	8	8
Número de espaciadores	7	8	8
Número de barras de agua	2 centrales	2 centrales	2 centrales
Longitud activa del combustible	3587.5 mm	3689.1 mm	3689.1 mm
Pitch	14.37 mm	12.95 mm	12.95 mm
Diámetro exterior de la varilla de combustible	11.0 mm	10.05 mm	10.28 mm
Diámetro exterior de la pastilla de combustible	9.5 mm	8.67 mm	8.87 mm
Espesor del encamisado	0.665 mm	0.605 mm	0.620 cm



**Figura 4.8** Celda de combustible del SBWR, ensamble 10x10

#### 4.3.4.1 Cálculo de parámetros importantes para el ensamble de combustible

Un ensamble combustible está constituido por un conjunto de 92 varillas de combustible, con dos barras de agua, la longitud del ensamble es de 13.4 cm por lado, como se muestra en la Figura 4.9.



**Figura 4.9** Ensamble de combustible con detalle del área de flujo

De este modo:

- Área transversal de flujo para una celda de combustible, donde  $A_{var}$  y  $D_{var}$ , son el área transversal, y el diámetro de la varilla, respectivamente,

$$A_{x-s} = p^2 - A_{var} = p^2 - \frac{\pi D_{var}^2}{4} = (1.295 \text{ cm})^2 - \frac{\pi (1.026 \text{ cm})^2}{4} = 0.8503 \text{ cm}^2. \quad (4.93)$$

- Área transversal ocupada por el ensamble de las 92 varillas de la celda de combustible,

$$A_{T-x-s} = 0.8503 \text{ cm}^2 (92) = 78.2235 \text{ cm}^2. \quad (4.94)$$

- Área de la barra de agua, donde  $D_{ba}$  es el diámetro de la barra de agua,

$$A_{ba} = \frac{\pi D_{ba}^2}{4} = \frac{\pi (2.49)^2}{4} = 4.8695 \text{ cm}^2. \quad (4.95)$$

- Área ocupada por las dos barras de agua del ensamble,

$$A_{T-ba} = 4.8695 \text{ cm}^2 (2) = 9.7391 \text{ cm}^2. \quad (4.96)$$

- Área del ensamble,

$$A_{ens} = (13.4 \text{ cm})(13.4 \text{ cm}) = 179.56 \text{ cm}^2. \quad (4.97)$$

- Área de flujo total para un ensamble de combustible,

$$A_{T-flujo} = 179.56 \text{ cm}^2 - 78.2235 \text{ cm}^2 - 9.7391 \text{ cm}^2 = 91.5974 \text{ cm}^2. \quad (4.98)$$

- Área de flujo total para 516 ensambles de combustible,

$$A_{T-flujo-516ens} = 0.00915974 \text{ m}^2 (516 \text{ ensambles}) = 4.7264 \text{ m}^2. \quad (4.99)$$

- Perímetro mojado,

$$P_H = \pi D_{var} = \pi(1.026 \text{ cm}) = 3.2233 \text{ cm}. \quad (4.100)$$

- Diámetro hidráulico,

$$D_H = \frac{4 A_{x-s}}{P_H} = \frac{4(0.8503 \text{ cm}^2)}{3.2233 \text{ cm}} = 1.0551 \text{ cm}. \quad (4.101)$$

- Área de transferencia de calor para toda la varilla, donde el largo total de la varilla es 274.3 cm,

$$A_{TC} = P_H * \Delta z = (3.2233 \text{ cm})(274.3 \text{ cm}) = 884.1441 \text{ cm}^2. \quad (4.102)$$

## 4.4 Coeficientes de transferencia de calor

### 4.4.1 Introducción

En la sección anterior se dejó inconclusa la deducción del coeficiente convectivo de transferencia de calor, ya que éste depende de la transferencia de calor entre la pared del elemento combustible y el refrigerante moderador, la cual se realiza primordialmente por convección en una y dos fases. El modelo a emplear para su deducción es un tubo de diámetro equivalente  $D_H$  por el que viaja el refrigerante. El tubo es calentado de forma uniforme para cada nodo axial, desarrollando los patrones de flujo mostrados en la Figura 4.10 [30], donde  $T_{sat}$ , es la temperatura de saturación.

Inicialmente el transporte del agua a lo largo del circuito tiene lugar en régimen monofásico esto es, con el fluido en estado líquido, pero conforme el líquido se calienta, comienzan a coexistir agua líquida y vapor en lo que se denomina régimen bifásico. Dentro del régimen bifásico existen diferentes patrones de flujo, los cuales se describen a continuación [31].

**Flujo Burbuja** (Bubbly flow): Se caracteriza por la presencia de burbujas de vapor en el seno de un continuo de líquido. El diámetro de las burbujas es menor que el de la tubería.

**Flujo tapón** (Slug flow): A fracciones de huecos mayores, se producen burbujas de mayor tamaño por coalescencia, llamadas burbujas de Taylor, con un diámetro similar al de la tubería. La parte anterior de la burbuja es semiesférica, y la cola termina de manera abrupta. La burbuja está separada de la pared por una lámina de líquido, que ocasionalmente puede fluir hacia abajo.

**Flujo inestable** (Churn flow): A medida que aumenta la velocidad del fluido las burbujas se rompen dando lugar a un régimen oscilatorio e inestable.

**Flujo anular** (Annular flow): El líquido fluye por las paredes de la tubería y el vapor por el interior. Puede haber pequeñas burbujas de vapor en el interior del líquido y pequeñas gotas de líquido en el interior del vapor.

**Flujo anular con arrastre** (Wispy annular flow): A mayores caudales se observa mayor cantidad de líquido en el interior del vapor, que da lugar a grandes gotas por coalescencia.

La presencia de dos fases complica enormemente el estudio del flujo del refrigerante y de la transmisión de calor. Desde el punto de vista hidráulico es necesario tener en cuenta no sólo la interacción del fluido con las paredes del circuito sino también la interacción de las dos fases entre sí, que es muy dependiente de la geometría de las interfases o superficies de discontinuidad que las separan. Desde el punto de vista térmico, la transmisión de calor entre paredes y refrigerante también depende de la geometría de las interfases, debido a la diferente conductividad térmica de cada una de ellas.

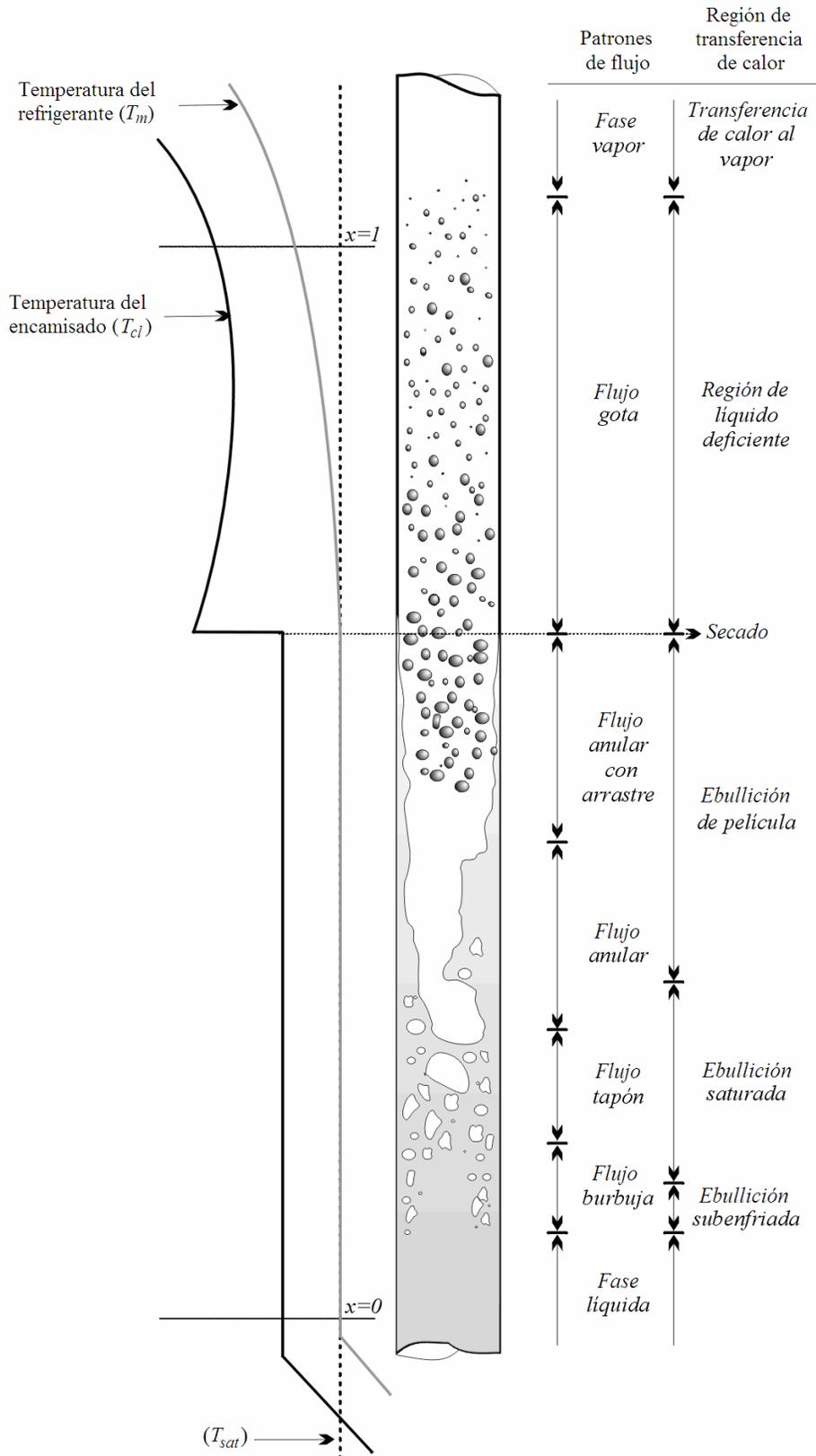


Figura 4.10 Patrones de flujo y regiones de transferencia de calor

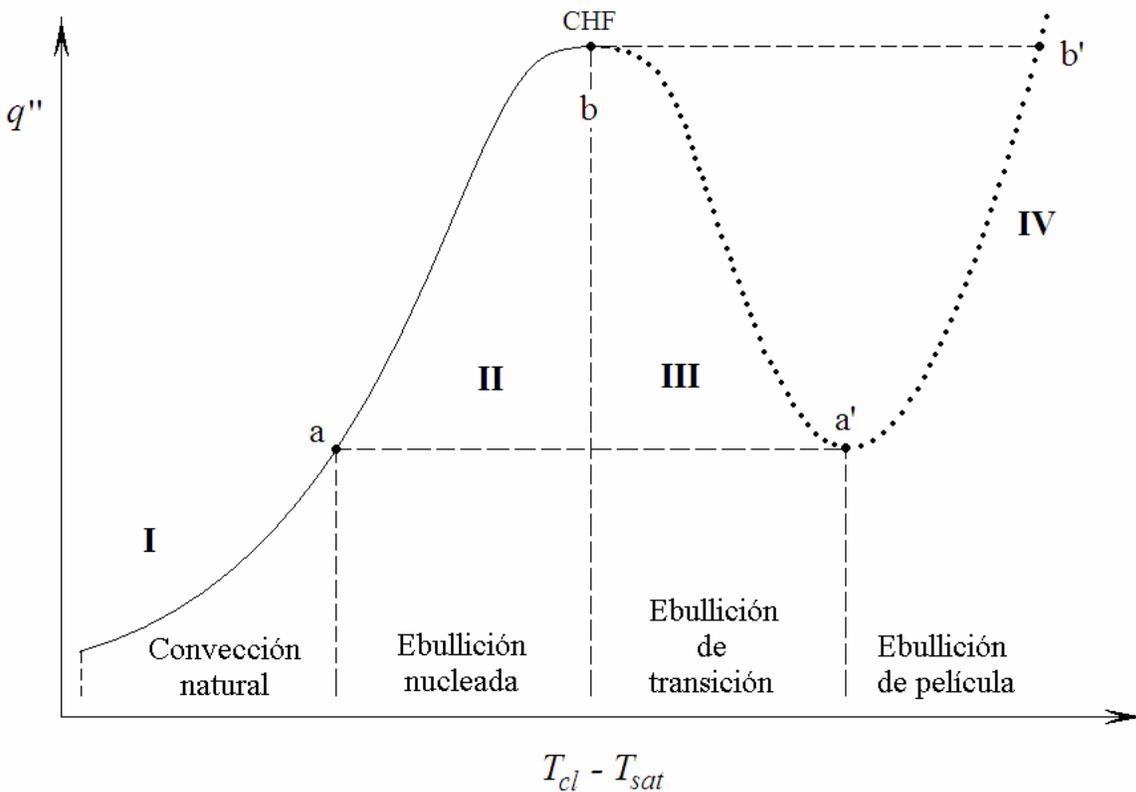
#### 4.4.2 Transmisión de calor en régimen bifásico

La presencia de dos fases en un circuito de refrigeración condiciona no sólo los aspectos hidrodinámicos sino también la transmisión de calor entre las paredes y el fluido. Debido a la diferente conductividad térmica del líquido y del vapor, la conducción calorífica será muy distinta dependiendo de la fracción de volumen ocupada por cada fase y muy en especial de cuál de las dos fases esté en contacto con la pared. De ahí la importancia de los regímenes de flujo a la hora de establecer correlaciones de transmisión de calor entre pared y fluido bifásico.

Retomando el modelo del tubo, suponga que éste es calentado de manera que se controle el salto de temperatura  $T_{cl} - T_{sat}$ . A medida que se incrementa el salto de temperatura, el flujo calorífico entre pared y fluido sigue la curva representada en la Figura 4.11, en la que se observan cuatro regiones o modos de transmisión claramente diferenciados:

- I. En esta región tiene lugar el modo de *convección monofásica*, en el que el calor transmitido al líquido no saturado se emplea para aumentar su temperatura.
- II. Al aumentar la temperatura se observa el modo de *ebullición nucleada*. Ésta se divide en dos regiones. En la primera, conocida como región de *ebullición subenfriada*, se forman en la pared pequeñas burbujas de vapor que se colapsan rápidamente en el seno del líquido. La segunda región, conocida como *ebullición nucleada desarrollada*, también conocida como *ebullición saturada*, se caracteriza por la formación en la pared, y en torno a ciertos puntos llamados núcleos de ebullición, de burbujas de vapor que al alcanzar cierto tamaño, se alejan de la pared y se incorporan a la corriente de fluido. El proceso de transmisión de calor en este modo es altamente eficiente, ya que la energía calorífica se emplea principalmente en el calor latente necesario para hacer cambiar el fluido de fase. Al ser éste un mecanismo que requiere un gran aporte de energía, la refrigeración de la pared es óptima.
- III. El flujo calorífico en régimen de ebullición nucleada alcanza un máximo al seguir aumentando el salto  $T_{cl} - T_{sat}$ , ya que a partir de ese punto la generación de vapor es tan abundante que el líquido no llega a mojar la pared. El máximo se denomina de varias maneras, tales como punto de *dryout*, DNB (departure from nucleate boiling) o CHF (critical heat flux). A la derecha de este punto se encuentran los regímenes *post dryout*. El primero de ellos, correspondiente a la tercera región en la Figura 4.11, es el régimen de *ebullición de transición*. Se caracteriza porque el flujo calorífico es decreciente con el salto  $T_{cl} - T_{sat}$ , hasta alcanzar un mínimo. Esta propiedad hace que la región sea inestable, por lo que el sistema la abandona rápidamente y cicla entre la región de ebullición nucleada y la que se describe a continuación.
- IV. Tras el punto de flujo calorífico mínimo se extiende la región de *ebullición de película*, caracterizada también porque el vapor está en contacto permanente con la pared aunque la curva tiene pendiente positiva.

Todas estas regiones se muestran en la Figura 4.11. Las dos últimas regiones se muestran con líneas punteadas ya que en los reactores de convección natural estos efectos no se llevan a cabo.



**Figura 4.11** Modos de transferencia de calor y correlaciones [32]

### 4.4.3 Coeficientes de transferencia de calor y correlaciones

El flujo de calor transferido desde la pared hacia el fluido se define por medio de la ley de enfriamiento de Newton (las dos comillas en la Ecuación (4.103), indican área), a saber,

$$q'' = H_{\infty} (T_{cl} - T_m). \quad (4.103)$$

La Ecuación (4.103) no expresa una ley, sino es más bien la definición de un coeficiente medio de transferencia de calor  $H_{\infty}$ . Este coeficiente de transferencia de calor, como ya se dijo con anterioridad, depende tanto de las características del fluido, como de la geometría y de las características del flujo.

Las dos categorías principales de la transmisión de calor por convección son la natural o libre, y la forzada. Debido a que una de las principales características del reactor SBWR es precisamente que trabaja en convección natural, se omitirá la definición de transmisión de calor por convección forzada.

En este caso, la transmisión de calor por *convección natural* se caracteriza por el hecho de que tanto la conducción a través de capas de fluido, como la convección originada por las fuerzas de flotabilidad debidas a las diferencias de densidad del fluido resultantes del gradiente de temperaturas, son responsables de la transmisión de calor desde la superficie al fluido.

Cuando un fluido o un gas fluyen junto a una superficie, la velocidad del fluido se aproxima a cero cerca de la superficie, apareciendo una película relativamente estancada de fluido sobre dicha superficie, cuyo espesor disminuye a medida que aumenta la velocidad de flujo paralela a la superficie. Esta película no es otra cosa que la denominada capa límite.

En el *flujo laminar* a través de un conducto, la distribución de velocidades es parabólica para flujo isotérmico. No existe mezclado apreciable entre capas adyacentes de fluido. Para el caso de una sección calentada o refrigerada del conducto, aparece un gradiente de temperaturas a través del fluido, con la correspondiente distribución de fuerzas de viscosidad, que alterará esta distribución parabólica de velocidades.

A medida que la velocidad de flujo crece, aparece turbulencia. Para el *flujo completamente turbulento*, la distribución de velocidades a través del conducto es prácticamente plana hasta que se acerca a una distancia muy próxima a la pared del mismo, en donde decrece rápidamente haciéndose cero en la superficie. A partir de este concepto de película estancada de fluido, el coeficiente de transferencia de calor, se puede definir con base a la Ecuación (4.75), a saber

$$H_{\infty} = -k \frac{\partial T}{\partial r} \frac{1}{(T_{cl} - T_m)}, \quad (4.104)$$

de donde, para cada región mostrada en la Figura 4.11, se obtiene un valor de  $H_{\infty}$ , en función de las propiedades del fluido y del flujo.

#### 4.4.3.1 Convección en la fase líquida (Región I)

Si el flujo es laminar (subíndice  $fl$ ) se usa la correlación de Rohsenow Choi

$$H_{fl} = 4.364 \frac{k_l}{D_H}. \quad (4.105)$$

Para flujo turbulento (subíndice  $ft$ ) se usa la correlación de Dittus-Boelter [33]

$$H_{ft} = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4} \frac{k_l}{D_H}, \quad (4.106)$$

donde  $Re$  es el número de Reynolds y  $Pr$  es el número de Prandtl,

$$\text{Re} = \frac{wD_H}{\mu} , \quad (4.107)$$

$$\text{Pr} = \frac{C_p \mu}{k_l} . \quad (4.108)$$

La conductividad térmica del líquido  $k_l$  se calcula en función de la temperatura del líquido, y  $w$  es el flujo de masa por unidad de área. La condición para determinar el coeficiente de transferencia de calor en esta zona es el máximo entre la correlación de flujo laminar y la correlación de flujo turbulento. Este criterio se usa para evitar una posible discontinuidad en el cálculo del coeficiente de transferencia de calor al ocurrir la transición de patrón de flujo, es decir,

$$H_\infty = \max(H_{fl}, H_{ft}) . \quad (4.109)$$

Esta zona existe siempre que la temperatura de la pared del encamisado  $T_{cl}$ , sea menor que la temperatura de saturación  $T_{sat}$ .

#### 4.4.3.2 Ebullición nucleada (Región II)

Como se mencionó con anterioridad, la transferencia de calor en la región cercana a la ebullición saturada depende del grado de formación de burbujas en la pared. Así como se presenta la nucleación, ésta domina la tasa de transferencia de calor. De este modo, las correlaciones desarrolladas para estimar el flujo de calor asociado con la ebullición aún son aplicables en esta región. Así el flujo de calor asociado con la ebullición subenfriada y la ebullición nucleada saturada cuando la calidad es baja, son iguales. Sin embargo, cuando la calidad es alta, la película de líquido se vuelve más fina, debido a la evaporación y arrastre de gotas. El calor removido desde la película de líquido hacia el núcleo del vapor llega a ser eficiente para que la nucleación dentro de la película pueda ser suprimida. La evaporación ocurre principalmente en la interface película líquida-vapor.

El flujo de calor transferido en la región de ebullición saturada se expresa como

$$q'' = H_{2\phi}(T_{cl} - T_{sat}) , \quad (4.110)$$

debido a que la temperatura global del fluido está en condiciones de saturación. El coeficiente de transferencia de calor en dos fases ( $H_{2\phi}$ ) comúnmente se formula como la suma de un término debido a ebullición nucleada ( $H_{NB}$ ) y un término debido a transferencia de calor por convección o en una fase ( $H_{1\phi}$ ),

$$H_{2\phi} = H_{NB} + H_{1\phi} . \quad (4.111)$$

Para este caso Chen [34] formuló una correlación tanto para ebullición subenfriada como para ebullición nucleada saturada. Esta correlación está en forma de superposición.

La parte convectiva  $H_{1\phi}$  es una modificación de la correlación dada por Dittus-Boelter

$$H_{1\phi} = 0.023 \left[ \frac{w(1-x)D_H}{\mu_f} \right]^{0.8} \left( \frac{Cp_f \mu_f}{k_f} \right)^{0.4} \left( \frac{k_f}{D_H} \right) F, \quad (4.112)$$

donde  $x$  es la calidad, y  $\mu_f$  es la viscosidad del líquido saturado,  $Cp_f$  es la capacidad calorífica a presión constante del líquido saturado,  $k_f$  es la conductividad térmica del líquido saturado, y  $F_t$  es el factor que toma en cuenta el flujo mayor y la turbulencia, debido a la presencia de vapor.  $F_t$  puede determinarse gráficamente o ser aproximado por

$$F_t = \begin{cases} 1, & \text{para : } \frac{1}{X_{tt}} \leq 0.1 \\ 2.35 \left[ \frac{1}{X_{tt}} + 0.213 \right]^{0.736}, & \text{para : } \frac{1}{X_{tt}} > 0.1 \end{cases}, \quad (4.113)$$

donde el parámetro turbulento de Martinelli,  $X_{tt}$ , normalmente está dado por

$$\frac{1}{X_{tt}} = \left( \frac{x}{1-x} \right)^{0.9} \left( \frac{\rho_f}{\rho_g} \right)^{0.5} \left( \frac{\mu_g}{\mu_f} \right)^{0.1}, \quad (4.114)$$

donde  $\rho_f$  es la densidad del líquido saturado, y  $\mu_g$  es la viscosidad del vapor saturado. La parte de la nucleación está basada en la Ecuación de Forster-Zuber [35] con un factor de supresión  $S$  descrito a continuación.

$$H_{NB} = S (0.00122) \left[ \frac{k_f^{0.79} Cp_f^{0.45} \rho_f^{0.49}}{\sigma^{0.5} \mu_f^{0.29} h_{fg}^{0.24} \rho_g^{0.24}} \right] (T_{cl} - T_{sat})^{0.24} [p(T_{cl} - T_{sat})]^{0.75}, \quad (4.115)$$

aquí,  $h_{fg}$  es la entalpía de vaporización, y  $S$  es función del número de Reynolds en dos fases, el cual se puede aproximar como

$$S = \frac{1}{1 + 2.53 \times 10^{-6} \text{Re}_{2\phi}^{1.17}}, \quad (4.116)$$

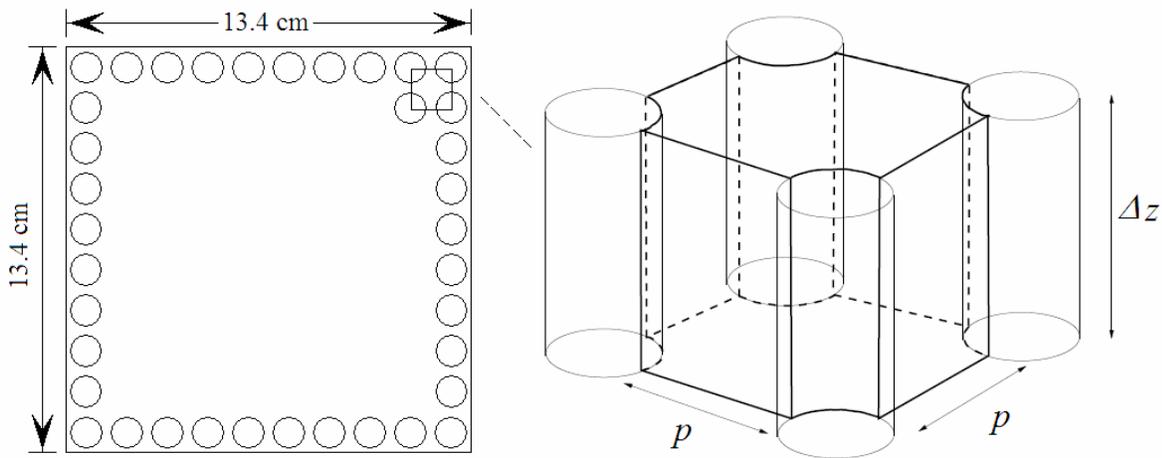
donde el número de Reynolds en dos fases está dado por la Ecuación (4.116), y el número de Reynolds está dado por la Ecuación (4.107), esto es,

$$\text{Re}_{2\phi} = \text{Re} \left( F^{1.25} \right). \quad (4.117)$$

## 4.5 Modelo de la termohidráulica del núcleo

El modelo termohidráulico se usa para describir el comportamiento dinámico del pleno superior e inferior, bajante de agua y, el núcleo del reactor. El modelo considera un canal promedio con una barra de combustible como se muestra en la Figura 4.12, y consiste de cinco ecuaciones de balance, a saber,

- 1) Balance de masa en fase líquida.
- 2) Balance de masa en fase gas.
- 3) Momento de mezcla.
- 4) Energía de mezcla.
- 5) Energía en fase líquida, junto con acercamiento de flujos relativos para el análisis de separación de fases.

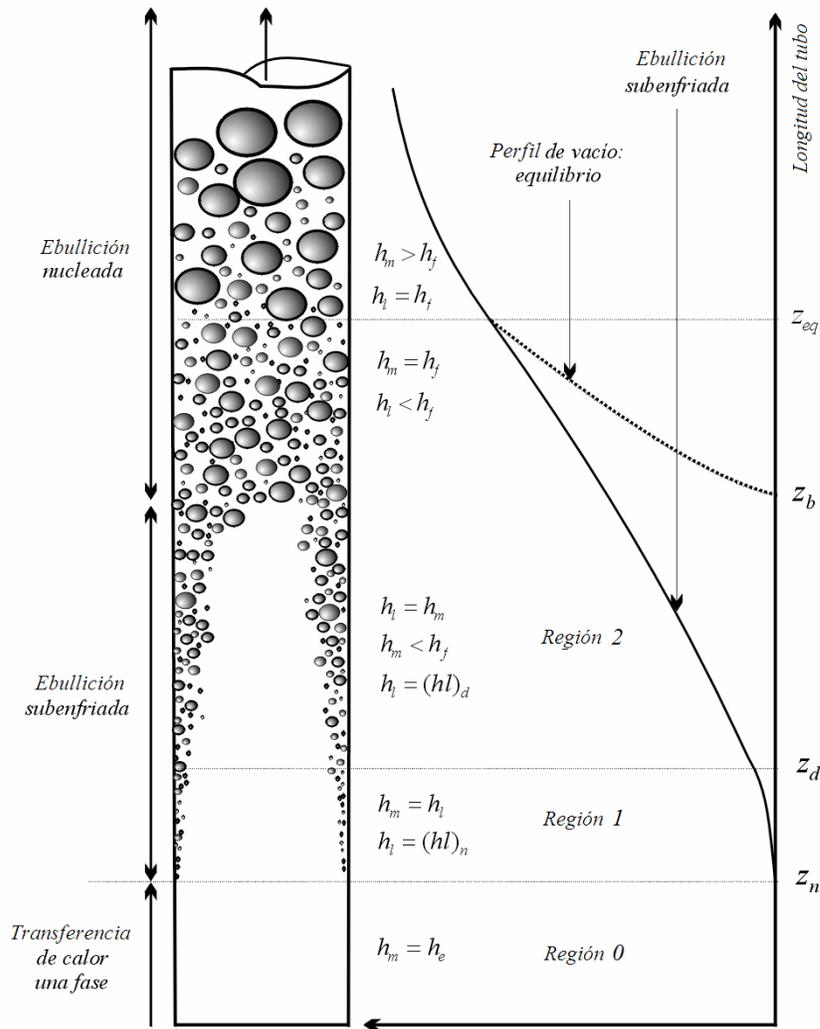


**Figura 4.12 Diagrama esquemático de un canal promedio**

Para el desarrollo del modelo se toman las siguientes suposiciones:

- S.6 Se considera una dimensión y estado transitorio.
- S.7 Se supone un canal promedio del núcleo del reactor.
- S.8 En ebullición subenfriada, se supone vapor saturado.
- S.9 En postsecado, se supone líquido saturado.
- S.10 Para considerar efectos de flujos relativos se usa el modelo de Zuber y Findlay [36].
- S.11 La potencia volumétrica se concentra en la fase líquida debido a radiación gamma.
- S.12 Se considera sección transversal constante.
- S.13 Se supone equilibrio mecánico entre fases.
- S.14 Se desprecia el término de disipación viscosa en la ecuación de energía.
- S.15 Se desprecian los efectos de energía cinética y potencial.
- S.16 La distribución es uniforme en cada una de las fases.

Retomando el concepto de flujo en dos fases que se desarrolla en un reactor de agua en ebullición es fácil distinguir que la transferencia de calor y por consiguiente, la generación de vapor, es diferente en cada región del canal. Para ello se deben analizar los mecanismos de producción en las diferentes regiones consideradas y establecer un modelo con base a las ecuaciones de conservación, para poder determinarlo. En la Figura 4.13 se pueden apreciar estas regiones, en función de la fracción de vacíos,  $\epsilon_g$ .



**Figura 4.13 Perfil de vacío de acuerdo a la región del canal**

Para propósitos de modelado el canal promedio es dividido en 12 nodos axiales de longitud  $\Delta z = V/A$ , en los cuales se calculan los parámetros termohidráulicos como se muestra en la Figura 4.12. Los parámetros termohidráulicos a determinar en cada nodo del canal son: la fracción de vacíos  $\epsilon_g$ ; la temperatura del moderador  $T_m$ ; los flujos másicos  $w$ , la entalpía del líquido,  $h_l$ ; la entalpía del vapor,  $h_v$ ; la entalpía del vapor saturado,  $h_g$ ; la entalpía de la mezcla,  $h_m$ .

### 4.5.1 Termohidráulica del flujo monofásico (Región 0)

Por tratarse de una región en la que se tiene flujo en una sola fase (fase líquida), la entalpía del moderador en esa región, es la del líquido de entrada, es decir,  $h_m = h_e$ .

El planteamiento de este modelo se obtiene de las ecuaciones de conservación de masa y energía, considerando un nodo como se muestra en la Figura 4.14.

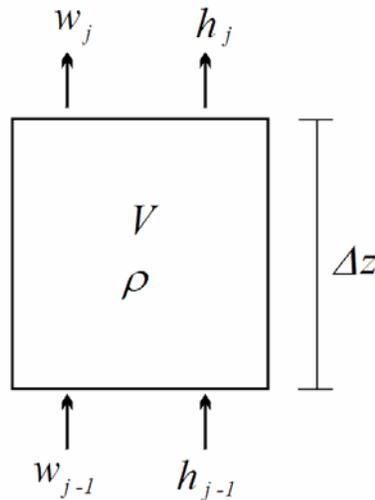


Figura 4.14 Diagrama esquemático de un nodo para flujo monofásico

#### 4.5.1.1 Ecuación de conservación de energía

$$\rho \frac{dh_j}{dt} = q'' P_H \Delta z + q''' + w_{j-1} (h - h_j) + V \frac{dp}{dt}. \quad (4.118)$$

El término  $dp/dt$  corresponde al domo de la vasija, el cual se representa en la Sección 4.5. Los subíndices  $j-1$  y  $j$  indican la entrada y salida al nodo respectivamente.

#### 4.5.1.2 Ecuación de conservación de masa

$$V \frac{d\rho}{dt} = w_{j-1} - w_j. \quad (4.119)$$

Debido a que  $\rho$  y  $T$  son funciones de  $h$  y  $p$ , de las relaciones termodinámicas se obtiene

$$\frac{d\rho}{dt} = \left( \frac{\partial \rho}{\partial h} \right)_p \frac{dh}{dt} + \left( \frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_h \left( \frac{dp}{dt} \right). \quad (4.120)$$

Con las Ecuaciones (4.119) y (4.120) se obtiene el flujo a la salida del nodo

$$w_j = w_{j-1} - V \frac{d\rho}{dt}. \quad (4.121)$$

### 4.5.2 Termohidráulica del flujo bifásico (Región 1 y 2)

Para la región 2 se considera un nodo como se muestra en Figura 4.15. El planteamiento del modelo se obtiene de nuevo de las ecuaciones de conservación de masa y energía.

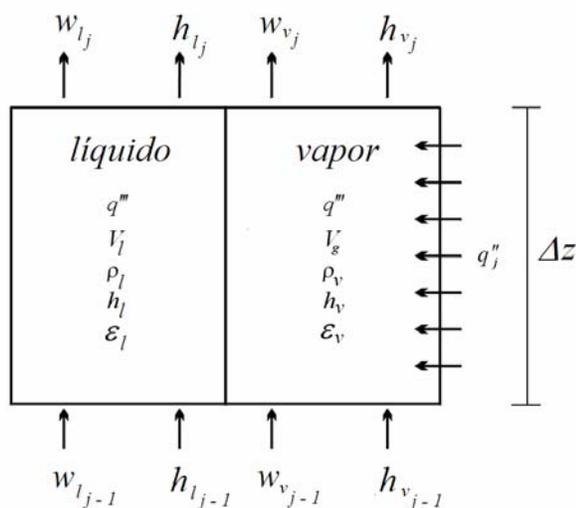


Figura 4.15 Nodo bifásico

#### 4.5.2.1 Ecuación de conservación de masa

Fase Vapor,

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_v \varepsilon_v) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho_v \varepsilon_v u_v) = \Gamma, \quad (4.122)$$

donde  $\rho_v$  es la densidad del vapor,  $\varepsilon_v$  es la fracción de vacíos del vapor,  $u_v$  es la velocidad del vapor, y  $\Gamma$  es la generación volumétrica de vapor en la interfaz líquido-vapor.

Fase Líquida,

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_l \varepsilon_l) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho_l \varepsilon_l u_l) = -\Gamma, \quad (4.123)$$

donde  $u_l$  es la velocidad del líquido, y además,

$$\varepsilon_v + \varepsilon_l = 1. \quad (4.124)$$

Usando las siguientes definiciones [32]:

$$m_v = V_v \rho_v = \rho_v \varepsilon_v V, \quad (4.125)$$

$$m_l = V_l \rho_l = \rho_l \varepsilon_l V = \rho_l (1 - \varepsilon_v) V, \quad (4.126)$$

$$w_v = \rho_v u_v A_v = \rho_v u_v \varepsilon_v A_{x-s}, \quad (4.127)$$

$$w_l = \rho_l u_l A_l = \rho_l u_l \varepsilon_l A_{x-s}, \quad (4.128)$$

donde  $m_v$  es la masa del vapor,  $V_v$  es el volumen del vapor,  $m_l$  es la masa del líquido,  $V_l$  es el volumen del líquido,  $w_v$  es el flujo másico de vapor,  $A_v$  es el área transversal ocupada por el vapor,  $w_l$  es el flujo másico del líquido, y  $A_l$  es el área transversal ocupada por el líquido.

Sustituyendo de (4.125) a (4.128) en (4.122) y (4.123), tomando en cuenta que  $\Delta z$  es la longitud del nodo y sustituyendo el término de la derivada espacial por su ecuación de diferencias hacia atrás, se obtiene

$$\frac{dm_v}{dt} = w_{v_{j-1}} - w_{v_j} + V \Gamma, \quad (4.129)$$

$$\frac{dm_l}{dt} = w_{l_{j-1}} - w_{l_j} - V \Gamma. \quad (4.130)$$

Nuevamente  $j-1$  y  $j$  indican la entrada y salida al nodo respectivamente. Cada uno de estos nodos es conocido desde el principio del cálculo, es decir, el primer nodo tiene como flujo a la entrada el que proviene del pleno inferior, el cual se ha referido como flujo a la entrada del núcleo. Este flujo se obtiene aplicando los balances de momento.

Las ecuaciones fundamentales se aplican considerando que los flujos de salida de un nodo están constituidos por fluido a las condiciones prevalecientes en el nodo. El planteamiento tiene la finalidad de calcular los flujos de salida de vapor y líquido de cada nodo en función de variables conocidas. Para esto es necesario definir la velocidad superficial,  $J$ , expresada en términos de variables de salida, esto es,

$$J = \Delta z \left[ \left( \frac{1}{\rho_{v_j}} - \frac{1}{\rho_{l_j}} \right) \Gamma - \left( \frac{\varepsilon_{v_j}}{\rho_{v_j}} \frac{\partial \rho_v}{\partial p} + \frac{\varepsilon_{l_j}}{\rho_{l_j}} \frac{\partial \rho_l}{\partial p} \right) \frac{\partial p}{\partial t} - \xi_{sub} \right] + \frac{1}{A_{x-s}} \left( \frac{w_{v_{j-1}}}{\rho_{v_j}} - \frac{w_{l_{j-1}}}{\rho_{l_j}} \right) \quad (4.131)$$

donde

$$\xi_{sub} = \begin{cases} \frac{\varepsilon_l}{\rho_l} \left( \frac{\partial \rho_l}{\partial h_l} \right) \frac{\partial h_l}{\partial t} & \Rightarrow \text{Subenfriado} \\ 0, & \Rightarrow \text{Equilibrio termodinámico} \end{cases} \quad (4.132)$$

Estas ecuaciones son una aproximación de los efectos no homogéneos. La principal ventaja de estos modelos es su simplicidad y que requieren pocas ecuaciones constitutivas. El término  $\partial p / \partial t$ , como se mencionó con anterioridad, corresponde al domo de la vasija, éste se representa en la Sección 4.5.

Ahora, para considerar el movimiento de las fases en forma individual, se utiliza el modelo de flujos relativos (drift flux), de Zuber-Findlay [36]. La ecuación básica del modelo es

$$J_v = \varepsilon_g (C_o J + V_{gj}), \quad (4.133)$$

donde  $J_v$  es la velocidad superficial en la fase vapor. Ésta está integrada por dos términos, el primero  $C_o$ , da una relación con la velocidad media del flujo. Éste representa el efecto de una distribución no uniforme de la fase gaseosa que tiende a concentrarse en las zonas de mayor velocidad.

El segundo término  $V_{gj}$  representa otro efecto adicional de naturaleza local; consiste en la presencia de una velocidad relativa entre las fases, debida a su diferencia de densidades. El parámetro de distribución  $C_o$ , y la velocidad promedio de flujos relativos  $V_{gj}$ , se calculan usando la Ecuación (4.131) a partir de cantidades normalmente medidas.

La velocidad superficial en la fase líquida es

$$J_l = J - J_v. \quad (4.134)$$

Los flujos másicos de vapor y líquido a la salida de los nodos están definidos por

$$w_{v_j} = J_v \rho_{v_j} A_{x-s}, \quad (4.135)$$

$$w_{l_j} = J_l \rho_{l_j} A_{x-s}. \quad (4.136)$$

En las ecuaciones de conservación de masa aparece el término de generación de vapor, que aún no ha sido definido. Para poder determinarlo es que a continuación se desarrollan las ecuaciones de conservación de energía en cada región de la Figura 4.13.

### 4.5.2.2 Ecuación de conservación de energía

La ecuación de conservación de energía para la mezcla bifásica, se obtiene al sumar las ecuaciones de conservación en cada fase, es decir,

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_v h_v \varepsilon_v + \rho_l h_l \varepsilon_l) - \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}(\rho_v h_v \varepsilon_v u_v + \rho_l h_l \varepsilon_l u_l) = \frac{q'' P_H}{A_{x-s}} + q''' \varepsilon_l. \quad (4.137)$$

Sustituyendo las Ecuaciones (4.125) a (4.128) y el término de la derivada espacial por su ecuación de diferencias hacia atrás en la Ecuación (4.137), se obtiene

$$\frac{d}{dt}(m_v h_v + m_l h_l) - V \frac{dp}{dt} = (w_l h_l)_{j-1} - (w_l h_l)_j + (w_v h_v)_{j-1} - (w_v h_v)_j + q_j''' V \varepsilon_l. \quad (4.138)$$

### 4.5.2.3 Generación de vapor en la región de ebullición subenfriada

Cuando hay ebullición en la superficie calentada y la entalpía de la fase líquida es inferior a la entalpía del líquido saturado, es decir,  $h_l < h_f$ , existe ebullición subenfriada. La ebullición subenfriada se caracteriza porque el equilibrio termodinámico no existe.

En la Figura 4.13 se muestra que el proceso de ebullición subenfriada está dividido en dos regiones. En la región 1 las burbujas de vapor viajan en una capa estrecha cerca de la pared. Esta capa continúa creciendo bajo los efectos de evaporación, colapsos y condensación hasta alcanzar el punto  $Z_d$ , en este punto los vacíos son expulsados dentro del seno del líquido subenfriado y la fracción de vacíos empieza a aparecer de manera significativa.

En la región 2, los vacíos que son expulsados de la capa de burbujas se condensan en el seno subenfriado, aumentando la entalpía del líquido  $h_l$ . Cuando  $Z = Z_d$ , existe fracción de vacíos subenfriada, aunque la entalpía de mezcla en este punto es saturada  $h_m = h_f$ , la entalpía del líquido es subenfriada  $h_l < h_f$ .

En el punto  $Z_{eq}$  se alcanza equilibrio termodinámico y ambas fases son saturadas. En este punto el perfil de ebullición subenfriada y ebullición nucleada se unen. La generación de vapor se lleva a cabo por los mecanismos de ebullición y condensación.

Aplicando un balance de energía en la fase gas,

$$\rho_v \varepsilon_v \frac{\partial h_v}{\partial t} + \rho_v \varepsilon_v u_v \frac{\partial h_v}{\partial z} = \frac{P_H}{A_{x-s}} \left( \frac{q_{eb}''}{1+\omega} - q_{cond}'' \right) + \varepsilon_v \frac{\partial p}{\partial t} - \Gamma h_{fg}, \quad (4.139)$$

donde  $q_{eb}''$  es la transferencia de calor por ebullición,  $\omega$  representa la razón de flujo de calor debido a la agitación del líquido y al flujo de calor para formar vapor, y  $q_{cond}''$  es la transferencia de calor por condensación [37];  $\omega$  está definida por

$$\omega = \frac{\rho_v (h_f - h_l)}{\rho_v h_{fg}}. \quad (4.140)$$

Aplicando la suposición S.8 ( $\partial h_v / \partial z = 0$ ) de que se tiene vapor saturado y despejando, se obtiene la generación de vapor,

$$\Gamma = \frac{q_{eb}'' P_H}{A_{x-s} h_{fg} (1 + \omega)} - \frac{q_{cond}'' P_H}{A_{x-s} h_{fg}} + \frac{\varepsilon_g}{h_{fg}} \left( 1 - \rho_g \frac{dh_g}{dp} \right) \frac{dp}{dt}. \quad (4.141)$$

#### 4.5.2.3.1 Flujo de calor por ebullición, $q_{eb}''$

Por debajo del punto  $Z_d$  la fracción de vacíos es despreciable (Región 1), por lo que el término de flujo de calor por ebullición debe ser cero. Para asegurar que ocurra lo anterior, se toma una carga efectiva de flujo de calor en una fase para la cual  $h_l > h_{ld}$ , es decir,

$$q_{1\phi eff}'' = q_{1\phi}'' \left( \frac{h_f - h_l}{h_f - h_{ld}} \right), \quad (4.142)$$

donde  $q_{1\phi eff}''$  es la transferencia de calor efectiva en una fase, y  $q_{1\phi}''$  es la transferencia de calor en una fase, y  $h_{ld}$  es la entalpía de líquido en el punto  $Z_d$ . Para condiciones de subenfriamiento, la transferencia de calor por ebullición, está dada por

$$q_{eb}'' = 0, \quad \text{para } h_l \leq h_{ld} \quad (4.143)$$

$$q_{eb}'' = q_{1\phi}'' - q_{1\phi eb}'', \quad \text{para } h_l > h_{ld} \quad (4.144)$$

Se puede observar que cuando  $h_l > h_{ld}$ ,  $q_{eb}'' = q_{1\phi}''$ .

#### 4.5.2.3.2 Entalpía del líquido en el punto $Z_d$ , ( $h_{ld}$ )

El punto para el cual las burbujas se pueden separar de la pared antes de la condensación ( $Z_d$ ) depende de las condiciones locales del fluido, es decir, para flujos bajos la generación de vapor se determina por condiciones térmicas, y para flujos altos el fenómeno es controlado hidrodinámicamente. De este modo, al punto  $Z_d$  se le considera como el punto donde empieza la generación de vapor. El problema es determinar la localización de dicho punto en función de parámetros del sistema.

Suponiendo que en  $Z_d$  el flujo de calor de la pared está balanceado por la remoción de calor debido al subenfriamiento del líquido, Levy introduce un modelo hidrodinámico basado en la suposición de que la burbuja separada es principalmente el resultado de la fuerza de

arrastre que supera a la fuerza de tensión superficial. Staub agrega al modelo de Levy, el efecto de flotación.

Más adelante, Saha y Zuber [38] postulan que se pueden aplicar ambos mecanismos, el hidrodinámico y el de transferencia de calor. Así en la región de flujos másicos bajos, el calor de difusión controla los procesos de condensación y el proceso de salida es el límite térmico, representado por el número de Nusselt,

$$Nu = \frac{q'' D_H}{k_f (T_{sat} - T_d)}, \quad (4.145)$$

donde  $T_d$  es la temperatura en el punto  $Z_d$ . Además, para flujos másicos altos, el fenómeno es controlado tanto térmicamente como hidrodinámicamente, representado por el número de Stanton,

$$St = \frac{q''}{w C_{p_f} (T_{sat} - T_d)}. \quad (4.146)$$

Los datos de varias fuentes fueron graficados contra el Número de Peclet, (Figura 4.16) donde

$$Pe = \frac{Nu}{St} = \frac{w D_H C_{p_f}}{k_f}. \quad (4.147)$$

Desarrollando el siguiente criterio:

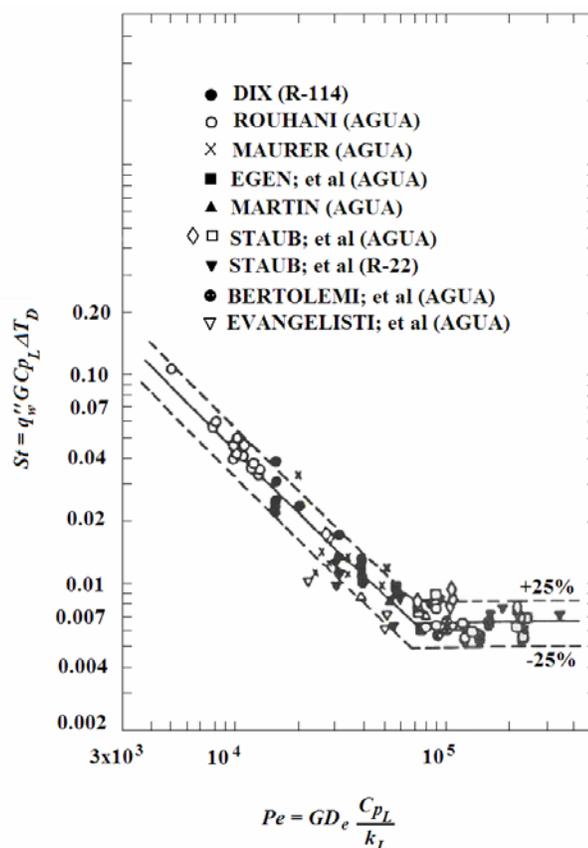
Para  $Pe < 70,000$ ,

$$(Nu)_{Z_d} = 455 \quad o \quad T_{sat} - T_d = 0.0022 \left( \frac{q'' D_H}{k_f} \right). \quad (4.148)$$

Para  $Pe > 70,000$ ,

$$(St)_{Z_d} = 0.0065 \quad o \quad T_{sat} - T_d = 154 \left( \frac{q''}{w C_{p_f}} \right). \quad (4.149)$$

Los datos usados por Saha y Zuber para agua son:  $p = 0.1$  a  $13.8$  MPa;  $w = 95$  a  $2760$  kg/m<sup>2</sup> s; y  $q'' = 0.28$  a  $1.89$  MW/m<sup>2</sup>.



**Figura 4.16 Condiciones de desviación de la burbuja como una función del número de Peclet [38]**

### 4.5.2.3.3 Flujo de calor por condensación, $q_{cond}''$

Nusselt fue el primero en deducir las ecuaciones básicas de la velocidad de transmisión de calor para la condensación en película [39,40,41]. Las ecuaciones de Nusselt se basan en la suposición de que en el límite exterior de la capa del vapor condensado y el líquido están en equilibrio termodinámico, de forma que la única resistencia al flujo de calor es la que ofrece la capa de condensado que desciende como flujo laminar bajo la acción de la gravedad.

También se admite que la velocidad del líquido en la pared es cero, que dicha velocidad en el exterior de la película no está influenciada por la velocidad del vapor, y que las temperaturas de la pared y el vapor son constantes. Se desprecia el sobrecalentamiento del vapor, se supone que el condensado abandona el tubo a la temperatura de condensación, y las propiedades físicas del líquido se toman a la temperatura media de película.

En tubos verticales, la teoría de Nusselt establece que la condensación en forma de película, comienza a formarse en la parte superior del tubo y que el espesor de la misma aumenta

rápida en los primeros centímetros de la parte superior para hacerlo luego más lentamente en la restante longitud de tubo. Se supone que el calor fluye a través de la película de condensado solamente por conducción, de forma que el coeficiente local viene dado por

$$H_x = \frac{k_f}{\delta}, \quad (4.150)$$

siendo  $\delta$  el espesor local de la película. Resulta, por consiguiente, que el coeficiente local es inversamente proporcional al espesor de película. El espesor de película es normalmente dos o tres órdenes de magnitud menor que el diámetro del tubo, éste puede obtenerse a partir de la Ecuación (4.151),

$$\delta = \left( \frac{3\Gamma\mu_f}{\rho_f^2 g} \right)^{1/3}. \quad (4.151)$$

Sustituyendo en la Ecuación (4.150) se obtiene la siguiente ecuación para el coeficiente local de transmisión de calor, a una distancia L de la parte superior de la superficie vertical,

$$H_x = k_f \left( \frac{\rho_f^2 g}{3\Gamma\mu_f} \right)^{1/3}. \quad (4.152)$$

La Ecuación (4.152) es aplicable a la condensación tanto en el interior como en el exterior de tubos. Por otro lado, debido a la complicada estructura del flujo de varias capas y sus respectivas temperaturas, el flujo de calor viene dado por la relación

$$dq = H_x \Delta T dA. \quad (4.153)$$

Dicho de otro modo,

$$dq = h_{fg} \dot{m} = H_x \Delta T \pi D_H dL. \quad (4.154)$$

Despejando para  $H_x$ ,

$$H_x = \frac{h_{fg} \dot{m}}{\Delta T \pi D_H dL} \quad (4.155)$$

donde  $\dot{m}$ , es el flujo másico local y  $\pi$ , es pi (3.1416927).

Puesto que  $\Gamma = \dot{m}_{cond} / \pi D_H$ , donde  $\dot{m}_{cond}$ , es el flujo másico local por condensado, la Ecuación (4.155) se puede escribir así,

$$H_x = \frac{h_{fg} d\Gamma}{\Delta T dL}. \quad (4.156)$$

De este modo, el coeficiente medio de transferencia de calor para todo el tubo,  $H_0$ , se define por

$$H_0 = \frac{\dot{q}_{cond}}{\Delta T A} = \frac{h_{fg} \dot{m}_{cond}}{\Delta T \pi D_H L_T} = \frac{h_{fg} \Gamma_b}{L_T \Delta T}, \quad (4.157)$$

donde  $\dot{q}_{cond}$ , es el flujo total de transferencia de calor por condensación,  $L_T$ , es la longitud total del tubo, y  $\Gamma_b$ , es la carga de condensado en el fondo del tubo.

Igualando las Ecuaciones (4.109) y (4.113) y despejando  $\Delta T$ , se obtiene

$$\Delta T = \left( \frac{3\Gamma\mu_f}{\rho_f^2 g} \right)^{1/3} \frac{h_{fg} d\Gamma}{k_f dL}. \quad (4.158)$$

Sustituyendo  $\Delta T$ , de la Ecuación (4.158) en la Ecuación (4.157),

$$H_0 = \frac{k_f \Gamma_b}{L_T} \left( \frac{\rho_f^2 g}{3\mu_f} \right)^{1/3} \frac{dL}{\Gamma^{1/3} d\Gamma}. \quad (4.159)$$

Reordenando la Ecuación (4.159) e integrando entre los límites adecuados, resulta

$$H_0 \int_0^{\Gamma_b} \Gamma^{1/3} d\Gamma = \frac{k_f \Gamma_b}{L_T} \left( \frac{\rho_f^2 g}{3\mu_f} \right)^{1/3} \int_0^L dL, \quad (4.160)$$

de donde

$$H_0 = \frac{4k_f}{3} \left( \frac{\rho_f^2 g}{3\Gamma_b \mu_f} \right)^{1/3}. \quad (4.161)$$

Por tanto, el coeficiente medio para un tubo vertical, con tal de que el flujo en la película de condensado sea laminar, es 4/3 veces el coeficiente local en el fondo del tubo. Suponiendo que el gradiente de temperatura es constante a través de la película y que  $1/\mu$  varía linealmente con la temperatura, la temperatura de referencia para la evaluación de  $\mu_f$ ,  $k_f$ , y  $\rho_f$ , viene dado por la Ecuación (4.162) [40],

$$T_{ref} = T_{vc} - \frac{3\Delta T}{4} = T_{vc} - \frac{3(T_{vc} - T_{cl})}{4}, \quad (4.162)$$

donde  $T_{ref}$ , es la temperatura de referencia, y  $T_{vc}$  es la temperatura del vapor condensante.

La Ecuación (4.161) se utiliza con frecuencia en una forma equivalente en la que el término  $\Gamma_b$  se ha eliminado combinando las Ecuaciones (4.157) y (4.161) para obtener

$$H_0 = 0.943 \left( \frac{k_f^3 \rho_f^2 g h_{fg}}{\Delta T L_T \mu_f} \right)^{1/4}. \quad (4.163)$$

El calor de condensación [42] se puede calcular con la Ecuación (4.157).

#### 4.5.2.3.4 Entalpía del líquido subenfriado

Para obtener la variación de la entalpía del líquido subenfriado con respecto al tiempo, se aplica la ecuación de conservación de energía en la fase líquida. Se considera que el flujo de calor que origina el aumento de temperatura está dado por la diferencia entre el flujo de energía total de la pared al fluido, menos el flujo de energía para llevar a cabo la generación de vapor. Esto es,

$$\text{Energía del líquido subenfriado} = \frac{q'' P_H}{A_{x-s}} - \left( \frac{q_{eb}'' P_H}{A_{x-s}(1+\omega)} + \frac{q_{cond}'' P_H}{A_{x-s}} \right). \quad (4.164)$$

La ecuación de conservación de energía fase líquida es

$$\rho_l \varepsilon_l \frac{Dh_l}{Dt} = \frac{q'' P_H}{A_{x-s}} - \frac{q_{eb}'' P_H}{A_{x-s}(1+\omega)} + \frac{q_{cond}'' P_H \Gamma}{A_{x-s}} (h_f - h_l) + \varepsilon_l \frac{dp}{dt}. \quad (4.165)$$

En condiciones de desequilibrio termodinámico la densidad de líquido  $\rho_l$ , está dada por

$$\rho_l = \rho_l(h_l, p). \quad (4.166)$$

Para obtener un modelo que utilice un enfoque nodal, es necesario que la Ecuación (4.165) se obtenga en función de los parámetros de entrada del nodo. Esto se logra al descomponer la derivada material  $Dh_l/Dt$

$$\frac{dh_l}{dt} = \frac{1}{\rho_l \varepsilon_l} \left\{ \frac{P_H}{A_{x-s}} \left[ q'' - \frac{q_{eb}''}{A_{x-s}(1+\omega)} + q_{cond}'' \right] - \frac{w_{l,j-1}}{V} (h_{l,j} - h_{l,j-1}) - \Gamma (h_f - h_{l,j}) + \varepsilon_l \frac{dp}{dt} \right\}. \quad (4.167)$$

#### 4.5.2.4 Generación de vapor en la región de ebullición nucleada

En estas condiciones ambas fases se consideran saturadas. El término de generación de vapor se calcula incluyendo los mecanismos de generación debido al calor absorbido de la pared al refrigerante, variaciones en los flujos energéticos y variaciones en la presión (flasheo y condensación en la interfaz). Como ambas fases son saturadas, el término de generación se puede obtener analíticamente, como a continuación se indica.

La ecuación de conservación de energía para la mezcla bifásica se obtiene de sumar las ecuaciones de energía de cada fase. Esta ecuación ya se obtuvo con anterioridad, es la Ecuación (4.138). De ésta se desarrolla el primer término del lado izquierdo y se sustituyen las ecuaciones de conservación de masa (4.129) y (4.130), despejando luego el término de generación de vapor,

$$\Gamma = \frac{1}{V(h_v - h_l)_j} \left[ q'' P_H \Delta z - m_l \frac{dh_l}{dt} + q''' \varepsilon_l V - m_v \frac{dh_v}{dt} + (w_l h_l)_{j-1} - (w_l h_l)_j + \right. \\ \left. + V \frac{dp}{dt} + (w_v h_v)_{j-1} - (w_v h_v)_j - h_{l_j} (w_{l_{j-1}} - w_{l_j}) - h_{v_j} (w_{v_{j-1}} - w_{v_j}) \right]. \quad (4.168)$$

Para cumplir con la condición de saturación se debe cumplir que  $h_v = h_g(p)$  y  $h_l = h_f(p)$ , es decir,

$$(a) \quad \frac{dh_v}{dt} = \frac{dh_g}{dt} \frac{dp}{dt}, \quad (4.169)$$

$$(b) \quad \frac{dh_l}{dt} = \frac{dh_f}{dt} \frac{dp}{dt}.$$

Usando estas relaciones, y sustituyendo las Ecuaciones (4.125) y (4.126) en la Ecuación (4.168), se obtiene,

$$\Gamma = \frac{1}{h_{fg}} \left\{ \frac{q'' P_H}{A_{x-s}} + q''' \varepsilon_f + \left[ 1 - \varepsilon_f \rho_f \frac{dh_f}{dp} - \varepsilon_g \rho_g \frac{dh_g}{dp} \right] \frac{dp}{dt} + \right. \\ \left. + \frac{1}{V} \left[ w_{l_{j-1}} (h_{l_{j-1}} - h_{l_j}) + w_{v_{j-1}} (h_{v_{j-1}} - h_{v_j}) \right] \right\}. \quad (4.170)$$

#### 4.5.2.5 Entalpía promedio y temperatura del refrigerante – moderador

A continuación se muestra el planteamiento para determinar la temperatura del refrigerante-moderador, el cual puede estar en estado subenfriado, saturado o vapor sobrecalentado, ya que depende de las condiciones locales de entalpía y presión, es decir,

$$T_m = T_l(h_l, p), \quad (4.171)$$

$$T_m = T_{sat}(p). \quad (4.172)$$

Para evitar problemas por cambio de variable de estado  $h_l$  o  $h_v$  se utilizará la entalpía de la mezcla  $h_m$ . Con este esquema se integra sólo una ecuación diferencial, donde  $h_l$  y  $h_v$  se obtienen de forma algebraica, esto es,

$$\rho h_m = \rho_v \varepsilon_g h_v + \rho_l \varepsilon_l h_l, \quad (4.173)$$

y

$$\rho_m = \rho_v \varepsilon_g + \rho_l \varepsilon_l, \quad (4.174)$$

donde  $\rho_m$  es la densidad de la mezcla. Derivando las Ecuaciones (4.173) y (4.174) respecto al tiempo,

$$h_m \frac{d\rho}{dt} + \rho \frac{dh_m}{dt} = \rho_v \varepsilon_g \frac{dh_v}{dt} + \varepsilon_g h_v \frac{d\rho_v}{dt} + \rho_l \varepsilon_l \frac{dh_l}{dt} + \varepsilon_l h_l \frac{d\rho_l}{dt} + (\rho_v h_v - \rho_l h_l) \frac{d\varepsilon_g}{dt}, \quad (4.175)$$

$$\frac{d\rho_m}{dt} = \varepsilon_g \frac{d\rho_v}{dt} + \varepsilon_l \frac{d\rho_l}{dt} + (\rho_v - \rho_l) \frac{d\varepsilon_g}{dt}. \quad (4.176)$$

Sustituyendo la Ecuación (4.176) en la Ecuación (4.175), y reagrupando términos,

$$\begin{aligned} \frac{dh_m}{dt} = \frac{1}{\rho_m} \left\{ \varepsilon_g \rho_v \frac{dh_v}{dt} + \varepsilon_l \rho_l \frac{dh_l}{dt} + \varepsilon_g (h_v - h_m) \frac{d\rho_v}{dt} + \varepsilon_l (h_l - h_m) \frac{d\rho_l}{dt} + \right. \\ \left. + [\rho_v (h_v - h_m) + \rho_l (h_m - h_l)] \frac{d\varepsilon_g}{dt} \right\}. \end{aligned} \quad (4.177)$$

Esta es la ecuación que se integra. Sólo falta por definir la variación de la fracción de vacíos respecto al tiempo. Esta expresión se obtiene derivando la Ecuación (4.125) y sustituyendo el resultado en la Ecuación (4.129). Considerando que  $dV/dt = 0$ , se despeja  $d\varepsilon/dt$  obteniendo

$$\frac{d\varepsilon_g}{dt} = \frac{1}{V \rho_{v_j}} \left( w_{v_{j-1}} - w_{v_j} + V\Gamma \right) \frac{\varepsilon_{g_j}}{\rho_{v_j}} \frac{d\rho_{v_j}}{dt}. \quad (4.178)$$

### 4.5.2.5.1 Temperatura del líquido subenfriado

Si el valor de la entalpía de mezcla  $h_m$  es inferior a la entalpía de saturación del líquido  $h_f$ , el estado del refrigerante es subenfriado y se establecen las siguientes relaciones:

$$\begin{aligned} \text{(a)} \quad & \rho_v = \rho_g(p), \\ \text{(b)} \quad & h_v = h_g(p), \\ \text{(c)} \quad & \rho_l = \rho_l(h_l, p). \end{aligned} \tag{4.179}$$

De la suposición S.8, se tiene que en la región de ebullición subenfriada se considera vapor saturado, por lo que la temperatura del moderador  $T_m$ , es la temperatura del líquido a las condiciones locales  $T_l$ , dicho de otro modo

$$T_m = T_l = T_{sat} + \frac{h_l - h_f}{Cp_f}, \tag{4.180}$$

donde la entalpía del líquido subenfriado se obtiene de la Ecuación (4.173)

$$h_l = \frac{\rho h_m - \rho_v \varepsilon_g h_v}{\rho_l \varepsilon_l}. \tag{4.181}$$

### 4.5.2.5.2 Temperatura de saturación

Si se cumple que:  $h_g < h_m < h_l$  se considera la saturación, estableciéndose las siguientes relaciones:

$$\begin{aligned} \text{(a)} \quad & \rho_v = \rho_g(p), \\ \text{(b)} \quad & h_v = h_g(p), \\ \text{(c)} \quad & \rho_l = \rho_f(p), \\ \text{(d)} \quad & h_l = h_f(p). \end{aligned} \tag{4.182}$$

La temperatura del refrigerante corresponde a la de saturación, es decir,  $T_m = T_{sat}(p)$ .

### 4.5.2.5.3 Temperatura del vapor sobrecalentado

Si  $h_m > h_g$ , existe vapor sobrecalentado. Para calcular esta condición se deben redefinir las relaciones entre propiedades termodinámicas, como a continuación se indica

$$\begin{aligned}
 \text{(a)} \quad & \rho_v = \rho_v(h_v, p), \\
 \text{(b)} \quad & \rho_l = \rho_f(p), \\
 \text{(c)} \quad & h_l = h_f(p).
 \end{aligned} \tag{4.183}$$

La entalpía del vapor está dada por la Ecuación (4.173), considerando saturada la entalpía del líquido a la presión del reactor

$$h_v = \frac{\rho h_m - \rho_l \varepsilon_l h_v}{\rho_v \varepsilon_g}. \tag{4.184}$$

## 4.6 Modelo del domo de la vasija

El domo de la vasija está modelado como un volumen de dos regiones, una de líquido y otra de vapor. Se supone que ambas regiones están a la misma presión, pero no necesariamente a la misma temperatura. El modelo dinámico usado para obtener la presión en el domo de la vasija se basa en balances de masa y energía [42],

$$\begin{aligned}
 \frac{dp}{dt} = & - \frac{\nu_l \sum_{j=1}^{12} w_{l_j} + \left( \frac{\partial \nu_l}{\partial h_l} \right)_p \sum_{j=1}^{12} w_{l_j} (h_{l_j} - h_l)}{m_l \left[ \nu_l \left( \frac{\partial \nu_l}{\partial h_l} \right)_p + \left( \frac{\partial \nu_l}{\partial p} \right)_{h_l} \right] + m_v \left[ \nu_v \left( \frac{\partial \nu_v}{\partial h_v} \right)_p + \left( \frac{\partial \nu_v}{\partial p} \right)_{h_v} \right]} \\
 & + \frac{\nu_v \sum_{j=1}^{12} w_{v_j} + \left( \frac{\partial \nu_v}{\partial h_v} \right)_p \sum_{j=1}^{12} w_{v_j} (h_{v_j} - h_v)}{m_l \left[ \nu_l \left( \frac{\partial \nu_l}{\partial h_l} \right)_p + \left( \frac{\partial \nu_l}{\partial p} \right)_{h_l} \right] + m_v \left[ \nu_v \left( \frac{\partial \nu_v}{\partial h_v} \right)_p + \left( \frac{\partial \nu_v}{\partial p} \right)_{h_v} \right]},
 \end{aligned} \tag{4.185}$$

donde  $h_{l_j}$  y  $h_{v_j}$  son la entalpía del fluido entrando o saliendo de las regiones de líquido y vapor, respectivamente. La masa de líquido  $m_l$ , la masa de vapor  $m_v$ , la entalpía del líquido  $h_l$ , y la entalpía del vapor  $h_v$ , están dados por las siguientes ecuaciones de balance:

$$\begin{aligned}
 \text{(a)} \quad \frac{dm_l}{dt} &= \sum_{l_j=1}^{l_j=12} w_{l_j}, \\
 \text{(b)} \quad \frac{dm_v}{dt} &= \sum_{v_j=1}^{v_j=12} w_{v_j}, \\
 \text{(c)} \quad \frac{dh_l}{dt} &= \frac{1}{m_l} \sum_{l_j=1}^{l_j=12} w_{l_j} (h_{l_j} - h_l) + V_l \frac{dp}{dt}, \\
 \text{(d)} \quad \frac{dh_v}{dt} &= \frac{1}{m_v} \sum_{v_j=1}^{v_j=12} w_{v_j} (h_{v_j} - h_v) + V_v \frac{dp}{dt}.
 \end{aligned}
 \tag{4.186}$$

El flujo debido al flasheo y a la condensación están dados por

$$w_{flash} = \frac{m_l}{\Delta t} \left( \frac{h_l - h_f}{h_g - h_f} \right), \tag{4.187}$$

$$w_{cond} = \frac{m_v}{\Delta t} \left( \frac{h_g - h_v}{h_g - h_f} \right). \tag{4.188}$$

La densidad y la temperatura en el bajante de agua (downcomer) están dadas por

$$\rho_{dw} = \rho_{dw}(p, h_l), \tag{4.189}$$

$$T_{dw} = T_{dw}(p, h_l). \tag{4.190}$$

El nivel de la vasija es calculado como una función del volumen de líquido, es decir,  $N_l = N_l(V_l)$ , donde el volumen del líquido está dado por  $V_l = m_l \nu_l$ .

Para resolver la ecuación diferencial ordinaria del modelo del domo de la vasija, se usa el método de Euler [24] en una forma explícita, con un tamaño de paso de 0.1 segundos.

## 4.7 Lazos de circulación natural

Recordando el objetivo fundamental de este trabajo, que es establecer la importancia de los efectos de flotación en este tipo de tecnologías, se tiene que para el modelo de circulación natural del SBWR se hace un balance entre la fuerza del peso ejercido por el fluido y la ejercida por la caída de presión total en el lazo, obteniéndose la ecuación de balance de momento para el modelo de circulación natural en el que se incluyen las caídas de presión y flujos desde el bajante de agua (downcomer), plenos inferior y superior, núcleo del reactor, y separadores de vapor.

Para determinar el flujo en el núcleo,  $w_c$ , se emplea el modelo de cantidad de movimiento propuesto por Espinosa-Paredes y Núñez-Carrera [8].

El lazo de circulación natural del SBWR se muestra en la Figura 2.6 (Capítulo 2)

$$\frac{dw_c}{dt} = \left( \sum \frac{l}{A_{x-s}} \right)^{-1} \left( -K_{psn} \frac{w_c^2}{\rho_{dw}} - K_{sep} \frac{w_{sep}^2}{\rho_{sep}} - \Delta p_c + \Delta p_g \right), \quad (4.191)$$

donde  $\sum l/A_{x-s}$  es el término inercial,  $K_{psn}$  es el coeficiente de pérdidas por fricción de la placa soporte del núcleo,  $K_{sep}$  es el coeficiente de pérdidas por fricción del separador,  $w_{sep}$  es el flujo másico a través del separador de vapor,  $\rho_{sep}$  es la densidad en el separador de vapor,  $\Delta p_c$  es la caída de presión del núcleo, y  $\Delta p_{gvd}$  es la caída de presión debido a la gravedad.

Los dos primeros términos del lado derecho, del segundo paréntesis de la Ecuación (4.191), se derivan de propiedades termodinámicas, el tercero y cuarto términos, se desarrollan a continuación, para tener una mejor percepción del funcionamiento de la circulación natural en el reactor.

### 4.7.1 Gradiente de presión en el núcleo

El gradiente de presión en el núcleo puede ser calculado usando la ecuación de momento para una mezcla de dos fases que fluye en la dirección  $z$  de un canal unidimensional [32]

$$\frac{\partial}{\partial t} (w_m A_{x-s}) + \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{w_m^2 A_{x-s}}{\rho_m^+} \right) = - \frac{\partial}{\partial t} (p A_{x-s}) - \int_{p_{z-ent}}^{p_{z-sal}} \tau_w dp_z - \rho_m g A_{x-s}, \quad (4.192)$$

donde  $\rho_m^+$  es la densidad dinámica, y  $\tau_w$  es el esfuerzo cortante en la pared. Para estado estacionario en un canal de área constante, es posible simplificar la ecuación anterior como

$$-\frac{dp}{dz} = \frac{d}{dz} \left( \frac{w_m^2}{\rho_m^+} \right) + \frac{1}{A_{x-s}} \int_{p_{z-ent}}^{p_{z-sal}} \tau_w dp_z - \rho_m g . \quad (4.193)$$

En esta ecuación, se supone que la variación radial de  $p$  dentro de la sección transversal, es despreciable.

La Ecuación (4.193) expresa el cambio de la presión estática en el canal, como la suma de tres componentes, los cuales son: la aceleración ( $acc$ ), la fricción ( $fric$ ), y la gravedad ( $gvd$ ). Dicho de otro modo,

$$-\frac{dp}{dz} = \left( \frac{dp}{dz} \right)_{acc} + \left( \frac{dp}{dz} \right)_{fric} + \left( \frac{dp}{dz} \right)_{gvd} , \quad (4.194)$$

donde,

$$\left( \frac{dp}{dz} \right)_{acc} = \frac{d}{dz} \left( \frac{w_m^2}{\rho_m^+} \right) , \quad (4.195)$$

$$\left( \frac{dp}{dz} \right)_{fric} = \frac{1}{A_{x-s}} \int_{p_{z-ent}}^{p_{z-sal}} \tau_w dp_z = \frac{\bar{\tau}_w P_H}{A_{x-s}} , \quad (4.196)$$

$$\left( \frac{dp}{dz} \right)_{gvd} = \rho_m g , \quad (4.197)$$

donde  $w_m$  es el flujo másico de la mezcla, y  $\bar{\tau}_w$  es el esfuerzo cortante en la pared promediado circunferencialmente. Note que  $dp/dz$  es negativo para el flujo en la dirección positiva de  $z$ , y  $(dp/dz)_{fric}$  siempre es negativo.

Los otros dos términos dependen de las condiciones del canal. Para canales calentados,  $\rho_m$  disminuye conforme  $z$  aumenta, y  $(dp/dz)_{acc}$  es positiva.

Para obtener la caída de presión total del núcleo, se integra la ecuación del gradiente,

$$\Delta p_c \equiv p_{ent} - p_{sal} = \int_{z_{ent}}^{z_{sal}} \left( -\frac{dp}{dz} \right) dz , \quad (4.198)$$

o, dicho de otro modo,

$$\Delta p_c \equiv \Delta p_{acc} + \Delta p_{fric} + \Delta p_{gvd} . \quad (4.199)$$

### 4.7.1.1 Gradiente de presión por aceleración

El gradiente de presión debido a la aceleración se expresa a través de

$$\Delta p_{acc} = \left( \frac{w_m^2}{\rho_m^+} \right)_{sal} - \left( \frac{w_m^2}{\rho_m^+} \right)_{ent}, \quad (4.200)$$

o dicho de otro modo,

$$\Delta p_{acc} = \left( \frac{W_m^2}{A_{x-s}^2 \rho_m^+} \right)_{sal} - \left( \frac{W_m^2}{A_{x-s}^2 \rho_m^+} \right)_{ent}, \quad (4.201)$$

donde la densidad dinámica  $\rho_m^+$  se puede escribir en términos de la calidad del flujo,  $x$ ; para el caso en el cual las velocidades son uniformes radialmente en cada fase en el canal, es decir,

$$\frac{1}{\rho_m^+} = \frac{x^2}{\rho_g \varepsilon_g} + \frac{(1-x)^2}{\rho_f (1-\varepsilon_g)}. \quad (4.202)$$

### 4.7.1.2 Gradiente de presión por fricción

El gradiente de presión por fricción para flujo en dos fases se puede expresar en forma similar para flujo en una sola fase, esto es,

$$\left( \frac{dp}{dz} \right)_{fric} = \frac{\bar{\tau}_w P_H}{A_{x-s}} \equiv \frac{2 f_{2\phi}}{D_H} \left[ \frac{w_m^2}{\rho_m^+} \right], \quad (4.203)$$

donde  $f_{2\phi}$  es el factor de fricción para 2 fases, y el diámetro hidráulico equivalente,  $D_H$ , está definido como

$$D_H = \frac{4 A_{x-s}}{P_H}. \quad (4.204)$$

La aproximación general para formular el factor de fricción en dos fases o el gradiente de presión por fricción  $(dp/dz)_{fric}$ , es relacionar los factores de fricción y los multiplicadores definidos para una sola fase (ya sea líquido o vapor) que se desplaza en el mismo flujo másico como un flujo másico total en dos fases.

Si la fase única es de líquido ( $l_o$ ), los parámetros relevantes son:  $f_{l_o}$  factor de fricción para la fase líquida, y  $\phi_{l_o}^2$ , multiplicador para la fase líquida; mientras que si la fase única es de vapor ( $v_o$ ), los parámetros son:  $f_{v_o}$  factor de fricción para la fase vapor, y  $\phi_{v_o}^2$ , multiplicador para la fase vapor. Estos parámetros están relacionados por

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{fric}^{2\phi} = \phi_{lo}^2 \left(\frac{dp}{dz}\right)_{fric}^{lo} = \phi_{vo}^2 \left(\frac{dp}{dz}\right)_{fric}^{vo}, \quad (4.205)$$

así que,

$$(a) \quad \phi_{lo}^2 = \frac{\rho_l}{\rho_m^+} \frac{f_{2\phi}}{f_{lo}}, \quad (4.206)$$

$$(b) \quad \phi_{vo}^2 = \frac{\rho_v}{\rho_m^+} \frac{f_{2\phi}}{f_{vo}}.$$

Normalmente, los parámetros “sólo líquido” son utilizados en canales de ebullición, y los multiplicadores de “sólo vapor”, se usan en canales de condensación. Por lo tanto en un canal en ebullición en dos fases, el gradiente de presión por fricción está dado por

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{fric}^{2\phi} = \phi_{lo}^2 \frac{2f_{lo}}{D_H} \left(\frac{w_m^2}{\rho_l}\right). \quad (4.207)$$

Para obtener la caída de presión por fricción, se integra la ecuación del gradiente, es decir, la Ecuación (4.207). El valor obtenido en la integración es el que se agrega al gradiente de presión en el núcleo, Ecuación (4.199).

Si se considera que se tiene una mezcla homogénea en equilibrio, entonces la velocidad del líquido saturado es igual a la del vapor saturado, esto es, las dos velocidades son uniformes dentro del área, y las dos fases están en equilibrio termodinámico, por lo tanto  $u_g = u_f = u_m$ .

Por consiguiente

$$\frac{1}{\rho_m^+} = \frac{u_m}{w_m} = \frac{1}{\rho_m}, \quad (4.208)$$

y

$$f_{2\phi} = f_{lo}. \quad (4.209)$$

Sustituyendo las relaciones anteriores en la Ecuación (4.206.a), se obtiene el valor del multiplicador de fricción,

$$\phi_{lo}^2 = \frac{\rho_l}{\rho_m^+} \frac{f_{2\phi}}{f_{lo}} = \frac{\rho_l}{\rho_m}. \quad (4.210)$$

Para equilibrio termodinámico, la Ecuación (4.210) se reduce a

$$\phi_{fo}^2 = 1 + x \left( \frac{\rho_f}{\rho_g} - 1 \right), \quad (4.211)$$

el cual es el valor del multiplicador de fricción para dos fases, dado por Wallis (1969).

### 4.7.1.3 Gradiente de presión por gravedad – Fuerzas de flotación

Como parte fundamental del modelo de circulación natural están las fuerzas de flotación, las cuales son precisamente las que dan lugar al movimiento del fluido, ya que como se indicó en el Capítulo 3, el fenómeno de convección libre resulta del hecho de que cuando el fluido es calentado, su densidad disminuye y el fluido se eleva [12].

La descripción matemática del sistema debe tomar en cuenta esta característica esencial del fenómeno e incluir la variación de la densidad, dada por la aproximación de Boussinesq [11], Ecuación (3.3)

$$\rho = \rho_0 [1 - \beta(T - T_0)], \quad (3.3)$$

donde para el reactor SBWR, como se mencionó en la Sección 3.3,  $T$  es la temperatura del encamisado del combustible,  $T_{cl}$ ;  $T_0$  es la temperatura del moderador,  $T_m$ ;  $\rho_0$  es la densidad del fluido a la temperatura de referencia, que es la temperatura del refrigerante-moderador, y  $\beta$  es el coeficiente de expansión térmica.

La Ecuación anterior aplica para una sola fase, ya sea líquido o vapor; para el caso del flujo en dos fases, como ya se indicó, se emplea la ecuación propuesta por Espinosa-Paredes y colaboradores [19], Ecuación (3.7)

$$\rho_0 = \rho_m = \rho_g \varepsilon_g + \rho_l \varepsilon_l. \quad (3.7)$$

Éste último parámetro, es decir, la densidad de mezcla, es la que se emplea en la Ecuación (4.192), y que da lugar al gradiente de presión por gravedad en el núcleo, determinado por la Ecuación (3.10)

$$\left( \frac{dp}{dz} \right)_{gvd} = -\rho_0 \left[ 1 - \frac{1}{\rho_0} \left( \varepsilon_g \frac{d\rho_g}{dT_0} + \varepsilon_l \frac{d\rho_l}{dT_0} + (\rho_g - \rho_l) \frac{d\varepsilon_g}{dT_0} \right)_p (T_{cl} - T_m) \right] g. \quad (3.10)$$

Finalmente, sustituyendo las Ecuaciones (4.201), (4.207) y (3.10), en la Ecuación (4.199), se obtiene la caída de presión en el núcleo,

$$\begin{aligned}
 -\Delta p_c = \sum_{j=1}^{12} \left[ \frac{W_c^2}{A_{x-s}^2} \left( \frac{1}{\rho_{c,j+1}} - \frac{1}{\rho_{c,j}} \right) + \frac{2\phi_{fo,j}^2 f_{lo} W_c^2 \Delta z}{A_{x-s}^2 D_H \rho_f} + \right. \\
 \left. + \rho_{c,j} g \Delta z - \rho_{c,j} g \Delta z \beta_j (T_{cl,j} - T_{m,j}) \right].
 \end{aligned}
 \tag{4.212}$$

#### 4.7.2 Gradiente de presión debido a la gravedad, sin efectos en el núcleo

La caída de presión debido a la gravedad sin efectos del núcleo, la cual es considerada en la Ecuación (4.191), y está dada por

$$\Delta p_g = g N_l (V_l) \rho_{dw} - g (L_{ps} + L_{sep}) \rho_{sep},
 \tag{4.213}$$

donde  $L_{ps}$ , y  $L_{sep}$  son la longitud en el pleno superior y la longitud del separador de vapor respectivamente.

En general, el reto principal desde el punto de vista del modelado de este tipo de reactores de nueva generación, radica en la solución numérica de las ecuaciones, ya que para obtener ciertos parámetros como son: la temperatura de pared y la temperatura del moderador, se requiere conocer el flujo en el núcleo, y para conocer el flujo se requiere conocer dichas temperaturas. Del mismo modo hay otras tantas variables que para su solución requieren de otras, debido a que se trata de un sistema acoplado.



## Capítulo 5

### Análisis de los resultados obtenidos en la simulación

#### 5.1 Introducción

El código numérico de un reactor convencional BWR, desarrollado por Espinosa-Paredes et al. [43], se usó como base para desarrollar un modelo de un reactor SBWR [8] para realizar análisis de transitorios y de estado estacionario. El trabajo de Espinosa-Paredes y Nuñez-Carrera también ha sido aplicado para estudiar el comportamiento de un reactor BWR con una recarga de combustible a base de torio [44]. El código de estos autores [8] fue validado con datos de la Central Nuclear Laguna Verde, predicciones del fabricante, y el código RELAP5.

En este capítulo se realiza un análisis numérico en estado estacionario y transitorio del reactor SBWR, que a diferencia del trabajo previo de Espinosa-Paredes y Nuñez-Carrera considera los efectos de flotación para flujo en dos fases en el núcleo del reactor aplicando la aproximación de Boussinesq, lo cual permite considerar la fuerza motriz que genera dicho efecto y que da origen a la convección natural. Para incluir el efecto de flotación con las ecuaciones desarrolladas en el Capítulo 4 de esta tesis, fue necesario modificar el código numérico desarrollado por estos autores.

Las simulaciones en estado estacionario consistieron en obtener un régimen permanente a condiciones normales de operación al 100% de potencia. Los resultados de las variables importantes del reactor (presión, potencia, flujo en el núcleo, flujo de agua de alimentación, flujo de vapor) y del núcleo del reactor (distribución de fracción de vacíos, velocidad superficial de las fases, tasa de generación de vapor, entalpías, flujo de calor, entre los más importantes), así como la distribución de temperaturas tanto radial como axial en el combustible nuclear, se obtuvieron para dos casos: 1) Sin la aproximación de Boussinesq y 2) con la aproximación de Boussinesq. Ambos resultados se compararon para entender la importancia de este término en el diseño y análisis de este tipo de reactores en condiciones de estado estacionario.

La simulación en estado transitorio se realizó perturbando el sistema con un escenario de “SCRAM” manual. Se consideraron las variables importantes en 30 segundos de simulación y se procedió como en el caso anterior, analizando con y sin la aproximación de Boussinesq, y se compararon entre ellos.

A continuación, se hace el análisis detallado de los resultados obtenidos, tanto para estado estacionario, como transitorio. La Tabla 5.1 muestra los valores nominales del SBWR usados en la simulación [8].

**Tabla 5.1 Parámetros nominales para el SBWR [8]**

<b>Parámetro</b>	<b>Valor</b>
Potencia térmica (MWt)	1800
Flujo total a la entrada del núcleo (kg/s)	6666
Presión en el domo de la vasija (MPa)	7.07
Flujo total de vapor (kg/s)	1100
Temperatura del agua de alimentación (K)	488

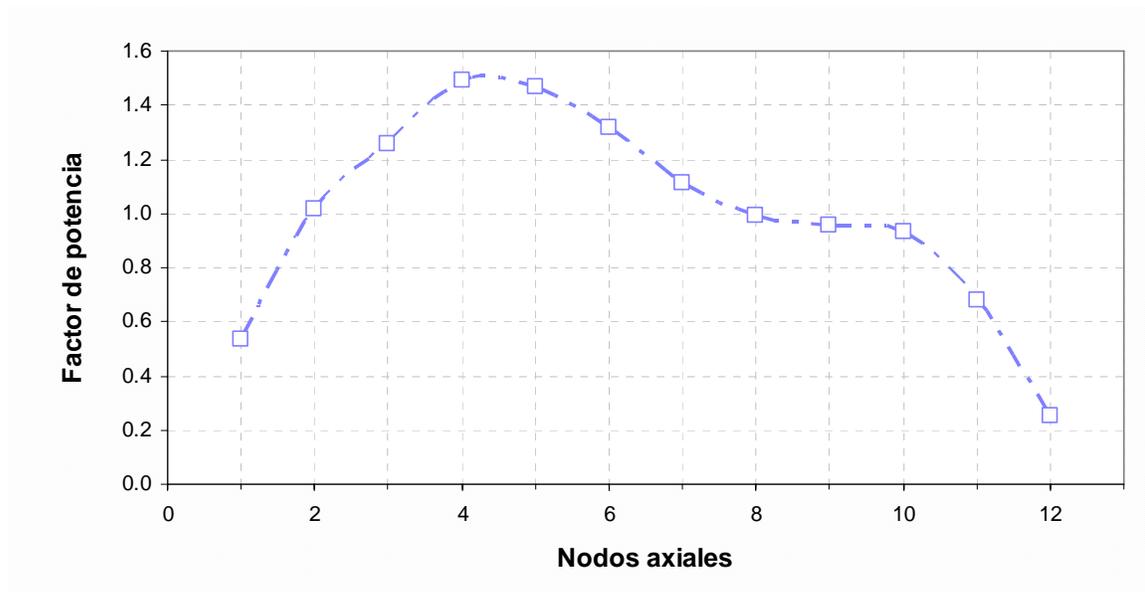
## 5.2 Comportamiento del núcleo en estado estacionario

Recordando que el Reactor Simplificado de Agua en Ebullición, SBWR [26,27], tiene como principal característica su operación por convección natural como medio para proporcionar el flujo refrigerante al núcleo, se analiza el comportamiento de los parámetros relacionados a dicha particularidad, suponiendo en primera instancia que los efectos de flotación que dan lugar a dicho fenómeno son despreciables, para luego considerar que sí aplican, esto con base a la aproximación de Boussinesq [11].

Como primer efecto se analiza la distribución axial del factor de potencia en el núcleo (Figura 5.1), donde se puede apreciar que los valores de mayor valor se encuentran en los nodos axiales 4 y 5, que corresponden a la parte media del ensamble de combustible. Los factores de potencia más bajos corresponden a las partes inferior y superior del ensamble, donde la fuga de neutrones es mayor.

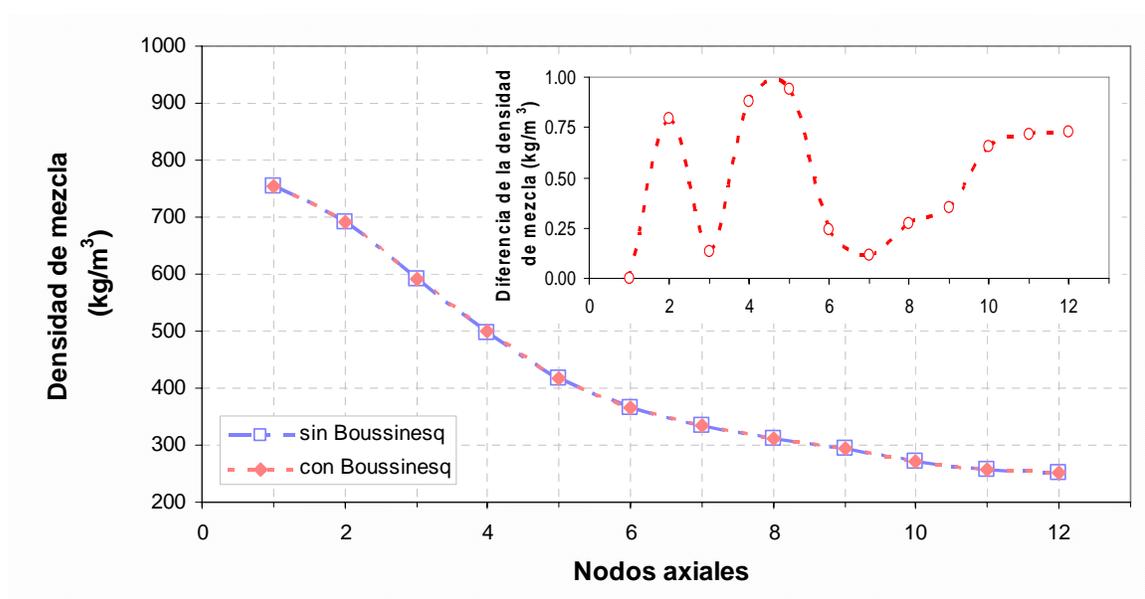
Los valores del factor de potencia utilizados en este trabajo son típicos de reactores BWR, éstos fueron obtenidos del fabricante del reactor BWR de Laguna Verde (Ver Referencia [43]). Los valores del factor de potencia axial son constantes en todas las pruebas realizadas por lo que el comportamiento de la distribución de potencia axial sólo cambia dependiendo de las condiciones de potencia del reactor, pero la forma es siempre la misma.

En la Figura 5.1 se muestran la distribución axial del factor de potencia, como función del nodo del núcleo del reactor en el dominio computacional, donde cada nodo corresponde a una longitud de la dirección axial.



**Figura 5.1 Distribución axial del factor de potencia**

La Figura 5.2 muestra el comportamiento de la densidad de mezcla en el núcleo. Este es uno de los parámetros más importantes para este tipo de reactores, donde la diferencia de densidad entre el refrigerante moderador en la parte superior e inferior del núcleo, es lo que establece el flujo de circulación natural.



**Figura 5.2 Distribución axial de la densidad de mezcla**

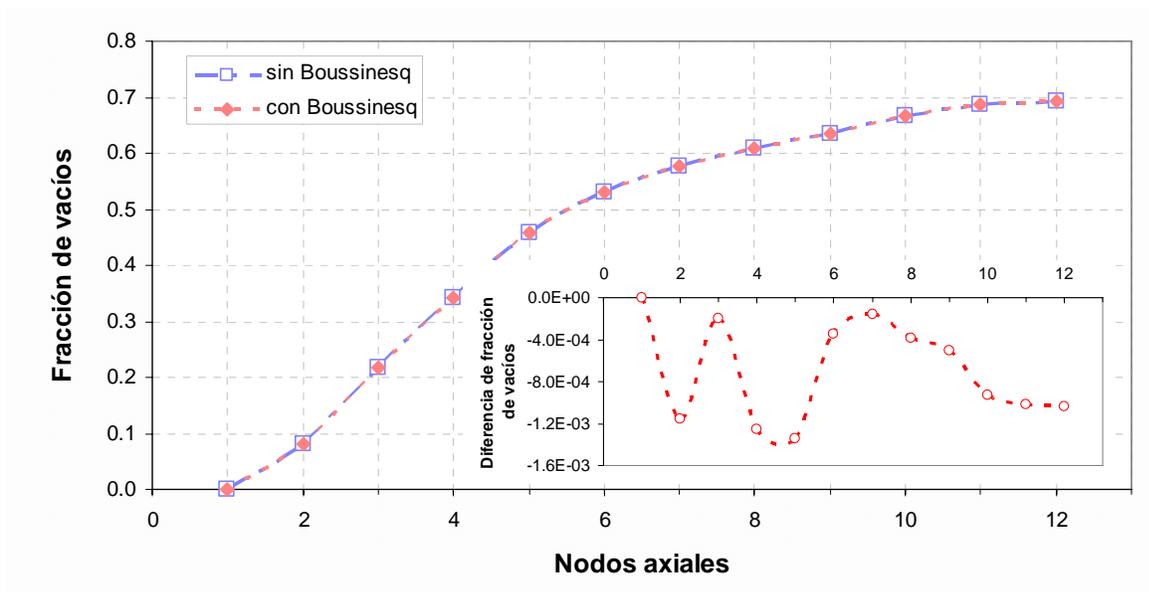
Debido a que el análisis del núcleo completo usa una nodalización, se puede apreciar nodo a nodo que la densidad del fluido refrigerante va disminuyendo conforme éste asciende por el núcleo, ya que su temperatura se va elevando hasta convertirse en una mezcla bifásica.

Para apreciar mejor el uso de la aproximación de Boussinesq, estas diferencias se muestran en el inserto de la Figura 5.2, en la esquina superior derecha. Note que la densidad de mezcla es ligeramente mayor cuando se consideran los efectos de flotación, en especial, en los nodos axiales 4 y 5, donde el factor de potencia (Figura 5.1) es mayor; pero además, del nodo axial 2 al nodo axial 3 hay una reducción de dicha diferencia, esto debido seguramente al efecto de condensación que es más visible al considerar con mayor exactitud la variación de la densidad, la cual está en función de la temperatura.

Este reajuste vuelve a ocurrir del nodo axial 6 al nodo axial 7, pero ahora el efecto es por colapso de vacíos. Tenga en cuenta que el coeficiente de expansión volumétrica usado en la aproximación de Boussinesq, está en función de la densidad de mezcla, la cual a su vez, depende de la fracción de vacíos.

Ya en los últimos nodos se aprecia una diferencia mayor que va en aumento, mostrando la importancia de considerar los efectos de flotación causantes de la convección natural.

Por otro lado, la transferencia de calor del núcleo hacia el refrigerante moderador, depende fuertemente de la distribución de fracción de vacíos (Figura 5.3) a lo largo del ensamble combustible.



**Figura 5.3 Distribución axial de la fracción de vacíos**

Como es de esperarse, al inicio, en el nodo axial 1, la fracción de vacíos es cero debido a que sólo se tiene líquido. Luego, conforme el flujo refrigerante pasa a través del núcleo, dicha fracción va en aumento. Aquí la transferencia de calor hacia el refrigerante aumenta la fracción de vacíos a un poco más del 69% antes de salir del núcleo. De la Figura 5.3 se observa que la fracción de vacíos empleando la aproximación de Boussinesq es ligeramente menor que si no se le considera. Este efecto provoca menor resistencia en la caída de presión en el núcleo y por lo tanto un incremento del flujo que entra al núcleo (ver Tabla 5.5).

En el inserto de la Figura 5.3, en la esquina inferior derecha, se muestra la diferencia de la fracción de vacíos. En general se puede observar que esta diferencia es comparativamente pequeña, sin embargo, esto tiene una importancia fundamental en el diseño termohidráulico y neutrónico del núcleo. Termohidráulico porque afecta la hidrodinámica del flujo en dos fases y neutrónico porque es un efecto de retroalimentación importante en este tipo de reactores.

Siguiendo con el análisis del núcleo en estado estacionario, en la Figura 5.4 se muestra la distribución axial y radial de las temperaturas del combustible, sin considerar los efectos de flotación.

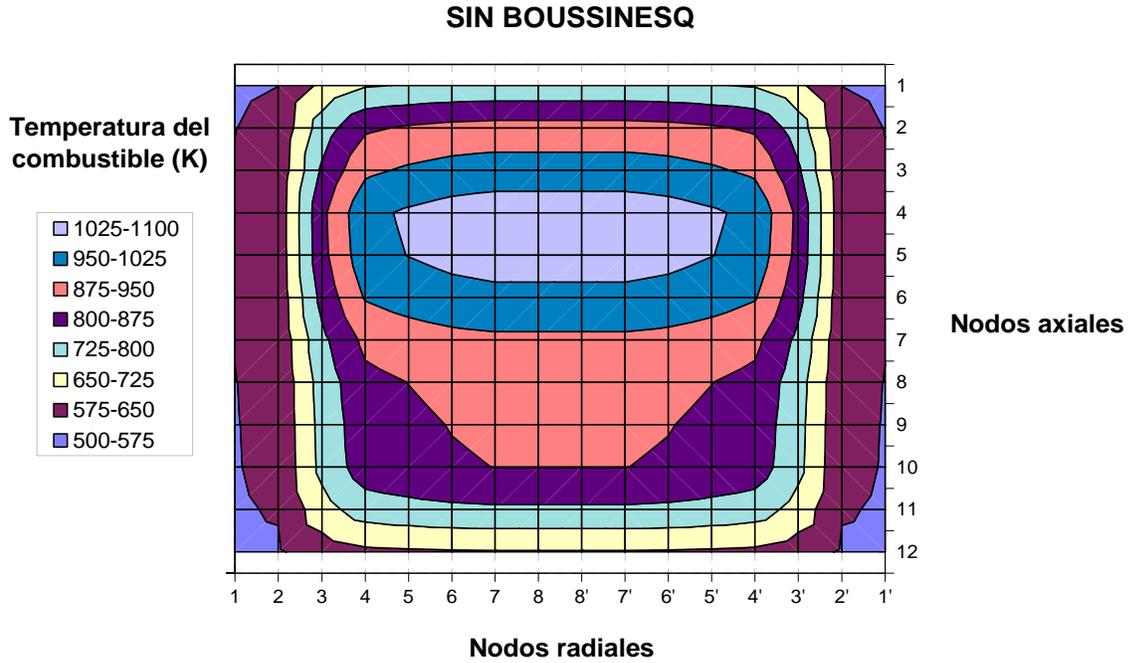
Como era de esperarse, la menor temperatura se encuentra en la superficie del encamisado, es decir, en el nodo 1 radial (para todo nodo axial), ya que es ahí donde se lleva a cabo la transferencia de calor por convección del combustible al refrigerante moderador. En el nodo 2 radial (para todo nodo axial), la temperatura es ligeramente mayor, aunque no con muchas variaciones. En el nodo 3 radial (para todo nodo axial), se aprecia un aumento considerable de la variación de la temperatura, y el de mayor temperatura es el nodo radial 8, debido a que corresponde al centro del combustible nuclear. Entre los nodos axiales 4 y 5 se exhibe la mayor temperatura porque es donde se presentan los factores de potencia más altos (Figura 5.1).

La Figura 5.5 muestra la distribución axial y radial de las temperaturas del combustible, empleando la aproximación de Boussinesq. En dicha figura puede observarse que el área central, es decir, la que va de 1025 a 1100 K aumentó ligeramente a todo su alrededor; lo mismo ocurre con las áreas de los otros rangos de temperatura, pero esto no es tan notorio.

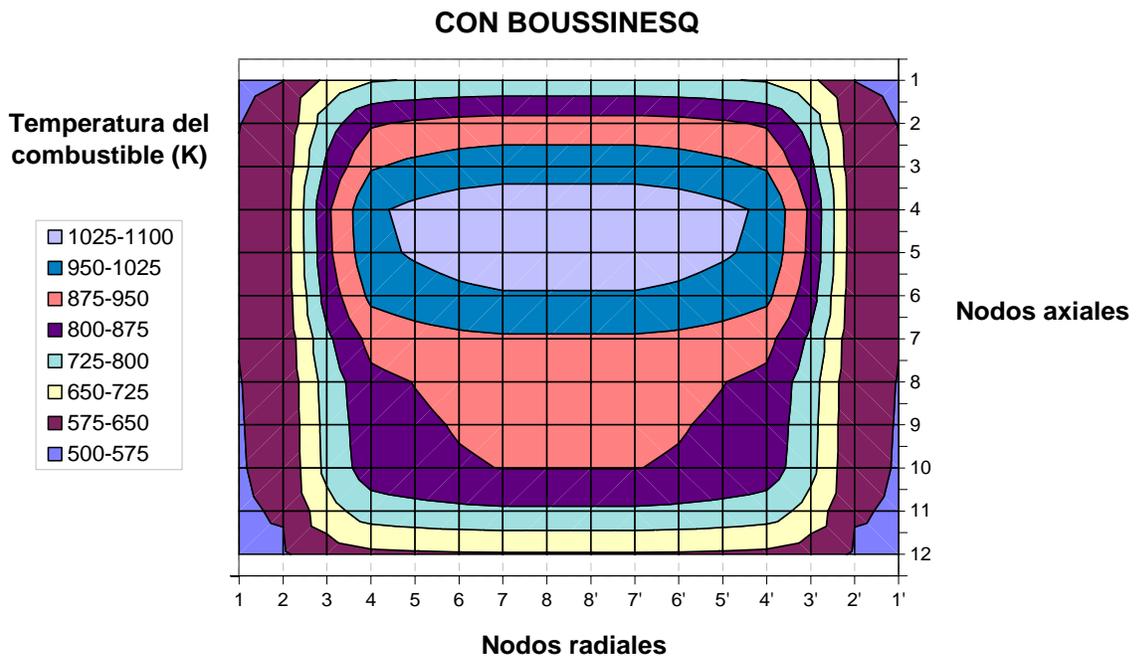
Examinando las Figuras 5.4 y 5.5 se halla que la diferencia de temperaturas entre emplear un método y otro es tan pequeña, que es necesario presentar una gráfica por separado para tener una mejor apreciación del hecho (Figura 5.6).

En la Tabla 5.2 se tabulan los datos de la Figura 5.6, donde se demuestra que la circulación natural trabaja más eficientemente para refrigerar la superficie de transferencia de calor del núcleo si se emplea la aproximación de Boussinesq, es decir, empleando la aproximación de Boussinesq la fracción de vacíos es menor (Figura 5.3) y por consiguiente la moderación aumenta alcanzándose temperaturas del núcleo ligeramente mayores, como ya se mencionó, al haber una menor resistencia en la caída de presión dentro del núcleo, el flujo que entra al mismo, también se ve incrementado y por lo tanto hay una mayor transferencia de calor del

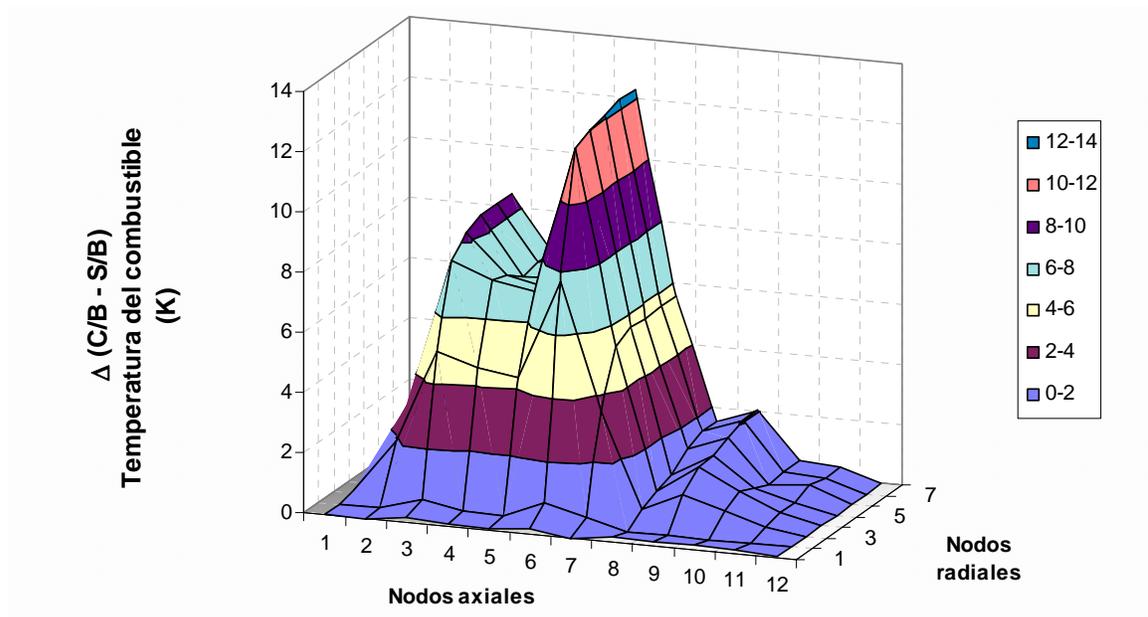
núcleo hacia el refrigerante moderador. Todo esto trae como consecuencia el aumento de potencia del reactor.



**Figura 5.4** Distribución de temperaturas de la varilla de combustible (sin Boussinesq)



**Figura 5.5** Distribución de temperaturas de la varilla de combustible (con Boussinesq)

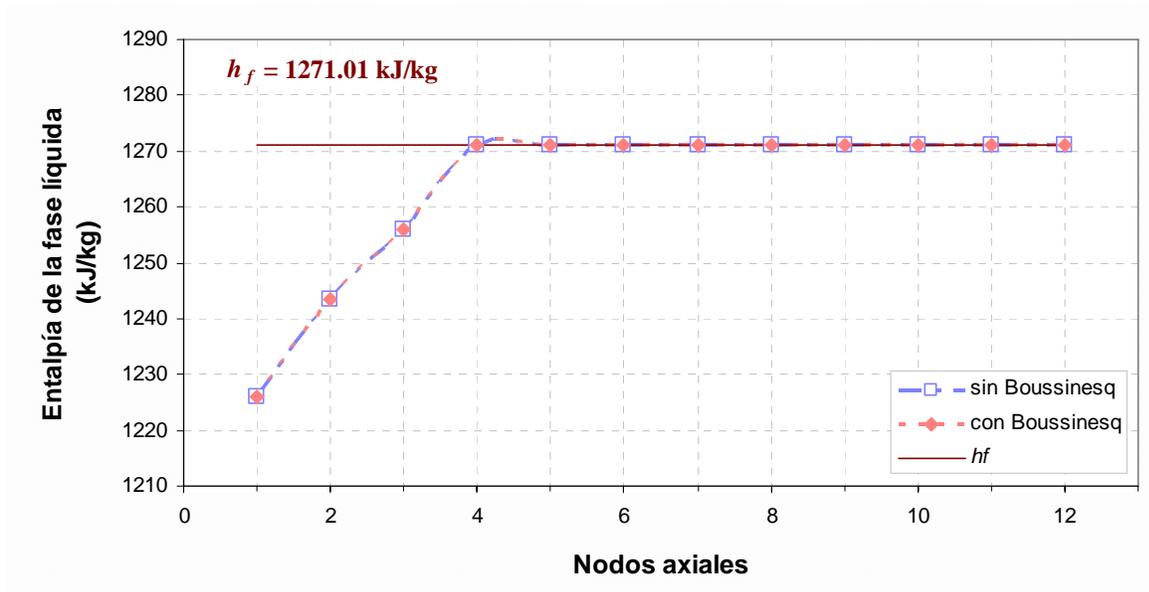


**Figura 5.6** Diferencia de la variación de la distribución de temperaturas de la varilla de combustible, donde C/B significa con Boussinesq, y S/B significa sin Boussinesq

**Tabla 5.2** Diferencia de la variación de la distribución de temperaturas de la varilla de combustible

Nodo axial	Nodos radiales							
	8	7	6	5	4	3	2	1
1	-0.0262	0.0000	0.1440	0.2279	0.0366	0.0558	0.0554	0.0554
2	0.0012	0.0000	1.8661	2.9559	2.8259	2.7455	2.6914	2.6914
3	0.1832	0.4322	4.9925	7.6628	8.2094	8.4351	8.4483	8.4483
4	0.0751	0.1696	4.5462	7.1090	6.9480	6.5360	6.6350	6.6350
5	0.0570	0.1524	4.3857	6.8639	6.6240	6.5860	6.9040	6.9040
6	0.1959	0.6967	7.6805	11.7716	12.0075	12.1230	12.292	12.2920
7	-0.0182	0.3559	3.4894	5.3237	5.5779	5.4994	5.5815	5.5815
8	-0.1766	-0.0001	0.4040	0.6401	0.8232	1.3129	1.5617	1.5617
9	-0.1657	0.0225	0.9880	1.5519	1.5797	1.8284	2.0390	2.0390
10	-0.1727	-0.0001	0.5751	0.9106	0.6532	0.4213	0.5006	0.5006
11	-0.1334	0.0000	0.1926	0.3049	0.3095	0.5117	0.4093	0.4093
12	-0.0579	0.0000	0.0001	0.0001	0.0001	0.0003	0.0000	0.0000

Como se ha mencionado con anterioridad, durante su viaje a lo largo del núcleo, el fluido refrigerante se va calentando nodo a nodo convirtiéndose desde líquido subenfriado a líquido saturado durante la circulación natural, esto se muestra en la Figura 5.7. En esta misma figura se indica la entalpía de saturación del líquido.



**Figura 5.7 Distribución axial de la entalpía del líquido**

La transferencia de energía desde el combustible al refrigerante debido a la transferencia de calor, eleva la entalpía de la mezcla nodo a nodo, como se muestra en la Figura 5.8. De este modo, cuando  $h_f < h_m$ , existen dos fases saturadas, esto tiene lugar aproximadamente en el nodo axial 3 del núcleo.

Si  $h_m < h_f$  y  $h_l < h_f$ , en el nodo axial 1 sólo se tiene líquido, y en los nodos axiales 2 y 3 aparece ebullición subenfriada. En el caso de la entalpía de la mezcla bifásica, el efecto del uso de la aproximación de Boussinesq es notorio ya que la entalpía de mezcla está influenciada por la fracción de vacíos. La influencia de los efectos de flotación se aprecia en la Figura 5.8.

En la Tabla 5.3 se muestra la diferencia de la entalpía de mezcla, con la cual se confirma que al aumentar la temperatura, y por consiguiente la energía, también aumenta la entalpía de la mezcla bifásica en el núcleo. De la misma tabla, también se saca a conclusión que la conmutación de ésta divergencia se debe a los mecanismos de condensación, ebullición, y colapso de vacíos que ocurren a lo largo del núcleo.

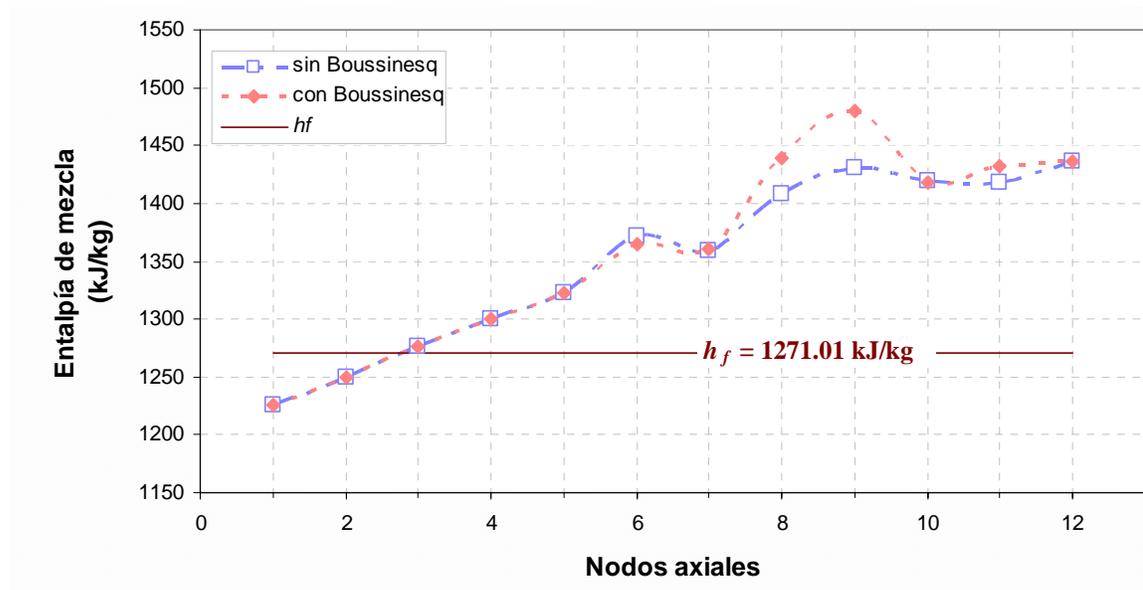


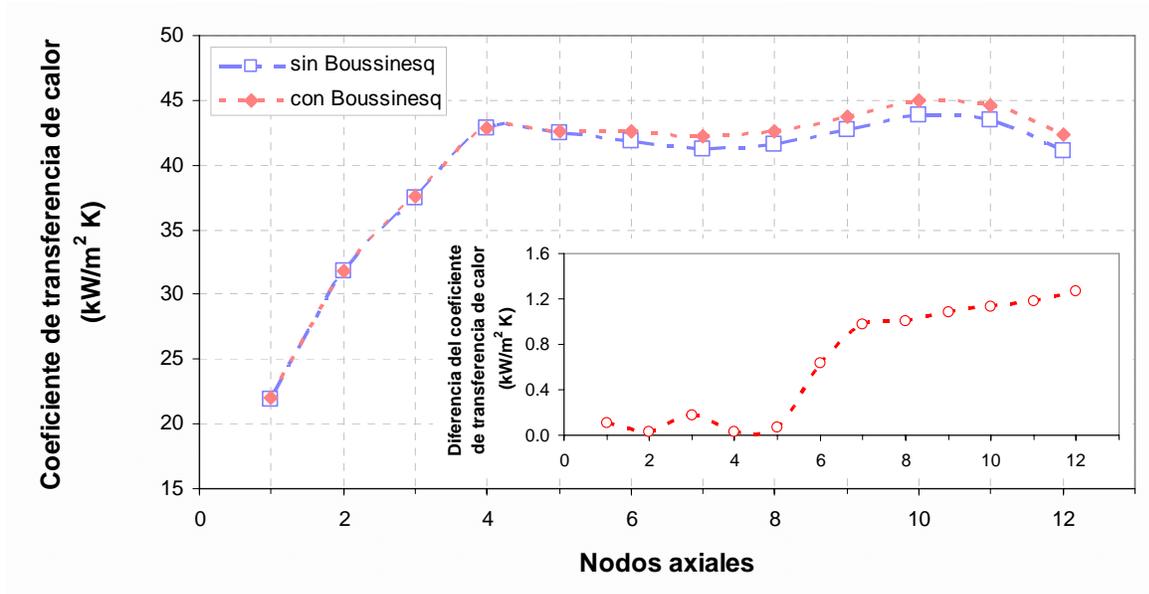
Figura 5.8 Distribución axial de la entalpía de mezcla

Tabla 5.3 Diferencia de la distribución axial de la entalpía de mezcla usando la aproximación de Boussinesq

Nodo	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
$\Delta h_m$	0.000	0.000	0.000	0.000	-0.319	-6.622	1.175	29.920	49.064	-1.824	13.732	0.000

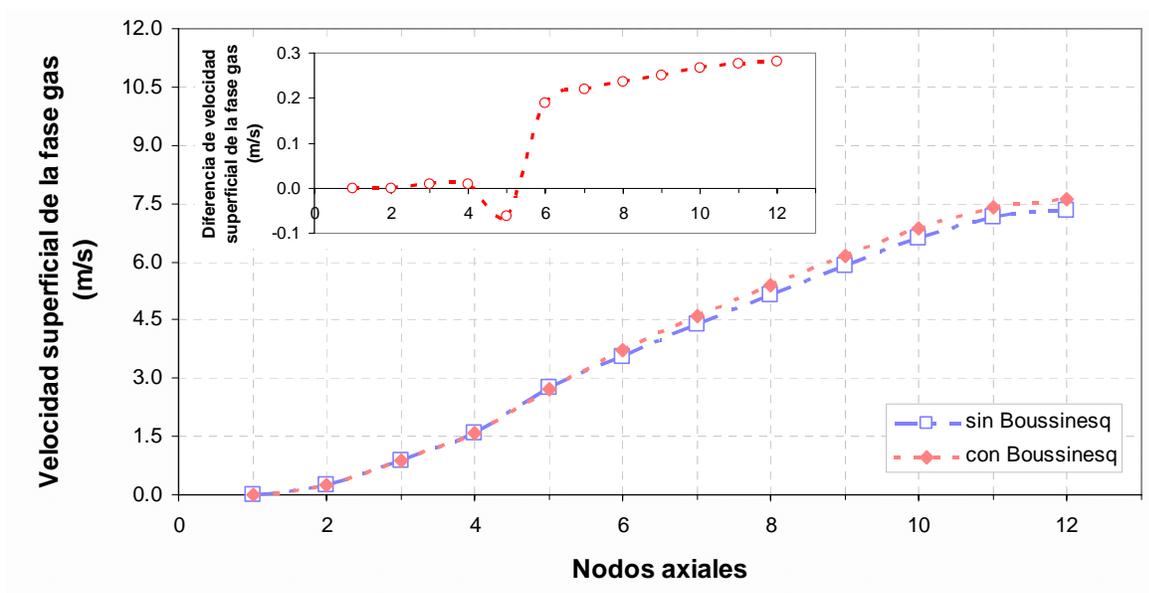
La Figura 5.9 muestra el coeficiente de transferencia de calor por convección, donde el incremento drástico de este parámetro en el fondo del núcleo muestra la importancia de estos mecanismos para eliminar calor del combustible durante la circulación natural. Específicamente en el nodo axial 1, hay una transferencia de calor en fase líquida, y en los nodos axiales 2 y 3 la transferencia de calor está regida por la ebullición subenfriada.

Para el resto de los nodos axiales, la transferencia de calor es en régimen de ebullición nucleada. Nuevamente, el emplear la aproximación de Boussinesq para incluir los efectos de flotación ocasiona que el parámetro en cuestión se vea aumentado sobre todo en los últimos nodos axiales. Esta diferencia se puede apreciar en el inserto de la esquina inferior derecha de la Figura 5.9, hallando que a la entrada del núcleo, en el nodo axial 1, el coeficiente de transferencia de calor empieza a aumentar para luego oscilar de los nodos axiales 2 al 5, seguramente como ya se ha dicho en repetidas ocasiones, debido a los mecanismos de evaporación y condensación. Luego a partir del nodo axial 6 el coeficiente de transferencia de calor por convección comienza a crecer considerable, demostrando que la eficiencia de la circulación natural para extraer calor del núcleo, resulta más notoria al incluir los efectos de flotación del fluido.



**Figura 5.9** Distribución axial del coeficiente de transferencia de calor

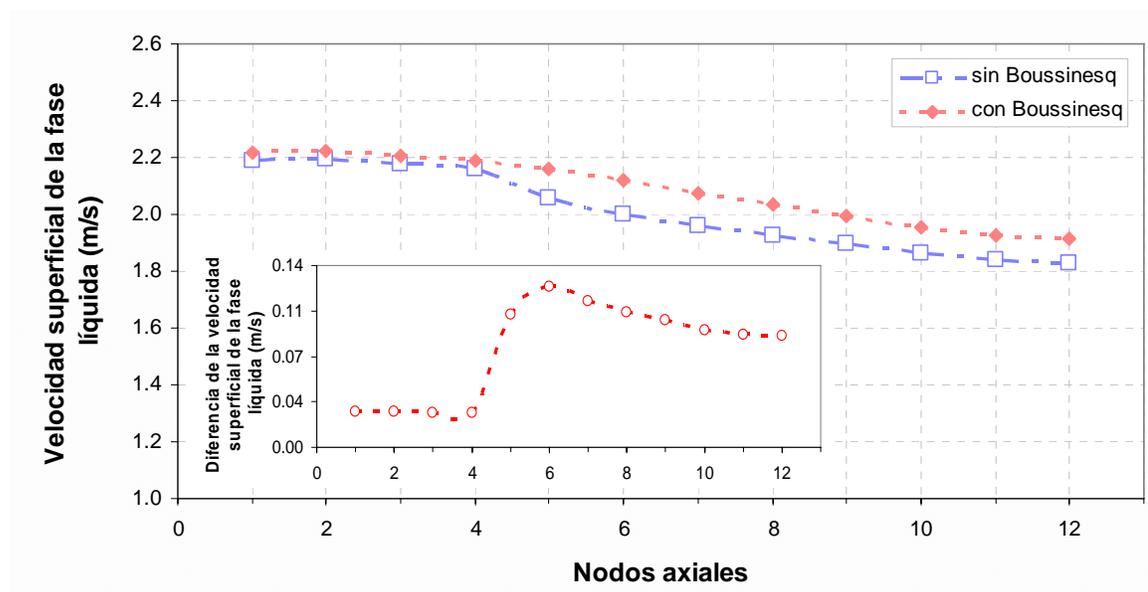
La velocidad superficial de la fase gas se muestra en la Figura 5.10; como es natural, ésta aumenta debido al calentamiento del líquido teniendo la misma tendencia que la fracción de vacíos, por consiguiente, al incluir los efectos de flotación, ésta aumenta ligeramente en los primeros nodos axiales, y luego, esa diferencia, mostrada en el inserto en la misma figura, (esquina superior izquierda), es mucho mayor a partir del nodo axial 6, donde la fracción de vacíos es mucho mayor.



**Figura 5.10** Distribución axial de la velocidad superficial para la fase gas

La velocidad superficial para la fase líquida se muestra en la Figura 5.11. Como era de esperarse, la velocidad superficial del líquido tiende a disminuir, pero este efecto es menos notorio si se emplea el método de Boussinesq, ya que al considerar con mayor exactitud la variación de la densidad de la mezcla, se tiene que la densidad del líquido es mucho mayor que la de la fase gas y por lo tanto sufre un frenado.

La diferencia entre emplear el método de Boussinesq y no considerar los efectos de flotación, se aprecia en el inserto de la Figura 5.11, en la esquina inferior izquierda, donde se reitera lo anteriormente dicho.



**Figura 5.11 Distribución axial de la velocidad superficial para la fase líquida**

Uno de los parámetros más importantes que determinan el comportamiento del reactor, es la reactividad. Como se indicó en su momento (Capítulo 4, Sección 4.2.1), la reactividad es el mecanismo mediante el cual se producen variaciones de potencia en el núcleo debido a efectos de retroalimentación.

De acuerdo al fenómeno que se presenta, es el tipo de reactividad que se inserta en el sistema, es decir, la reactividad puede ser negativa o positiva, y la suma de ellas da la reactividad total para cada instante en que el reactor esté trabajando.

En este caso, para el reactor SBWR en estado estacionario, se obtuvieron las reactividades mostradas en la Tabla 5.4.

**Tabla 5.4 Mecanismos de retroalimentación (reactividad) en estado estacionario**

<b>Tipos de reactividad</b>	<b>Sin Boussinesq</b>	<b>Con Boussinesq</b>	<b>Diferencia</b>
$\rho_T$	0.000000	0.000000	0.000000
$\rho_{eg}$	-9.298028	-9.277299	0.020729
$\rho_D$	-2.105422	-2.116472	-0.011050
$\rho_m$	-2.535272	-2.544951	-0.009679
$\rho_{BC}$	13.938722	13.93872	0.000000

En la Tabla 5.4 se puede observar el efecto de la reactividad debido al término de flotación, donde la reactividad por fracción de vacíos es menos negativa que si ni se consideran. Esto puede explicar el aumento de potencia del 105% con efectos de flotación (Tabla 5.5). En la misma tabla se observa que, debido al aumento en la temperatura promedio del combustible por el aumento de potencia ya indicado, la reactividad por efecto Döppler es ligeramente más negativa.

Respecto a la reactividad por efecto de la temperatura del moderador se puede observar que presenta un cambio poco considerable comparado con la reactividad por fracción de vacíos, debido a que la temperatura del moderador en condiciones de saturación (los dos primeros nodos del núcleo dependen de la presión del reactor), permanece constante.

En la Tabla 5.4, también se puede observar que la reactividad por barras de control es la misma, independientemente si se considera o no la fuerza motriz, esto debido a que todo el tiempo de simulación se está trabajando al 100% de patrón de barras (corresponde aproximadamente al 79% de extracción de barras de control), es decir, el número de barras de control extraídas e insertadas permanece invariable, y éste es el único parámetro del cual depende dicho valor.

Finalmente, la reactividad total es cero para ambos casos, es decir, sin y con efectos de flotación, lo cual es debido a que el reactor se encuentra trabajando en estado estacionario, es decir, se encuentra en estado crítico.

Para resumir el comportamiento en estado estacionario del reactor SBWR, se presenta la Tabla 5.5, en la que se muestran los resultados obtenidos del comportamiento de los parámetros nucleares, sin considerar las fuerzas de flotación, y tomándolas en cuenta. De esta tabla se puede deducir que las fuerzas de flotación constituyen un impacto significativo en el diseño del BWR de circulación natural, debido a que la tasa de flujo másico a la entrada del núcleo experimenta un incremento del 1.24%, mientras que la potencia neutrónica aumenta a un poco más del 5%.

En esta tabla también se puede observar que la fracción de vacíos promedio disminuye ligeramente, y aunque pareciera que se trata de una cantidad sin importancia, esto, como ya se mencionó, tiene una gran repercusión en el diseño termohidráulico y neutrónico del núcleo. Prueba de esto es precisamente el aumento de flujo másico a la entrada del núcleo, y los consecuentes aumentos de flujo de vapor a la salida del núcleo, temperatura promedio del combustible, y potencia neutrónica.

**Tabla 5.5 Comportamiento en estado estacionario de los parámetros nucleares del NC-BWR**

Parámetro	Sin fuerzas de flotación	* Con fuerzas de flotación	Diferencia	** Diferencia (%)
Potencia (%)	100.59	105.89	5.29	5.26
Flujo másico en el núcleo (%)	6650.02	6732.74	82.72	1.24
Flujo de vapor a la salida del núcleo (%)	1089.22	1130.89	41.64	3.82
Fracción de vacíos promedio	0.4582	0.4575	0.0007	0.15
Temperatura promedio del combustible (K)	873.67	877.47	3.80	0.44

\* Usando la aproximación de Boussinesq.

\*\* Diferencia relativa con respecto al valor obtenido sin efectos de las fuerzas de flotación.

De la Tabla 5.5 se puede observar que con un ligero aumento de flujo másico en el núcleo, se genera un aumento significativo de potencia. Para corroborar esto, se considera la diferencia del flujo de vapor a la salida del núcleo y se convierte a potencia, esto es,

$$41.64 \frac{kg_v}{s} \left( \frac{3600s}{1h} \right) \left( \frac{1BHP}{15.65kg_v/h} \right) \left( \frac{9.81 \times 10^{-3} MW}{1BHP} \right) = 93.96 MW .$$

Lo cual equivale a 5.22% más de potencia. La diferencia entre este valor y el mostrado en la Tabla 5.5 se debe seguramente a variaciones por cálculo, redondeo, y pérdidas diversas en el sistema.

En la Figura 5.31 de este mismo trabajo, se puede observar gráficamente esta situación, donde se puede percibir que al introducir una perturbación que pareciera insignificante, es decir, al considerar los efectos de flotación, se obtiene un cambio importante en variables como es la potencia.

## 5.3 Comportamiento del núcleo en estado transitorio (SCRAM Manual)

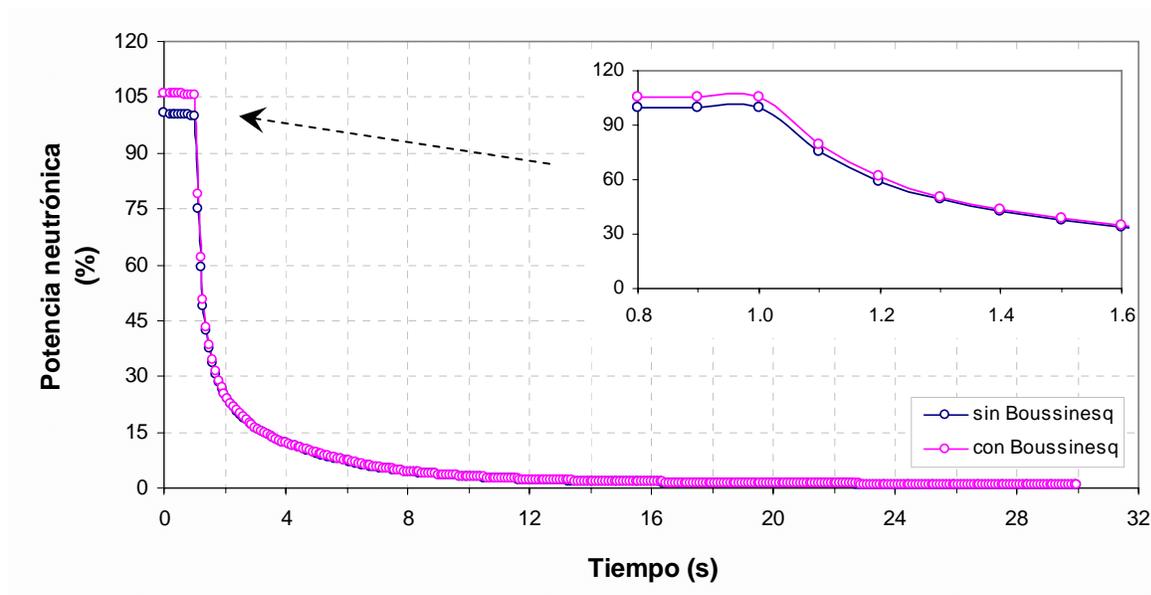
### 5.3.1 Análisis en el dominio del tiempo

Este transitorio se ejecutó considerando funcionamiento normal de la instrumentación y de los controles de la planta, así como de los sistemas de protección del reactor (RPSs).

En las Figuras 5.12 - 5.33 se presentan los resultados obtenidos de la simulación ante un SCRAM del reactor.

De acuerdo al comportamiento mostrado en la Figura 5.12, y previo a la inserción de las barras de control se observa que la potencia neutrónica disminuye ligeramente durante los primeros 0.9 s, y luego aumenta tenuemente (de 0.9 a 0.96 s). Ver inserto en la misma figura. Este aumento se debe a una muy pequeña disminución en la fracción de vacíos promedio (imperceptible a simple vista en la Figura 5.20), lo cual se traduce en una ligera reactividad positiva. Se pudo inferir debido a que el flujo que entra al núcleo aumentó ligeramente debido a que la resistencia hidráulica del flujo en dos fases disminuyó con la fracción de vacíos.

Para tener una mejor apreciación del comportamiento del reactor durante el SCRAM, se parte del hecho de que el reactor se encuentra en estado estacionario, y que en el tiempo de 1 s de simulación se introduce el transitorio “SCRAM manual”, dando lugar a una disminución drástica de la potencia, la cual se mantiene aproximadamente al 1% de potencia inicial, debido a efectos de calor residual.

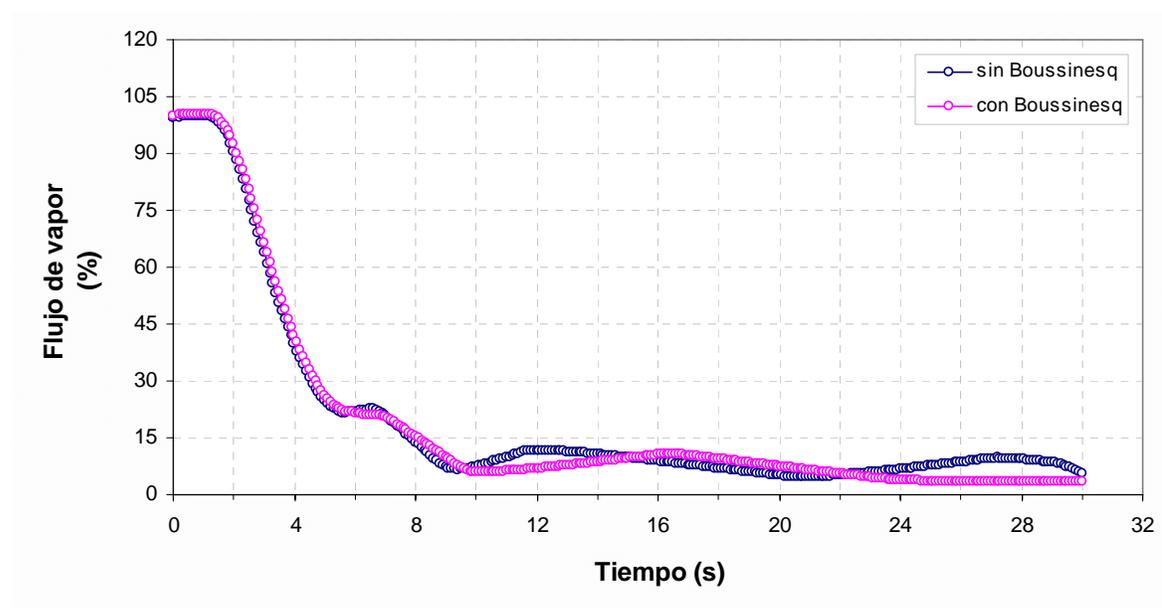


**Figura 5.12 Comportamiento de la potencia neutrónica durante la inserción manual de las barras de control**

Observe que al incluir los efectos de flotación se tiene el mismo comportamiento, y que el desfase de las curvas al inicio del tiempo, se debe a que al incluir la aproximación de Boussinesq, se alcanza una mayor potencia neutrónica (5.26% más).

Este resultado indica que el diseño de los procesos neutrónicos y sus márgenes de seguridad, como por ejemplo el margen de apagado, no sufren modificaciones desde un punto de vista práctico.

Como era de esperarse, al insertar las barras de control la generación de potencia disminuye drásticamente lo que inhibe el flujo de vapor, Figura 5.13. Como puede observarse en dicha figura, hay una oscilación entre generación de vapor y la disminución del mismo. Las oscilaciones se deben a la variación de la presión y del nivel de agua de la vasija.

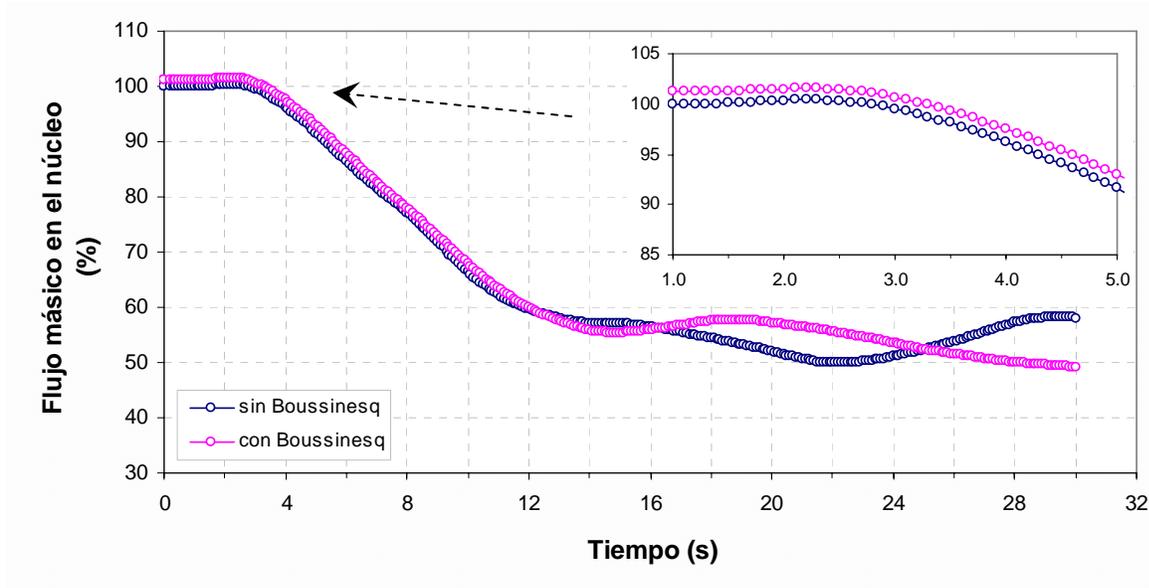


**Figura 5.13 Comportamiento del flujo de vapor durante la inserción manual de las barras de control**

Por otro lado, debido a que la fracción de vacíos disminuye (considerando la aproximación de Boussinesq), la resistencia hidráulica en el mismo también disminuye, y en consecuencia aumenta el flujo que entra al núcleo. Dicho de otro modo, la línea del modelo que incluye los efectos de flotación, está por arriba, es decir, se genera más vapor.

El efecto de la resistencia hidráulica se puede observar en el inserto de la Figura 5.14, donde para el tiempo entre 1.3 s y 2.2 s, hay un aumento del flujo en el núcleo casi imperceptible. Este aumento obedece a la generación de vapor originada por la inserción de reactividad positiva ya mencionada, por lo que requiere flujo másico extra, esto para ambos casos, pero como se mencionó en el párrafo anterior, el flujo másico es mayor, para el caso en el que se consideran las fuerzas de flotación.

Luego, debido a que el reactor se está apagando, ya no se requiere de flujo másico en el núcleo, y éste comienza a disminuir. Esta tendencia sigue aproximadamente hasta los 12 segundos de simulación, para luego comenzar a oscilar, es decir, por momentos prevalece el modelo que incluye los efectos de flotación, y por momentos predomina el que no los considera. Sin embargo el área bajo estas curvas nos puede indicar que los efectos de flotación denotados por Boussinesq, predominan. De una u otra forma las variaciones se deben a los controles de presión y nivel del reactor.



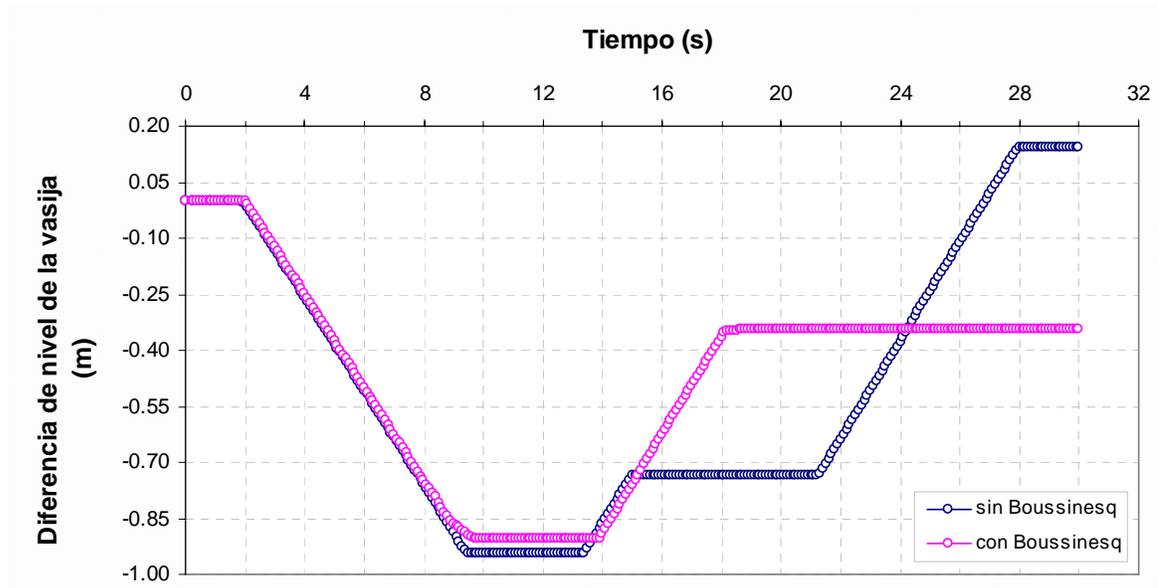
**Figura 5.14 Comportamiento del flujo másico en el núcleo durante la inserción manual de las barras de control**

Debido a los efectos de calor residual, prevalece una ligera producción de vapor, por lo que el nivel de la vasija del reactor ya no disminuye con la misma intensidad (Figura 5.15), lo que ocasiona a su vez que el suministro de agua de alimentación ya no sea tan frecuente (Figura 5.16).

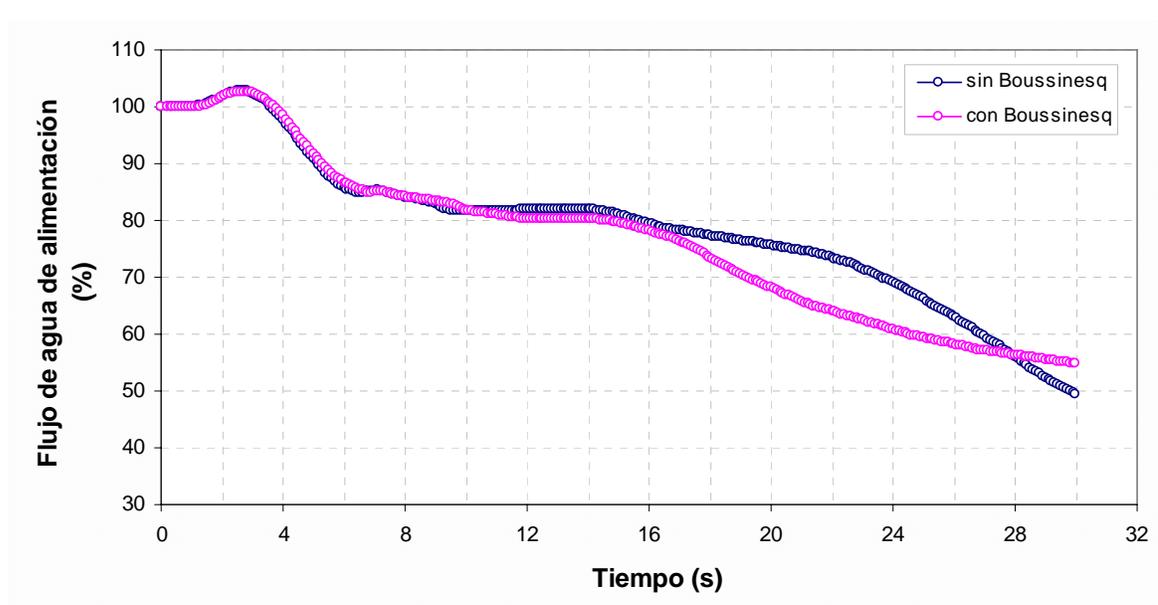
En la Figura 5.15 se puede observar que el nivel de la vasija permanece constante, y de hecho es el mismo en los primeros 1.8 s, en ambos casos, es decir, con y sin efectos de flotación, y luego comienza a disminuir linealmente hasta los 9.6 s para el caso en que no considera los efectos de flotación, y hasta los 9.8 s para el caso en el que sí los toma en cuenta. De ahí permanece constante hasta los 13.4 s para el caso sin Boussinesq, y a los 13.9 s para el caso con Boussinesq.

A partir de ese momento inicia la recuperación de inventario, es decir, hay un aumento del nivel de la vasija, pero para el caso en el que no se consideran las fuerzas de flotación esto ocurre en pequeños lapsos de tiempo, es decir, hay un aumento y luego una estabilización, así hasta alcanzar el nivel de la vasija que se tenía originalmente.

Para la otra situación, es decir, al considerar la aproximación de Boussinesq, el aumento de nivel se da en lapsos de tiempo mayores, ya que al ser menor la fracción de vacíos, el reactor se encuentra en un estado más estable, y los controles tienen un mayor lapso de tiempo para actuar.



**Figura 5.15 Comportamiento de la variación del nivel de agua en la vasija del reactor, durante la inserción manual de las barras de control**

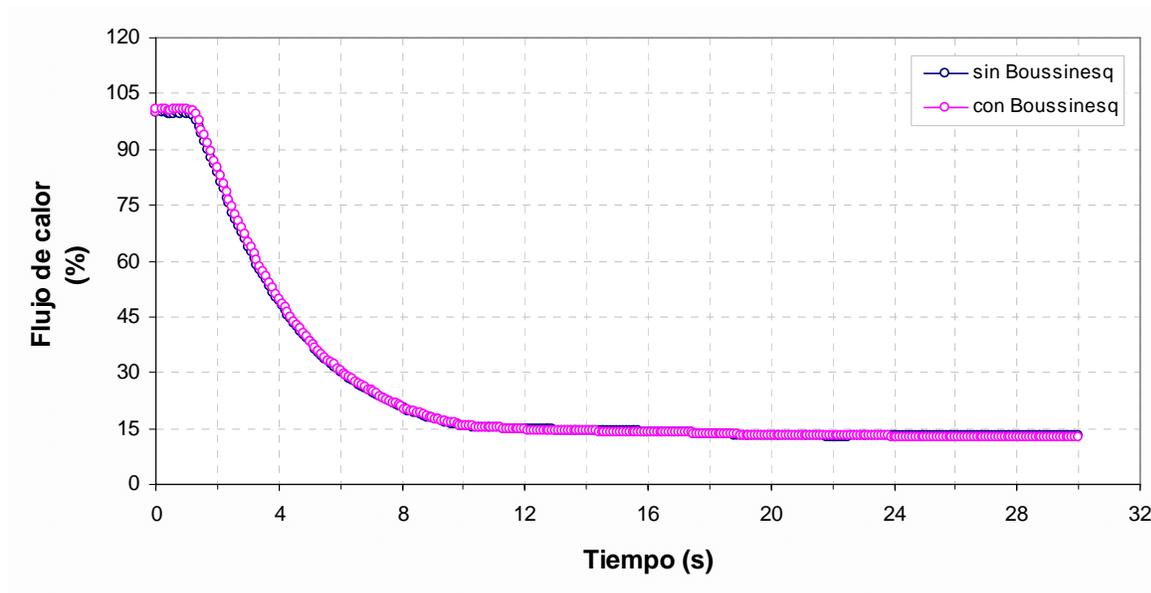


**Figura 5.16 Comportamiento del flujo de agua de alimentación durante la inserción manual de las barras de control**

En cuanto al flujo de agua de alimentación (Figura 5.16), hay un aumento durante los primeros 2.8 s de simulación, siendo ligeramente mayor el modelo que no considera la aproximación de Boussinesq. El motivo de esto es que para dicho modelo, baja más la diferencia del nivel de la vasija, y se requiere de una cantidad mayor de agua de reposición. Luego, debido a la recuperación de inventario, ambos modelos comienzan a disminuir, al mismo tiempo que hay una oscilación entre modelos, la cual se debe, como ya se dijo, a los controles de presión y nivel del reactor.

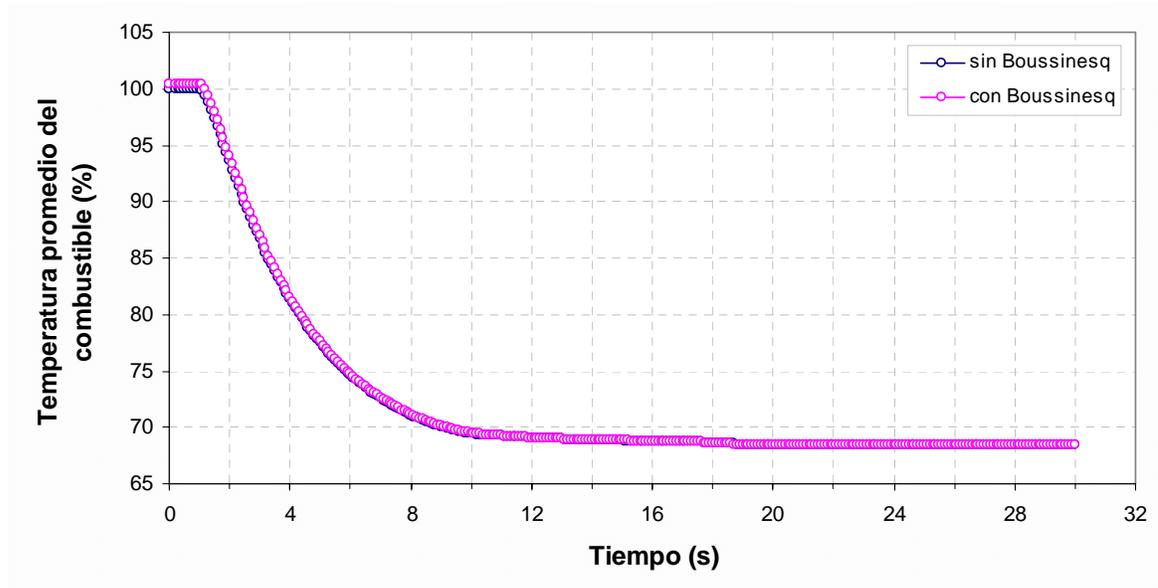
Considerando el hecho de que al insertar las barras de control, éstas absorben neutrones y en consecuencia disminuye la potencia neutrónica (Figura 5.12), se tiene que dicho efecto origina disminución en: el flujo de calor desde el núcleo, la temperatura promedio del combustible, la temperatura promedio del moderador, y por supuesto, la fracción de vacíos promedio, ya que al haber una disminución de potencia, la fase gaseosa del flujo en dos fases tiende a cero.

Todo lo anteriormente dicho se puede apreciar en las Figuras 5.17 - 5.20, en las cuales se puede observar además que existe la misma tendencia que en el decaimiento de la potencia neutrónica (Figura 5.12).



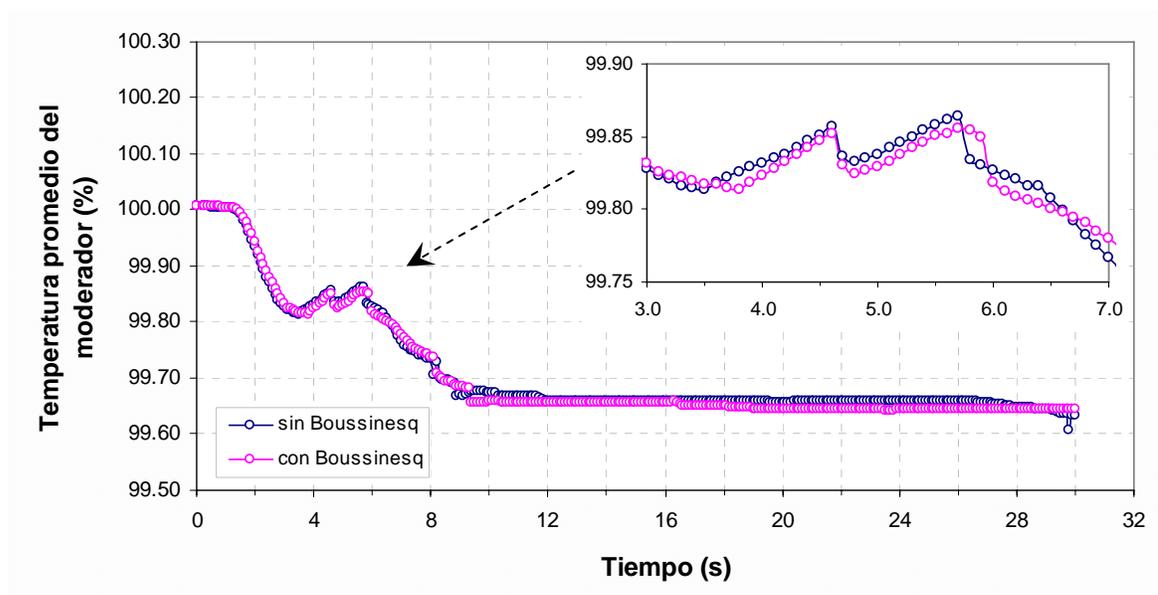
**Figura 5.17 Comportamiento del flujo de calor durante la inserción manual de las barras de control**

En las mismas figuras se observa también que el modelo que incluye la fuerza motriz prevalece por encima del que no los considera, ya que desde el estado estacionario, se tenía que todos estos parámetros eran ligeramente mayores al incluir la aproximación de Boussinesq, y que el tiempo para el cual da inicio el decaimiento exponencial, es decir, el tiempo en el que se disparan los controles de la planta, es a 1 s de iniciada la simulación.

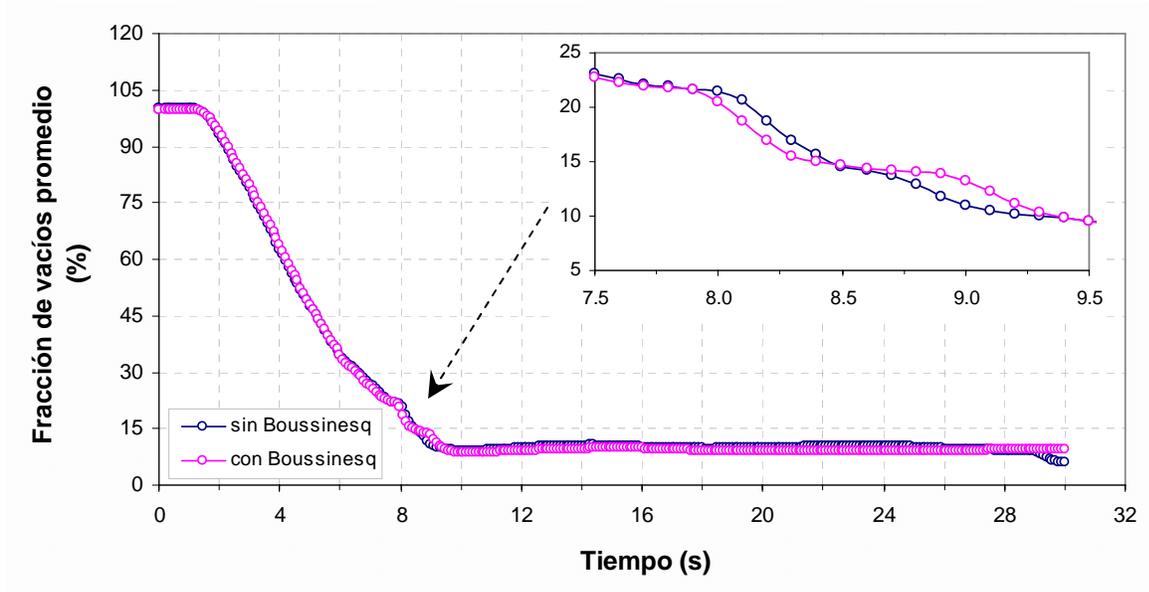


**Figura 5.18 Comportamiento de la temperatura promedio del combustible en el núcleo durante la inserción manual de las barras de control**

Si bien en la Figura 5.19, la cual muestra el comportamiento de la temperatura promedio del moderador durante la inserción manual de las barras de control, hay variaciones muy notorias entre los 3.0 y 10.0 s (para mayor precisión, ver el inserto en la misma figura), las cuales se deben principalmente a las variaciones de presión de la vasija del reactor (ver Figura 5.22), se tiene la misma tendencia.

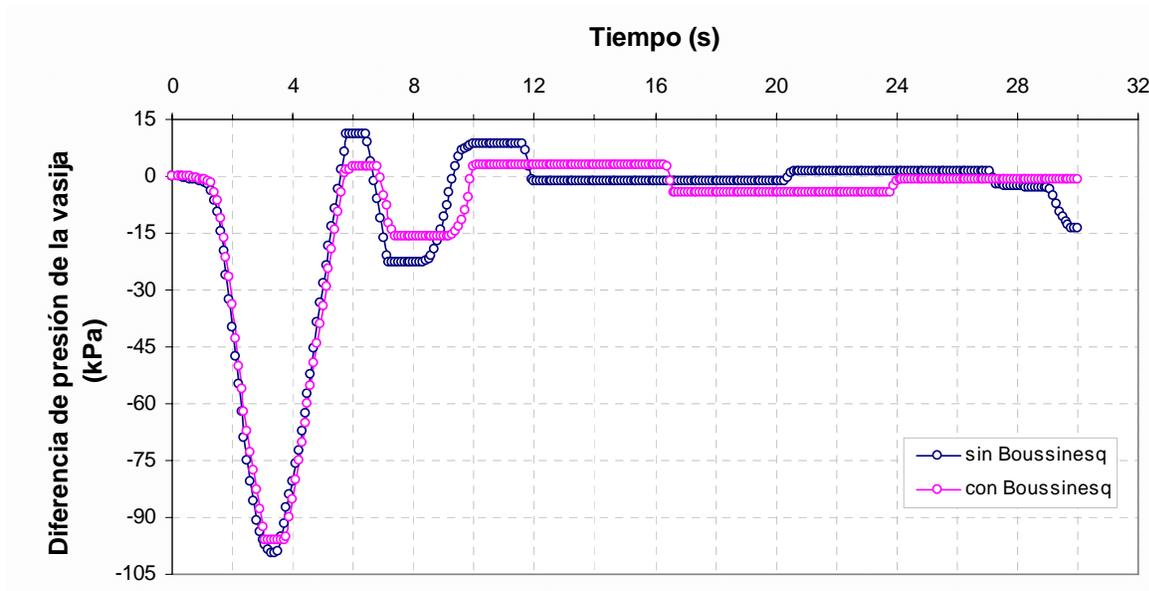


**Figura 5.19 Comportamiento de la temperatura promedio del moderador durante la inserción manual de las barras de control**



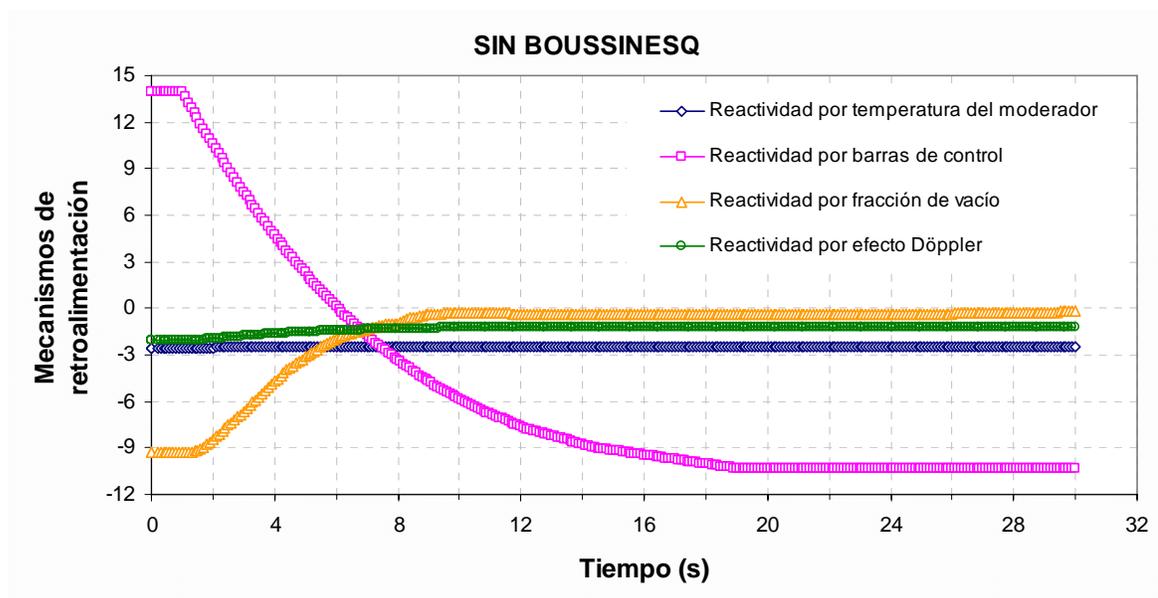
**Figura 5.20 Comportamiento de la fracción de vacíos promedio durante la inserción de las barras de control**

Con la inserción de las barras de control, también se tiene la mitigación del aumento de presión, físicamente a través de la disminución de la fracción de vacíos en el núcleo (Figura 5.20), y mecánicamente con la apertura de las válvulas de alivio (SRVs), para limitar la presión del sistema (Figura 5.21).

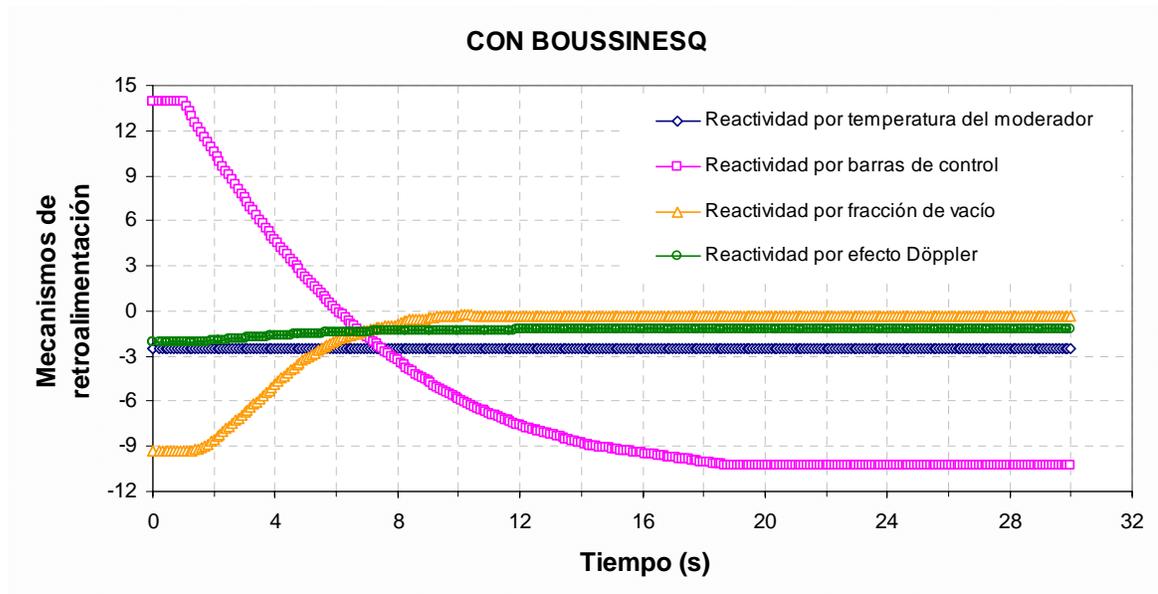


**Figura 5.21 Cambio de presión en el domo de la vasija del reactor durante la inserción de las barras de control**

En relación directa con la potencia neutrónica, están los mecanismos de retroalimentación, los cuales se ven afectados por la inserción de las barras de control. En las Figuras 5.22 y 5.23 se puede observar la distribución la reactividad debido a los diversos efectos, primero sin considerar los efectos de flotación, y luego tomándolos en cuenta.



**Figura 5.22 Comportamiento de la reactividad, sin Boussinesq durante la inserción manual de las barras de control**



**Figura 5.23 Comportamiento de la reactividad, con Boussinesq durante la inserción manual de las barras de control**

Analizando los siete primeros segundos de la Figura 5.23, se tiene que la reactividad por temperatura del moderador se vuelve menos negativa y que su variación se observa imperceptible. Del mismo modo, la reactividad por efecto Döppler también se hace menos negativa, pero su efecto es ligeramente más notorio que el anterior. Lo mismo sucede con la reactividad por fracción de vacíos, es decir, ésta se hace menos negativa; sin embargo, su cambio es mucho más claro.

Lo anterior tiene una interpretación física, es decir, las variaciones de temperatura en la vasija del reactor prácticamente siguen la tendencia de las variaciones de la presión, y la característica de este tipo de reactores es que el núcleo prácticamente está saturado y su variación en este transitorio es muy pequeña como se puede observar en la Figura 5.19, lo cual origina que la reactividad por temperatura del moderador sea sumamente pequeña.

Respecto a la interpretación física del comportamiento de la reactividad por efecto Döppler, ésta se debe a que la potencia disminuye y la temperatura promedio del combustible también, lo que origina que la sección eficaz de absorción y fisión aumenten logrando que este efecto sea menos negativo y su cambio neto sea positivo. Finalmente la interpretación física del comportamiento de la reactividad por fracción de vacíos se debe a que la energía requerida para mantener una tasa de ebullición se perdió con la disminución de potencia originando que la fracción de vacíos tienda a cero y por lo tanto el cambio de reactividad es positivo dentro del tiempo de los 7 segundos.

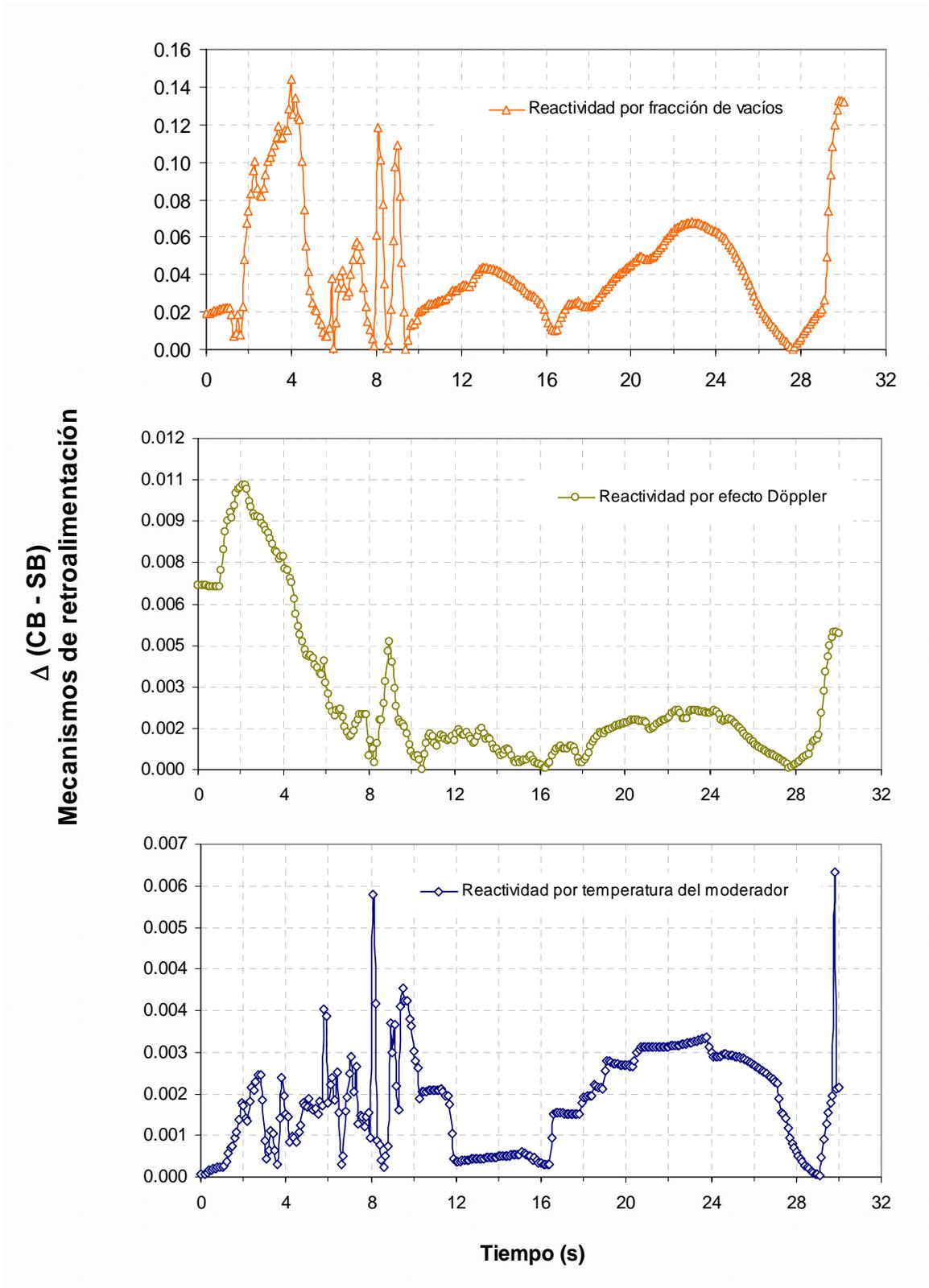
Se puede observar que los cambios de reactividad netos debido a la fracción de vacíos y Döppler son positivos. No obstante, la potencia continúa disminuyendo ya que la reactividad negativa por barras control es mayor a los efectos antes mencionados, de tal forma que la reactividad total es negativa.

De las Figuras 5.22 y 5.23 se observa que al incluir los efectos de flotación, la reactividad por los efectos de retroalimentación mencionados tiene el mismo comportamiento que si no se les considera, sin embargo, con un análisis detallado se pudo observar que éstos son menos negativos. Siendo más precisos aparentemente la diferencia entre emplear el método de aproximación de Boussinesq no es considerable, pero al graficar esta divergencia se encuentra que la reactividad por fracción de vacíos tiene una gran variación (Figura 5.24).

En la Figura 5.24 se puede observar que la diferencia de escalas entre la reactividad por fracción de vacíos y las reactividades por efecto Döppler y temperatura del moderador, es de un orden de magnitud, por lo que al graficarlas por separado es cuando se advierte realmente la diferencia entre considerar los efectos de flotación o no.

La gráfica debido a la diferencia de reactividad por barras de control no se agrega ya que la diferencia es cero, esto debido a como se dijo en su momento dicho parámetro sólo depende del patrón de barras de control, el cual permanece constante durante todo el tiempo de simulación.

Como una conclusión intermedia desde un punto de vista neutrónico, y de los resultados mostrados en la Figura 5.24, se puede observar que los cambios de reactividad positiva con efectos de flotación son mayores que sin éstos.



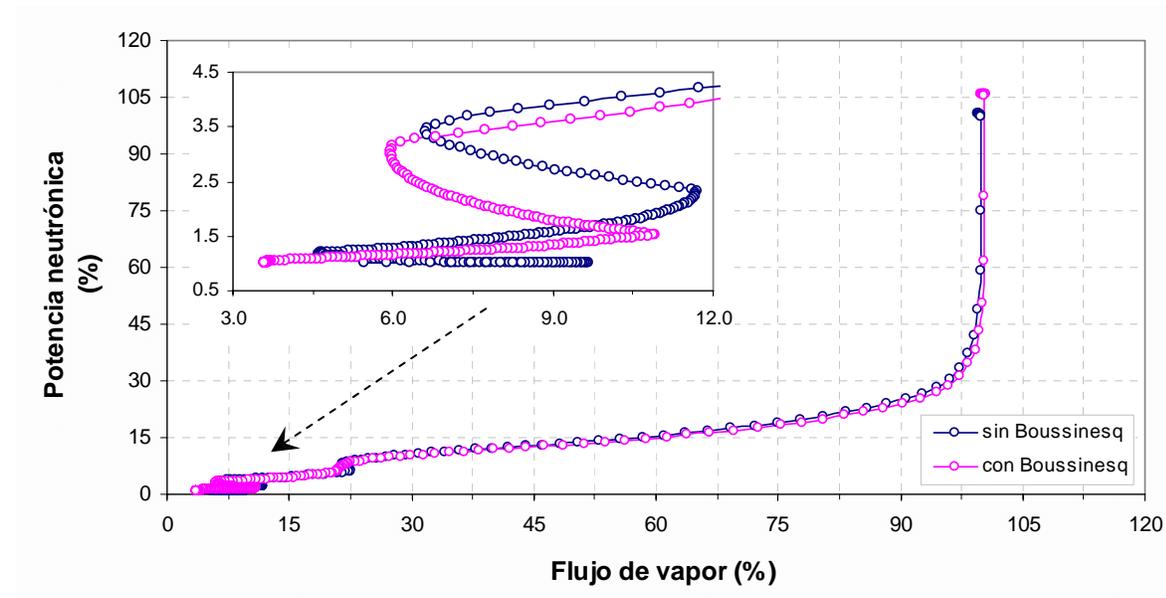
**Figura 5.24** Diferencia de los mecanismos de retroalimentación usando la aproximación de Boussinesq

### 5.3.2 Análisis de la potencia respecto a otras variables

En las Figuras 5.25 - 5.32 se presenta el comportamiento de la potencia durante el SCRAM respecto a otras variables, tales como flujo de vapor, flujo de agua de alimentación, diferencia de nivel de la vasija, temperatura promedio del moderador, temperatura promedio del combustible, flujo másico en el núcleo, flujo de calor, fracción de vacíos promedio, diferencia de presión en la vasija, esto para los dos casos analizados.

En la Figura 5.25 se puede observar en términos generales que el flujo de vapor disminuye sin presentar variaciones importantes del 100 al 8% de potencia, pero después de esto la potencia neutrónica disminuye presentando un comportamiento extraño debido a los controles de presión (ver gráfica de acercamiento).

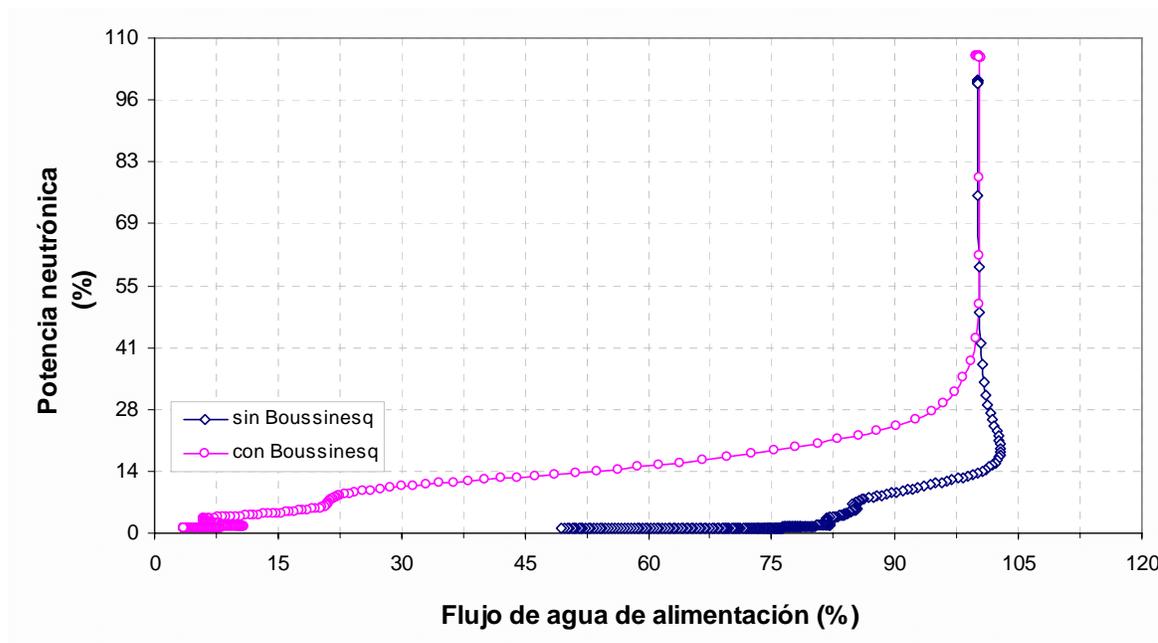
Observe también que cuando se toma en cuenta la aproximación de Boussinesq, la potencia es ligeramente menor y el flujo de vapor ligeramente mayor, dicho en otras palabras, se genera más vapor con menos potencia.



**Figura 5.25 Relación entre la potencia neutrónica y el flujo de vapor durante la inserción manual de las barras de control**

En la Figura 5.26 se observa en términos generales para ambos casos, que al disminuir el flujo de neutrones, también lo hace el flujo de agua de alimentación, debido a que con el paro del reactor, se está generando menos vapor (Figura 5.25), y por lo tanto el nivel de la vasija (Figura 5.27) ya no baja con tanta rapidez, ya que se requiere de menos agua de reposición. En ambos casos, en los últimos segundos de la simulación, hay ligeras oscilaciones debido a los controles de presión y nivel de la vasija.

Observe también en la misma figura que al no incluir la aproximación de Boussinesq se requiere de un flujo de agua de alimentación mucho mayor para generar una determinada potencia, que si se incluye dicha aproximación, debido a que como se ha mencionado en la Sección 5.3.1, la diferencia del nivel de la vasija es mayor, y se requiere de una cantidad mayor de agua de reposición.

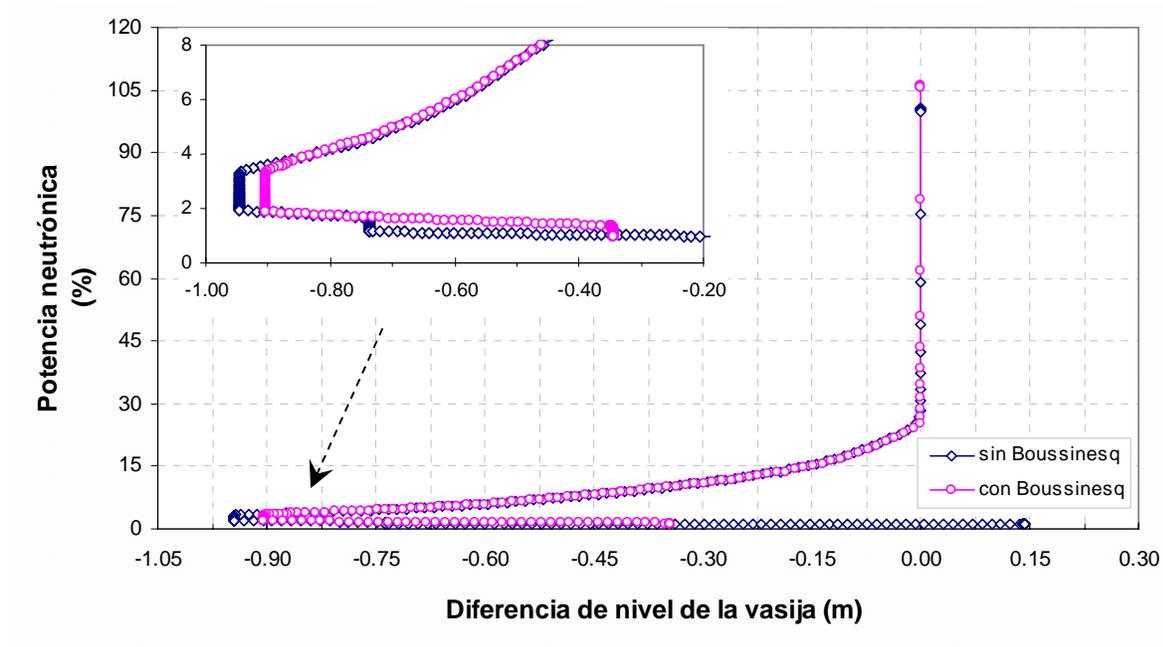


**Figura 5.26 Relación entre la potencia neutrónica y el flujo de agua de alimentación durante la inserción manual de las barras de control**

En la Figura 5.27 se observa en general para ambos casos que del 100 al 4 % de potencia, la diferencia de nivel de la vasija no presenta variaciones importantes, disminuyendo debido a que el flujo de vapor también lo hace, es decir, al dejar de haber producción de vapor, el inventario deja de disminuir y por lo tanto la diferencia de nivel de la vasija también.

En la misma figura se reitera que al no incluir la aproximación de Boussinesq, la diferencia del nivel de la vasija es ligeramente mayor para cada potencia dada, esto porque por un lado está el hecho de que la parte de inventario que permanece en estado líquido y que es devuelta al bajante de agua es mayor, y por otro, al ser mayor la fracción de vacíos, hay un empuje del líquido en la vasija, lo que engaña al control de nivel de la misma.

Relacionado al enfriamiento del núcleo está la disminución de las temperaturas promedio tanto del moderador (Figura 5.28), como del combustible (Figura 5.29), ocasionando que el flujo másico en el núcleo (Figura 5.30), y el flujo de calor desde el mismo (Figura 5.31), también se vean reducidos.



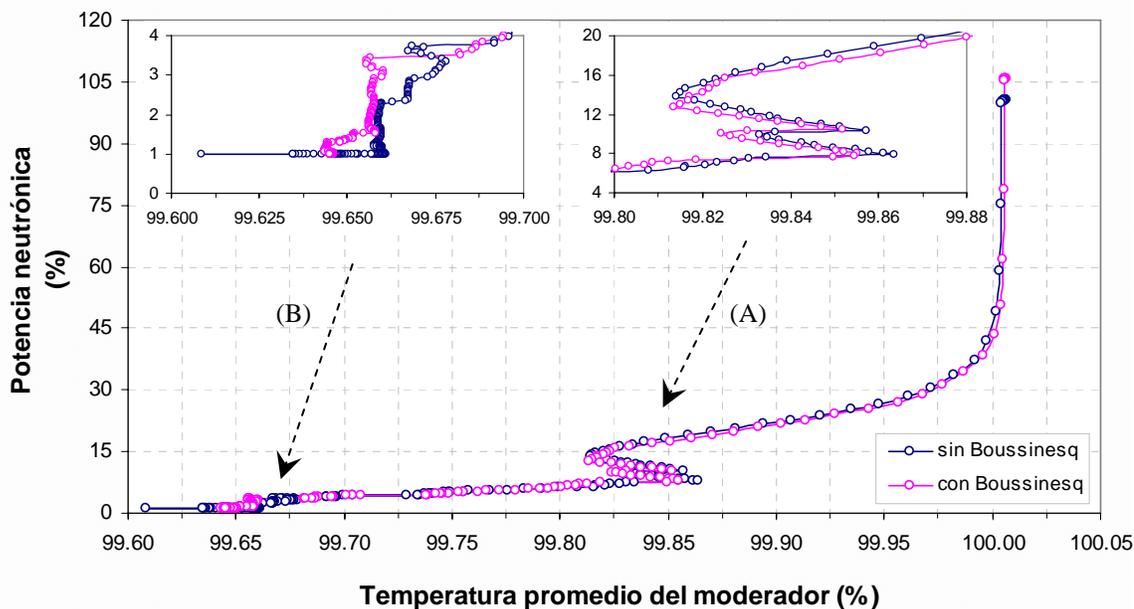
**Figura 5.27 Relación entre la potencia neutrónica y la diferencia de nivel de la vasija**

En la Figura 5.28 se puede observar el comportamiento de la potencia con respecto a la temperatura promedio del moderador para los dos casos analizados. En términos generales se tiene que del 100 al 14% de potencia, la temperatura promedio del moderador disminuye sin presentar variaciones importantes, sin embargo, del 14 al 6% de potencia, hay un comportamiento extraño debido a los controles de presión, del mismo modo como ocurre con el flujo de vapor (Figura 5.25).

En el inserto A de la misma figura, se puede apreciar que hay una oscilación entre modelos, es decir, por momentos prevalece el modelo que considera los efectos de flotación, y por momentos domina el modelo estándar (sin Boussinesq). Si compara con la Figura 5.19 encontrará que esto ocurre aproximadamente entre los 3.5 a los 6.0 s de simulación.

Para los últimos segundos de la simulación (ver inserto B de la Figura 5.28), se vuelve a presentar un comportamiento extraño. En esta ocasión el modelo estándar (sin Boussinesq) presenta, para cada potencia dada, una mayor temperatura promedio del moderador, sin embargo, al final de la simulación, la temperatura promedio del moderador es ligeramente menor que si se considera la fuerza motriz.

Pareciera que tanto la temperatura promedio del moderador (Figura 5.19) con respecto al tiempo, como la potencia neutrónica con respecto a la temperatura promedio del moderador presentarían variaciones importantes, sin embargo, si observa la escala de ambas figuras, encontrará que dicho cambio es de tan sólo alrededor del 0.4% de la temperatura promedio del moderador, lo que no representa peligro alguno para la estabilidad del reactor.



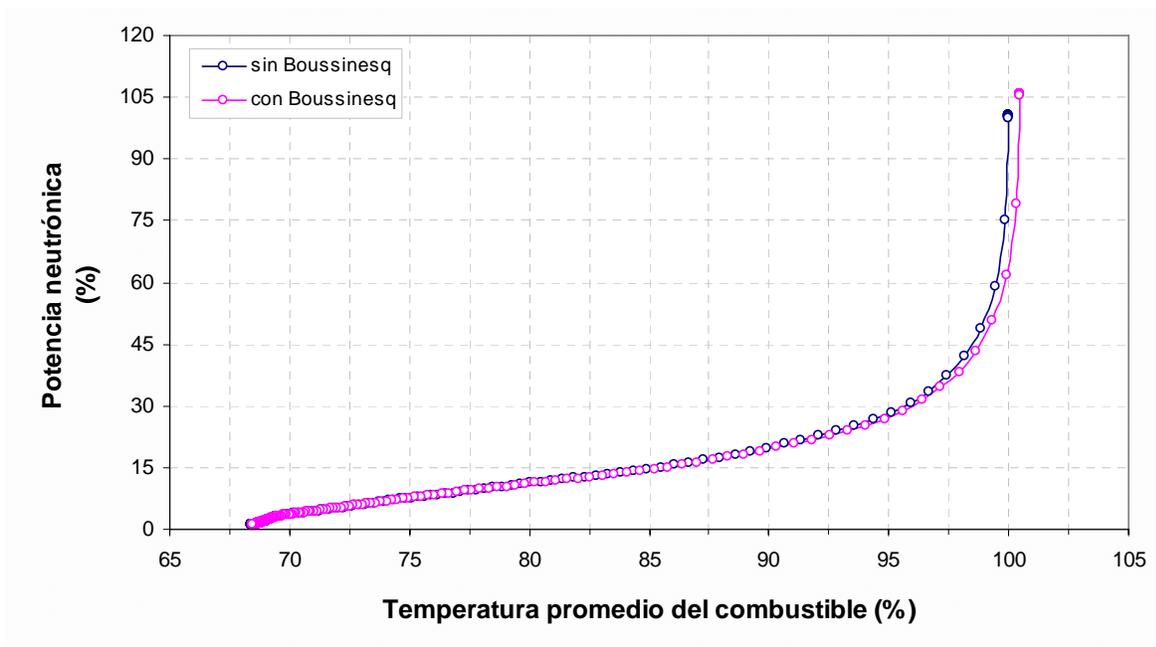
**Figura 5.28 Relación entre la potencia neutrónica y la temperatura promedio del moderador**

En cuanto a la potencia neutrónica con respecto a la temperatura promedio del combustible (Figura 5.29), se observa en general, para ambos casos, que la temperatura promedio del combustible disminuye sin presentar cambios importantes, y que al incluir la aproximación de Boussinesq, para cada potencia dada, se obtiene una mayor temperatura promedio del combustible.

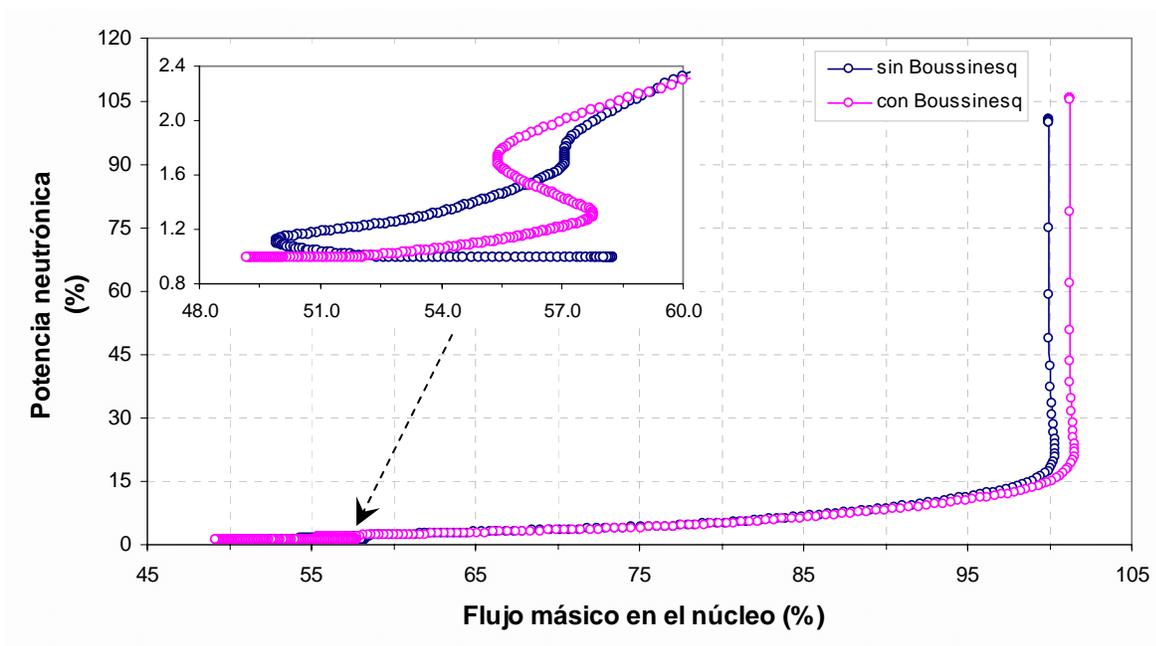
Como se ha mencionado en repetidas ocasiones, al incluir los efectos de flotación hay una menor resistencia hidráulica en el núcleo y por lo tanto, el flujo másico que entra en éste último es mayor. Esto se puede comprobar al observar la Figura 5.30, donde para ambos casos, del 100 al 2% de potencia, el flujo másico en el núcleo disminuye sin presentar variaciones significativas, no obstante, del 2 al 1%, se presenta un comportamiento extraño.

Lo último se puede apreciar en el inserto de la misma figura, donde se tiene que al emplear el modelo estándar (sin Boussinesq), se obtiene una capacidad de enfriamiento mayor que si se consideran las fuerzas de flotación. Esto pareciera ser contradictorio (Figura 5.9), no obstante, este efecto se puede deber más a los controles de presión y nivel que al empleo o no de la aproximación de Boussinesq.

En transitorio de aislamiento (cierre súbito de las válvulas de aislamiento conocidas con MSIV por su siglas en inglés) reportado por Espinosa-Paredes y Nuñez-Carrera (2008) encontraron que el flujo del núcleo fue del orden del 70%.



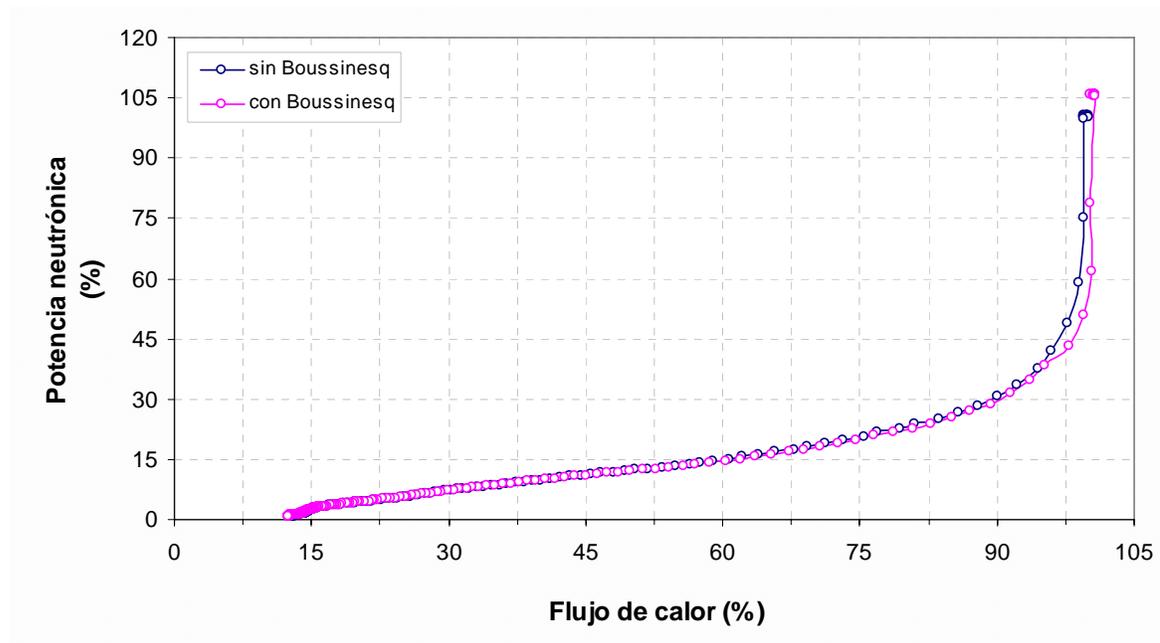
**Figura 5.29** Relación entre la potencia neutrónica y la temperatura promedio del combustible



**Figura 5.30** Relación entre la potencia neutrónica y el flujo másico en el núcleo

En la Figura 5.31 se puede observar (para los dos casos analizados), el comportamiento de la potencia neutrónica en función del flujo de calor. En términos generales se aprecia que el flujo de calor disminuye sin presentar variaciones importantes. Si compara la Figura 5.31 con la Figura 5.29 encontrará que tienen la misma tendencia, esto es porque el flujo de calor depende directamente de la temperatura promedio del combustible.

En la misma figura se aprecia que al considerar la aproximación de Boussinesq, el flujo de calor es mayor para cada potencia dada.

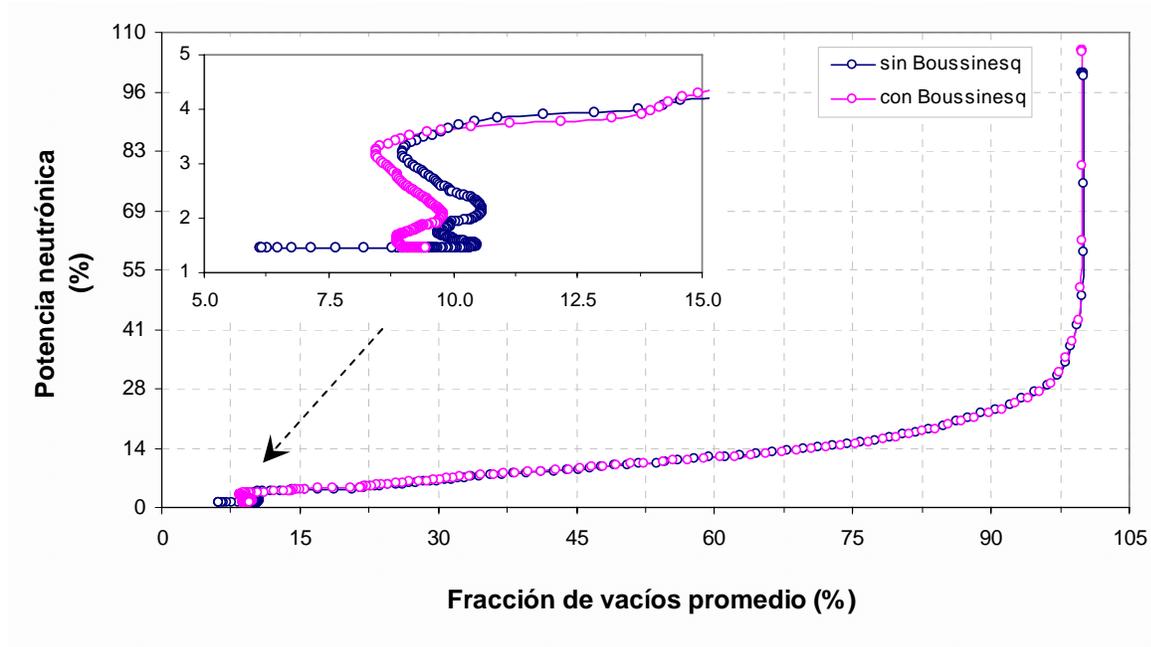


**Figura 5.31 Relación entre la potencia neutrónica y el flujo de calor**

Al apagarse el reactor, el núcleo se enfría de modo que el flujo de calor desde el mismo comienza a disminuir, como consecuencia, el flujo en dos fases se transforma en un fluido de una sola fase.

En la Figura 5.32 se puede observar el comportamiento de la potencia con respecto a la fracción de vacíos para los dos casos analizados. En términos generales se tiene que del 100 al 4% de potencia, la fracción de vacíos disminuye sin presentar variaciones importantes, sin embargo, del 4 al 1% de potencia, hay un comportamiento extraño debido a los controles de presión, predominando ahora el modelo estándar (sin Boussinesq).

En el acercamiento de la misma figura se puede observar que al considerar los efectos de flotación, la fracción de vacíos en el 1% de potencia, es mayor que si dichos efectos no se tomaran en cuenta, debido a que la temperatura promedio del moderador (Figura 5.28) para este caso es mayor para la misma potencia.

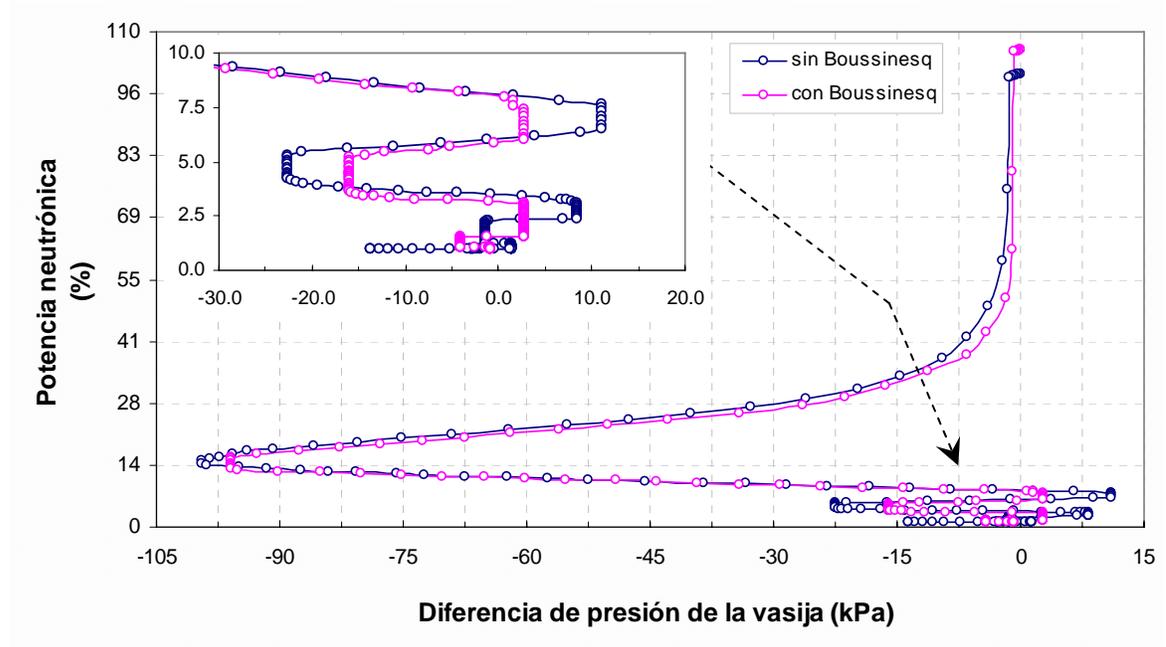


**Figura 5.32 Relación entre la potencia neutrónica y la fracción de vacíos promedio**

Ya por último se analiza la diferencia de presión de la vasija. Este parámetro es uno de los más importantes ya que de él y de la diferencia de nivel de la vasija, depende la estabilidad termohidráulica del reactor y en consecuencia el comportamiento de todas y cada una de las variables que intervienen en el sistema.

En la Figura 5.33 se muestra la variación de la potencia neutrónica con respecto a la diferencia de presión de la vasija. En dicha figura se puede observar que del 100 al 14 % de potencia, la diferencia de presión de la vasija disminuye sin presentar variaciones notables, luego, del 14 al 8% de potencia aumenta la diferencia de presión de la vasija, al mismo tiempo que la potencia sigue disminuyendo.

A partir de este instante, como en casos anteriores se presenta un comportamiento extraño, el cual se puede apreciar con detalle en el acercamiento de la misma figura. El motivo de esta variación es porque al estarse apagando el reactor, el sistema busca estabilizarse tanto térmica como hidrodinámicamente, y es precisamente a través de abrir y cerrar válvulas que se logra recuperar la presión de la vasija.



**Figura 5.33** Relación entre la potencia neutrónica y la diferencia de presión de la vasija



## Capítulo 6

### Conclusiones y recomendaciones para trabajo futuro

#### 6.1 Conclusiones

Se desarrolló un modelo de convección natural que incluye flujo en una y dos fases, basado en la aproximación de Boussinesq (Capítulo 3). El modelo se implementó en el programa de computadora de un reactor SBWR de Espinosa-Paredes y Nuñez-carrera (2008), el cual se presentó en el Capítulo 4.

Se realizaron experimentos numéricos en estado estacionario y transitorio y se compararon los resultados obtenidos del modelo estándar (sin Boussinesq), con el modelo que incluye las fuerzas de flotación (Capítulo 5).

Los resultados obtenidos en estado estacionario son:

**Tabla 5.5 Comportamiento en estado estacionario de los parámetros nucleares del NC-BWR**

Parámetro	Sin fuerzas de flotación	* Con fuerzas de flotación	Diferencia	** Diferencia (%)
Potencia (%)	100.59	105.89	5.29	5.26
Flujo másico en el núcleo (%)	6650.02	6732.74	82.72	1.24
Flujo de vapor a la salida del núcleo (%)	1089.22	1130.89	41.64	3.82
Fracción de vacíos promedio	0.4582	0.4575	0.0007	0.15
Temperatura promedio del combustible (K)	873.67	877.47	3.80	0.44

\* Usando la aproximación de Boussinesq

\*\* Diferencia relativa con respecto al valor obtenido sin efectos de las fuerzas de flotación.

En cuanto al estado transitorio, se realizó un experimento numérico de SCRAM manual para evaluar el comportamiento de los efectos de flotación. Los resultados más importantes son:

En términos generales, en el análisis en el dominio del tiempo (Sección 5.3.2), durante los primeros ocho segundos de simulación del SCRAM, el comportamiento del reactor es el mismo, tanto si se emplea la aproximación de Boussinesq, o no, predominando el modelo que incluye los efectos de flotación. Después de ese tiempo comienza a haber oscilaciones, es decir, por momentos prevalece el modelo que considera los efectos de flotación, y por momentos domina el modelo estándar (sin Boussinesq). Estas variaciones se deben a los controles de presión y de nivel de la vasija.

De modo particular, se tiene que al incrustar las barras de control, hay una inserción de reactividad positiva por lo que al analizar los primeros siete segundos de simulación de los diversos mecanismos de retroalimentación, se observa que la reactividad se vuelve menos negativa, para cada caso, al considerar los efectos de flotación.

En cuanto al análisis de la potencia neutrónica con respecto a otras variables se observa en general que la potencia neutrónica disminuye conforme lo hace cada variable, esto hasta llegar al 1% de potencia.

Del mismo modo que en el análisis en el dominio del tiempo, el flujo de neutrones disminuye sin presentar variaciones importantes del 100 al 10% en promedio, para luego mostrar un comportamiento extraño.

Un caso particular es el análisis del comportamiento de la potencia con respecto al flujo de agua de alimentación (Figura 5.26), donde se muestra una diferencia apreciable entre ambos casos analizados, es decir, sin Boussinesq, y con Boussinesq.

Otro es el flujo de agua de alimentación (Figura 5.30), donde se observa que la capacidad de enfriamiento al considerar los efectos de flotación es menor (48%), que si se considera el modelo estándar (59%), debido a que la generación de vapor (Figura 5.25) es mayor con efectos de flotación ya que la potencia es mayor con Boussinesq.

## 6.2 Recomendaciones para trabajos futuros

- Proponer un control de potencia del reactor con la temperatura de agua de alimentación, ya que los reactores de convección natural del tipo BWR carecen de control de flujo que entra al núcleo y sólo pueden variar potencia con barras de control.
- Establecer la capacidad de enfriamiento para diferentes niveles de potencia.
- Implementar un modelo unidimensional de los procesos neutrónicos para estudiar la influencia de los perfiles de potencia. En este trabajo de tesis se usó el modelo puntual de la cinética neutrónica con un perfil de potencia axial conocido a priori.
- Estudiar los efectos de flotación en la región anular del núcleo. En este trabajo sólo se incluyen en el núcleo del reactor.

## Referencias

- [1] Duncan, JD 1988, 'SBWR a simplified boiling water reactor'. *Nuclear engineering and design*, vol. 109, pp. 73-77.
- [2] SBWR GE 1997, 'Status of advanced light water cooled reactor design 1996', *IAEA-TECDOC-968*, IAEA Vienna Austria, pp. 438-440.
- [3] SBWR GE 1997, 'Utility requirements and safety objectives for advanced water cooled reactors, status of advanced light water cooled reactor designs 1996'. *IAEA-TECDOC-968*, IAEA Vienna Austria.
- [4] Lillington, JN 2004, *The future of nuclear power*, Elsevier Amsterdam, The Netherlands.
- [5] General Electric Nuclear Energy 1992, *SBWR standard safety analysis report*. GE Nuclear Energy, Report No. 25A5113 Rev. A.
- [6] Kullberg, C, Jones, K, & Heath, C 1993, 'Operating experience of natural circulation core cooling in boiling water reactors', *Thermal hydraulic analysis programs*, EG&G Idaho, Inc., Idaho Falls. 15 pages.
- [7] Rohatgi, US, Cheng, HS, Khan, HJ, & Wulff, W, 1997, *Preliminary phenomena identification and ranking tables (PIRT) for SBWR start-up stability*, NUREG/CR-6474, BNL-NUREG-52504, Division of systems technology, Office of nuclear regulatory research, U. S. Nuclear regulatory commission, Washington, DC 20555-001, NRC Job code L21187.
- [8] Espinosa, G, & Nuñez, A 2008. 'SBWR, model for steady state and transient analysis'. *Science and technology of nuclear installations*, vol. 2008, 18 pages.
- [9] Modro SM, 1996, 'The next generation of power reactors—safety characteristics', *National engineering laboratory*. EG&G Idaho, Inc., Idaho Falls, 7 pages.
- [10] de la Cruz, LM, *Convección Natural, casos de estudio*, viewed el 30 June 2010, <<http://mmc.igeofcu.unam.mx/smc-2007/Archivos/LMC.pdf>>
- [11] Bird, RB, Stewart, WE, & Lightfoot, EN 2008, *Fenómenos de transporte*, 2nd edn, Limusa Wiley, México D.F.
- [12] Turner, JS (1973, p. 367), *Buoyancy effects in fluids*, Cambridge University Press, London.
- [13] Yunus, AC 2007, *Transferencia de calor y masa: un enfoque práctico*, 3a edn, McGraw-Hill, México, pp. 406-407, 449-450, 499-500.
- [14] Gray, DD, & Giorgini, A 1976, 'Validity of Boussinesq approximation for liquids and gases', *International journal of heat and mass transfer*. vol. 5, no. 19, pp. 545-551.

- [15] Zeytounian, RK 2003, 'Joseph Boussinesq and his approximation: a contemporary view', *Comptes Rendus Mecanique*, vol. 8, no. 331, pp. 575-586.
- [16] Thorpe, SA 1971, 'Experiments on the instability of stratified shear flows', *Journal fluid mechanic*, vol. 46, pp. 299-319.
- [17] Landau, LD & Lifshitz, EM 1999, *Fluid mechanics*, 2nd edn, reproduced with corrections 1999, Butterworth-Heinemann, Oxford.
- [18] Gunzburger, MD 1989. *Finite element methods for viscous incompressible flows: a guide to theory, practice, and algorithms*. Academic Press, Boston.
- [19] Espinosa, G, Juárez, MA, & del Valle Gallegos, E 2010, 'Natural circulation core cooling steady state analysis in advanced BWRs', paper presented to the Energy Resources, part A, 12 November 2010.
- [20] Glasstone, S & Sesonske, A 1989, *Ingeniería de reactores nucleares*, Reverté, Barcelona.
- [21] Ramos, JC & Espinosa, G 1994, *Modelo de la Cinética Neutrónica y Termohidráulica del Núcleo (DITENU - 02)*, Proyecto 3065, Departamento de simulación, Instituto de Investigaciones Eléctricas, Cuernavaca, Morelos.
- [22] Ramos, JC, Espinosa, G, & Morales, J 1991, *Documento final del modelo del núcleo para el simulador de entrenamiento de operadores de la CNLV*, Departamento de simulación, Instituto de Investigaciones Eléctricas, Cuernavaca, Morelos.
- [23] Lamarsh, JR (1972, p. 596), *Introduction to nuclear reactor theory*, Addison-Wesley, Reading, Massachusetts.
- [24] Chapra, SC, & Canale, RP (2007, p. 977), *Métodos numéricos para ingenieros*, 5a. edn, McGraw-Hill Interamericana, México.
- [25] Lewins, J 1978, *Nuclear reactor kinetics and control*, Pergamon Press.
- [26] Comisión Federal de Electricidad 1979, *Final safety analysis report*, Laguna Verde nuclear power station units 1 & 2, México D. F.
- [27] Andersen, PS 1989, *Review of nuclear boiler models for the Laguna Verde simulator*, Discussions held at IIE, Cuernavaca, Morelos
- [28] Patankar, SV 1980, *Numerical heat transfer and fluid flow*, Hemisphere Publishing Corporation, Washington, D.C.
- [29] Nuclear Engineering International 2004, *Fuel review: design data*, BWR design data, viewed 01 February 2010, < [http://www.neimagazine.com/journals/Power/NEI/September\\_2004/attachments/NEISept04p26-35.pdf](http://www.neimagazine.com/journals/Power/NEI/September_2004/attachments/NEISept04p26-35.pdf)>
- [30] Jones, OC Jr. & Bankoff, SG (1981, p. 959), 'Nuclear reactor safety heat transfer', Hemisphere publishing corporate and McGraw-Hill.

- [31] Tong, LS & Weisman, J 1996, *Thermal analysis of pressurized water reactors*, 3a. edn, American nuclear society, La Grange Park, Illinois USA, pp. 419-436.
- [32] Todreas, EN & Kazimi, SM 1990, 'Thermal hydraulic fundamentals', *Nuclear systems I*. Hemisphere Publishing Corporation, vol. 1, pp. 485-490.
- [33] Dittus, WF & Boelter, LMK 1930, 'Heat transfer in automobile radiators of the tubular type', *University of California, Berkeley, CA. Publications on Engineering*, vol. 2, pp. 443.
- [34] Chen, JC 1963, 'A correlation for boiling heat transfer of saturated fluids in convective flow', *American society of mechanical engineers*, 63-HT-34.
- [35] Forster, HK & Zuber, N 1955, 'Dynamics of vapor bubbles and boiling heat transfer', *AIChE J*, vol. 1, no. 4, pp. 531-535.
- [36] Zuber, N & Findlay, JA 1965, 'Average volumetric concentration in two phase systems', *Trans ASME Journal of Heat Transfer*, vol. 87, pp 453-468.
- [37] Lahey, RT 1978, 'A mechanistic subcooled boiling model', in *Proceedings of the 6th International Heat Transfer Conference on Heat Transfer*, Ontario, Canada, pp. 293-297.
- [38] Saha, P & Zuber, N 1974, 'Point of net vapor generation and vapor void fraction in subcooled boiling', in *Proceedings of the 5th International Conference on Heat Transfer*, Tokyo, Japan, vol. 4, pp. 175-179.
- [39] Kern, DQ 1950, *Process Heat Transfer*, McGraw-Hill, Tokyo, pp. 313 and SS.
- [40] McAdams, WH 1954, *Heat Transmission*, 3a. edn, McGraw-Hill, Tokyo, pp. 330 and SS.
- [41] Nusselt, W 1916, 'Die Oberflächen Kondensation des Wasserdampfes', *VDI Z*, vol. 60, pp. 541-546 and 569-575.
- [42] Levenspiel, O 1996, *Engineering flow and heat exchange*, 2a. edn, Plenum Press, New Cork, pp. 166 and 172.
- [43] Espinosa, G, Nuñez, A & Vázquez, A 2006, 'Simplified distributed parameters BWR dynamic model for transient and stability analysis', *Annals of nuclear energy*, vol. 33, pp. 1245-1259.
- [44] Nuñez, A, Espinosa, G & Francois, JL 2008, 'Transient and stability analysis of a BWR core with thorium-uranium fuel', *Annals of nuclear energy*, vol. 35, pp. 1550-1563.
- [45] GE Nuclear Energy 1992, *SBWR Standard Safety Analysis Report*, Report No. 25A5113, Rev. A, pp. 1.3-5, 5.1-5, 1.3-4.
- [46] GE Nuclear Energy 1992, *SBWR Standard Safety Analysis Report*, Report No. 25A5113, Rev. A, pp. 1.3-2, 4.4-6, 5.1-4.

- [47] GE Nuclear Energy 1992, *SBWR Standard Safety Analysis Report*, Report No. 25A5113, Rev. A, pp. 5.3-22.
- [48] GE Nuclear Energy 1992, *SBWR Standard Safety Analysis Report*, Report No. 25A5113, Rev. A, pp. 6.2-60, 6.2-61.
- [49] GE Nuclear Energy 1992, *SBWR Standard Safety Analysis Report*, Report No. 25A5113, Rev. A, pp. 6.2-117.
- [50] GE Nuclear Energy 1992, *SBWR Standard Safety Analysis Report*, Report No. 25A5113, Rev. A, pp. 21-39, 6.2-120, 6.2-121, Table 21.5-1-1, 6.3-28.
- [51] GE Nuclear Energy 1992, *SBWR Standard Safety Analysis Report*, Report No. 25A5113, Rev. A, pp. 6.2-60, 6.3-5, 6.3-6.
- [52] U.S. NRC 1992, *Request for Proposal*, Requisition No. RS-RES-93-049, U.S. Nuclear regulatory commission, Division of contracts and property management, Appendices 2.
- [53] Ishii, M, Ravankar, ST, Downlati, R, Bertodano, ML, Babelli, I, Wang, W, Pokharma, H, Ransom, VH, Viskanta, R, & Wilmarth, T 1996, *Scientific Design of Purdue University Multi-Dimensional Integral Test Assembly (PUMA) for GE SBWR*, Report No. L2202, School of nuclear engineering Purdue University, Division of systems technology, Office of nuclear regulatory research, U.S. nuclear regulatory commission, Washington, DC, Table 6.1, pp. 132.
- [54] Ishii, M, Ravankar, ST, Downlati, R, Bertodano, ML, Babelli, I, Wang, W, Pokharma, H, Ransom, VH, Viskanta, R, & Wilmarth, T 1996, *Scientific Design of Purdue University Multi-Dimensional Integral Test Assembly (PUMA) for GE SBWR*, Report No. L2202, School of nuclear engineering Purdue University, Division of systems technology, Office of nuclear regulatory research, U.S. nuclear regulatory commission, Washington, DC, Table 7.6. pp. 141.
- [55] Ishii, M, Ravankar, ST, Downlati, R, Bertodano, ML, Babelli, I, Wang, W, Pokharma, H, Ransom, VH, Viskanta, R, & Wilmarth, T 1996, *Scientific Design of Purdue University Multi-Dimensional Integral Test Assembly (PUMA) for GE SBWR*, Report No. L2202, School of nuclear engineering Purdue University, Division of systems technology, Office of nuclear regulatory research, U.S. nuclear regulatory commission, Washington, DC, Table 7.7. pp. 143.
- [56] Ishii, M, Ravankar, ST, Downlati, R, Bertodano, ML, Babelli, I, Wang, W, Pokharma, H, Ransom, VH, Viskanta, R, & Wilmarth, T 1996, *Scientific Design of Purdue University Multi-Dimensional Integral Test Assembly (PUMA) for GE SBWR*, Report No. L2202, School of nuclear engineering Purdue University, Division of systems technology, Office of nuclear regulatory research, U.S. nuclear regulatory commission, Washington, DC, Table 4.11, pp. 173.

## Apéndice A

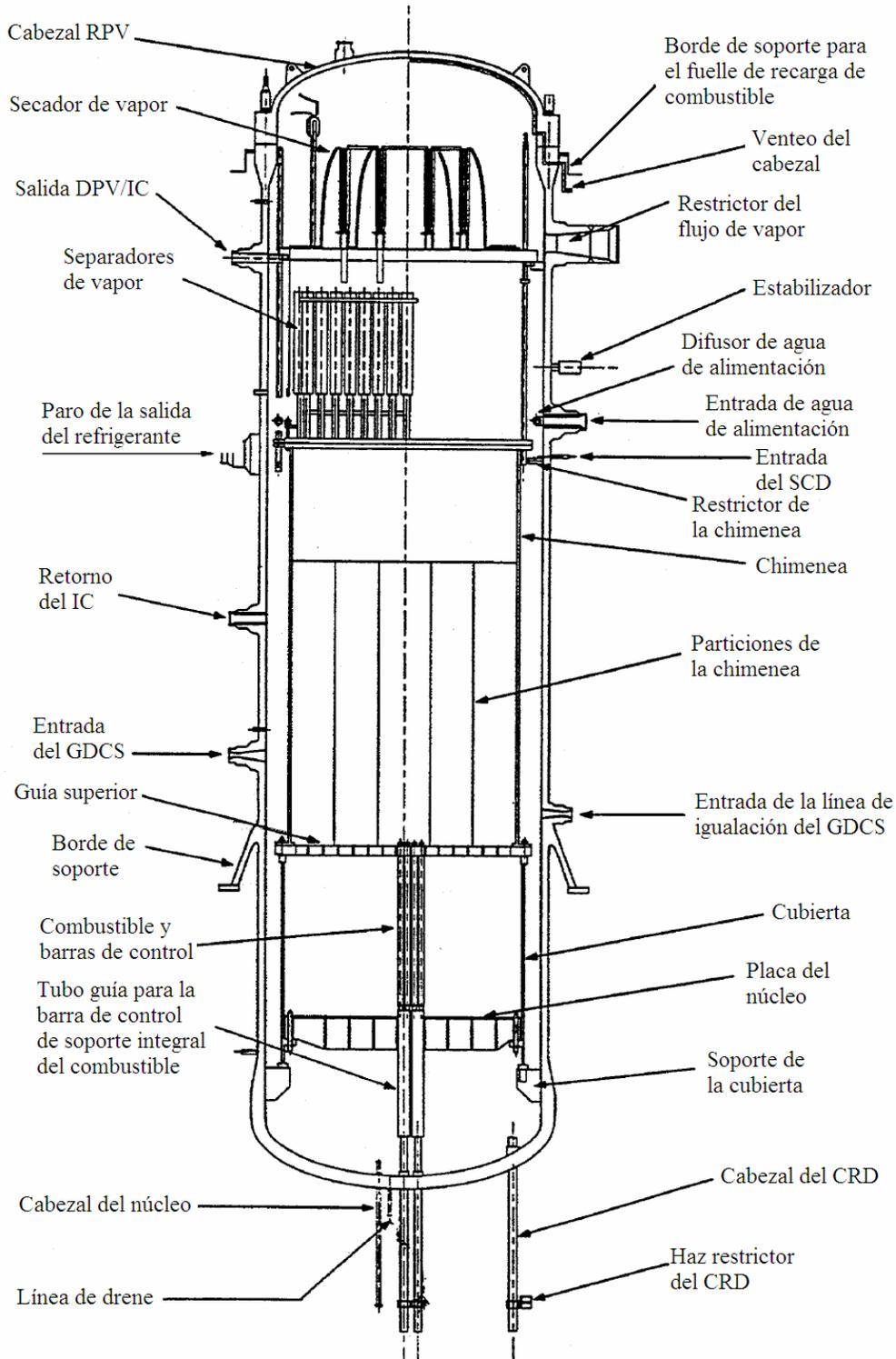
### Datos de planta y parámetros empleados en la simulación

**Tabla A.1 Dimensiones de la Vasija de Presión del Reactor (RPV) [45]**

Parámetro	Valor
Altura interna total	24.505 m
Diámetro interior	6 m
Área	28.28 m <sup>2</sup>
Espesor de la pared	157.175 mm
Material de la pared	Acero al carbón
Volumen del refrigerante	607.3 m <sup>3</sup>
Volumen total	669 m <sup>3</sup>
Longitud activa del combustible	2.743 m
Altura total de la vasija de presión del reactor	~ 25 m
Chimenea (desde parte superior del núcleo a la entrada del ensamble separador de vapor)	9 m

**Tabla A.2 Parámetros termohidráulicos para la Vasija de Presión del Reactor (RPV) en operación normal a plena potencia [46]**

Parámetro	Valor
Potencia del Núcleo (100%)	2000 MWt
Flujo de entrada al núcleo	7755.56 kg/s
Flujo de entrada de agua de alimentación	1077.78 kg/s
Presión del domo de vapor	7.17 MPa
Presión a la entrada del núcleo	7.28 MPa
Presión a la salida del núcleo	7.23 MPa
Densidad de potencia promedio del núcleo	41.5 kW/L
Flujo promedio de calor	430.58 kW/m <sup>2</sup>
Flujo máximo de calor	1225.23 kW/m <sup>2</sup>
Calidad promedio a la salida del núcleo	14.3%
Temperatura del agua de alimentación	215.6°C (488.75 K)
Temperatura a la entrada del núcleo	278.5°C (551.65 K)
Temperatura a la salida del núcleo	288.0°C (561.15 K)



**Figura A.1 Vista de la sección transversal de la RPV [47]**

Las dimensiones de la vasija están dadas en la Tabla A.1. Los parámetros termohidráulicos de la RPV a plena operación (normal), se dan en la Tabla A.2.

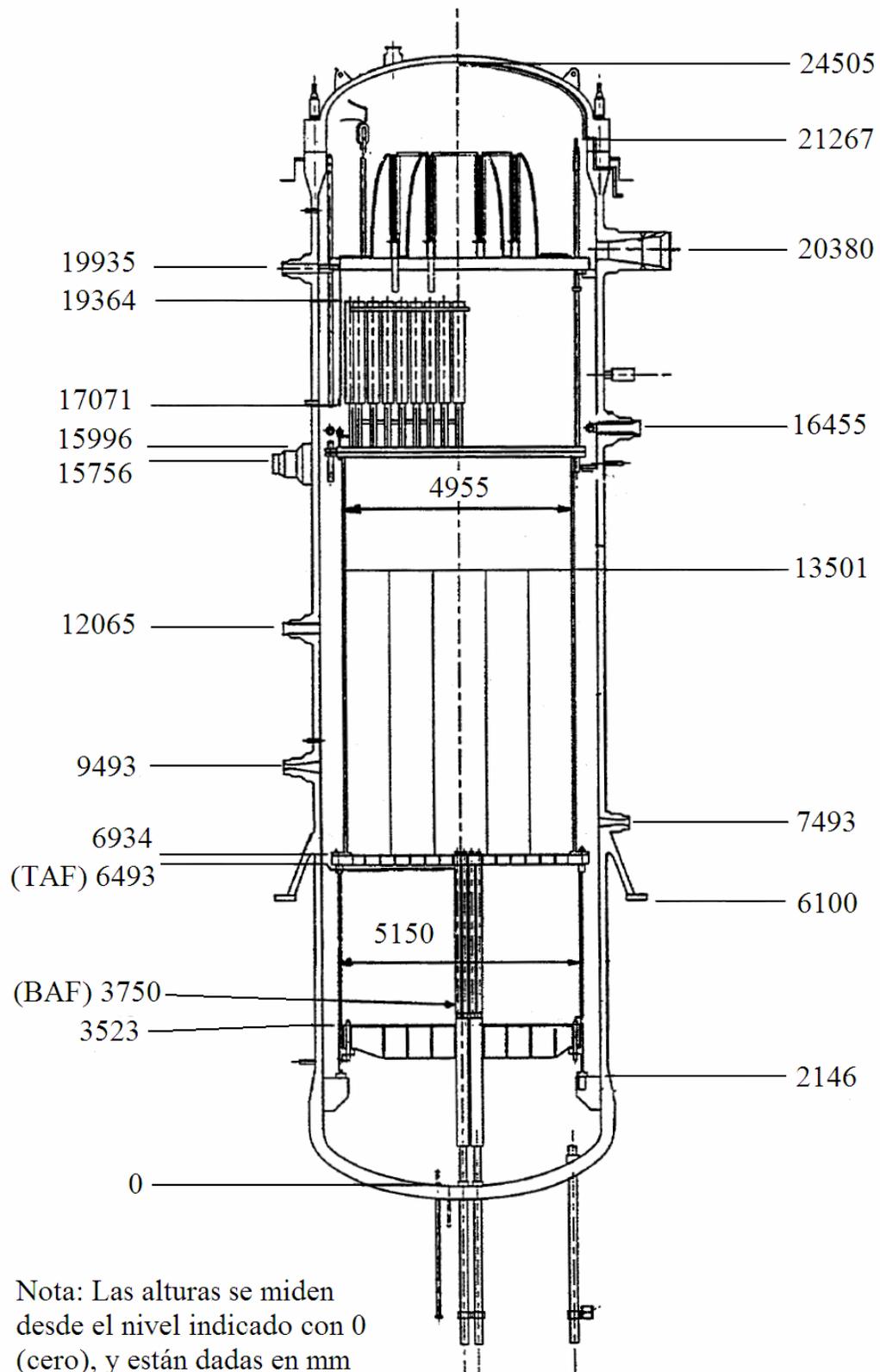
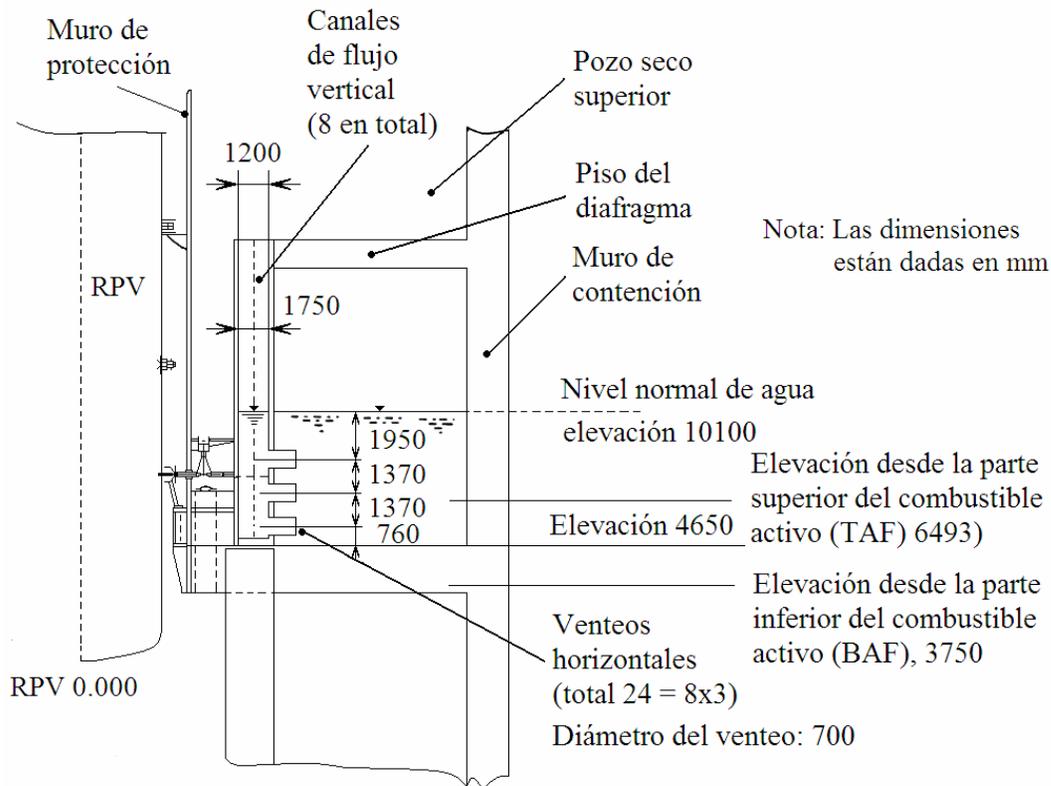


Figura A.2 Vista de la sección transversal de la RPV con dimensiones [45]

**Tabla A.3 Parámetros de la contención [48]**

Parámetro	Valor
Volumen del pozo seco por arriba del borde	4599 m <sup>3</sup>
Volumen del pozo seco por debajo del borde	904 m <sup>3</sup>
Volumen de gas de la piscina de supresión	3819 m <sup>3</sup>
Volumen de agua de la piscina de supresión	3255 m <sup>3</sup>
Área de venteo vertical de la piscina de supresión	9 m <sup>2</sup>
Área de la superficie de la piscina de supresión	588 m <sup>2</sup>
Diámetro interno de la tubería vertical de venteo	1.2 m
Altura de la tubería vertical de venteo	12.7 m
Diámetro horizontal del venteo	0.7 m
Elevación de los venteos horizontales, línea central desde el piso de la piscina	
Venteo en la parte superior	3.5 m
Venteo en la parte media	2.13 m
Venteo en el fondo	0.76 m



**Figura A.3 Módulo de venteo horizontal entre el pozo seco y la piscina de supresión [49]**

**Tabla A.4 Parámetros SRV y PDV<sup>1</sup>, niveles de agua, y tiempos de actuación del ADS [50]**

<b>Parámetro</b>	<b>Valor</b>
Diámetro de la línea de entrada de la SRV	193.7/8 mm/pulg, Cedula 80
Diámetro de la línea de salida de la SRV	242.9/10 mm/pulg, Cedula 80
Área de flujo mínimo de la SRV	67 cm <sup>2</sup>
Diámetro de la línea de entrada de la DPV (MSL)	257.2/12 mm/pulg, Cedula 160
Diámetro de la línea de entrada de la DPV (RPV)	366.7/18 mm/pulg, Cedula 160
Área de flujo mínimo de la DPV	248.5 cm <sup>2</sup>
Niveles con respecto a las funciones de control de la parte superior del combustible Activo <sup>2</sup>	
Nivel normal de agua (NWL)	11767 mm
Nivel 9 – (L9)	12862.5 mm
Nivel 8 – (L8)	12220 mm
Nivel 3 – (L3)	10840 mm
Nivel 2 – (L2)	7930 mm
Nivel 1 – (L1)	3930 mm
Nivel 0.5 – (L0.5)	1000 mm
TAF con respecto al fondo interior de la RPV	6493 mm
BAF con respecto al fondo interior de la RPV	3750 mm
Valor de la secuencia de activación después del Nivel 1* Señal confirmada	
4 SRVs	0.0 s
4 SRVs	10 s
2 SRVs	55 s
2 SRVs	100 s
2 SRVs	145 s
* Máximo tiempo de retraso permitido para confirmar la Señal del Nivel 1, 10 s	

<sup>1</sup> PDV: Válvula de Despresurización

<sup>2</sup> Parte superior del combustible activo (top of the active fuel, TAF)

**Tabla A.4 Parámetros SRV y PDV<sup>1</sup>, niveles de agua, y tiempos de actuación del ADS [50] (Continuación)**

<b>Parámetro</b>	<b>Valor</b>
Nivel de agua de la RPV	Función del control
L9	Inicia de nuevo el arranque de las bombas de agua de alimentación.
L8	Inicializa la CRD a alta presión, SCRAM del reactor, cierran las válvulas de paro de la turbina principal, e inicia de vuelta las bombas de agua de alimentación.
L3	Arranca de nuevo la bomba de la RWCU. Arranca el detector de fuga y el sistema de aislamiento (LD & IS), y el SCRAM del reactor.
L2	Inicia el CRD en modo de alta presión. Inicia la inserción de barras alternadas (ARI). Cierran las MSIVs, válvulas de aislamiento de la contención, excepto ICs.
L1	Inician ADS, GDCS y arrancan LD & IS.
L 0.5	Abren las líneas de igualación del GDCS.
Número de piscinas del GDCS	3
Inventario drenable mínimo de cada piscina de la GDCS	329 m <sup>3</sup>
Elevación mínima de la superficie de la piscina del GDCS por arriba de la boquilla de la RPV	13.3 m
Inventario de la piscina de supresión 1 metro por arriba del TAF	1475 m <sup>3</sup>
Cabezal mínimo de la línea de igualación	1 m
Tamaño de la línea del GDCS desde la piscina del GDCS (3 en total)	193.7/8 mm/pulg, Cedula 80
Tamaño de la línea del GDCS (seis en total)	146.3/6 mm/pulg, Cedula 80
Tamaño de boquilla de línea de inyección del GDCS en RPV (6 total)	76.2 mm
Tamaño de la boquilla de la línea de igualación en la RPV (3 en total)	50.8 mm

**Tabla A.5 Parámetros del Sistema de Enfriamiento del Núcleo Controlado por Gravedad (GDCS) y línea de igualación [51]**

<b>Parámetro</b>	<b>Valor</b>
Número de piscinas del GDCS	3
Inventario drenable mínimo de cada piscina de la GDCS	329 m <sup>3</sup>
Elevación mínima de la superficie de la piscina del GDCS por arriba de la boquilla de la RPV	13.3 m
Inventario de la piscina de supresión 1 metro por arriba del TAF	1475 m <sup>3</sup>
Cabezal mínimo de la línea de igualación	1 m
Tamaño de la línea del GDCS desde la piscina del GDCS (3 en total)	193.7/8 mm/pulg Cedula 80
Tamaño de la línea del GDCS (seis en total)	146.3/6 mm/pulg Cedula 80
Tamaño de boquilla de línea de inyección del GDCS en RPV (6 total)	76.2 mm
Tamaño de la boquilla de la línea de igualación en la RPV (3 en total)	50.8 mm

**Tabla A.6 Parámetros del Sistema Pasivo de Enfriamiento de la Contención (PCCS) [52]**

<b>Parámetro</b>	<b>Valor</b>
Número de unidades	3
Módulos por unidad	2
Tubos por módulo	248
Área interna/externa de transferencia de calor total	400/430 m <sup>2</sup>
Área total de flujo	2.6 m <sup>2</sup>
Tubo condensador	
- Longitud	1.8 m
- Diámetro externo	50.8 mm
- Diámetro interno	47.5 mm
- Material	Acero inoxidable
Calentadores	
- Longitud	2.4 m
- Diámetro externo	750 mm
Tubo condensador	
Volumen del conjunto	3.2 m <sup>2</sup>

**Tabla A.7 Parámetros del Aislamiento del Condensador (IC) y Sistema de Aislamiento del Condensador (ICS) [52]**

<b>Parámetro</b>	<b>Valor</b>
Piscina del aislamiento del condensador	
- Profundidad	4.4 m
- Espacio aéreo	1165.93 m <sup>3</sup>
- Volumen por arriba de la parte superior de los tubos	1250 m <sup>3</sup>
Tamaño de las líneas de entrada del IC (desde el Cabo/Tubo del DPV)	242.9/10 mm/pulg Cedula 80S
Tamaño de la línea de retorno de condensado del IC	146.3/6 mm/pulg Cedula 80S
Tamaño de la línea de venteo del IC (para la SP)	18.9/0.75 mm/pulg Cedula 80S
Número de unidades	3
Módulos por unidad	2
Tubo del condensador	
- Longitud	1.8 m
- Diámetro exterior	50.8 mm
- Diámetro interior	46.6 mm
- Número de tubos por módulo	120

**Tabla A.8 Componentes y dimensiones del Reactor SBWR [53]**

Componente	Valor
<b>Vasija de presión del reactor</b>	
Altura total	24505 mm
Diámetro interno	6000 mm
Volumen total	669 m <sup>3</sup>
<b>Núcleo</b>	
Material de la barra	Clad de Zr
Longitud activa	2743 mm
Potencia total	40 MW
Diámetro interno que rodea al núcleo	5150 mm
<b>Sección de la chimenea</b>	
Altura total	9000 mm
Altura de la partición	6500
Número de particiones	25
Diámetro interno de la coraza	4955 mm
Área de flujo de refrigerante	18.55 m <sup>2</sup>
$N_{flash}$	0.554
<b>Contención</b>	
Material de la pared	Concreto/acero
Volumen del cabezal superior (por arriba del nivel de la RPV)	4599 m <sup>3</sup>
Altura del cabezal superior	23375 mm
Volumen del cabezal inferior (por abajo del nivel de la RPV)	904 m <sup>3</sup>
Altura del cabezal inferior	12580 mm
<b>Piscina de supresión</b>	
Volumen inicial de agua (m <sup>3</sup> )	3255 m <sup>3</sup>
Espacio inicial de gas (m <sup>3</sup> )	3819 m <sup>3</sup>
Altura (mm)	11350 mm
Diámetro (mm)	27362 mm
<b>Piscina del GDCS (1 de 3)</b>	
Diámetro	(No circular) mm
Altura	6100 mm
Volumen	348 m <sup>3</sup>

**Tabla A.9 Parámetros del núcleo [54]**

<b>Componente</b>	<b>Valor</b>
Número de varillas	43920
Diámetro de la varilla	12.27 mm
Material de la varilla	Clad de Zr
Longitud activa de la varilla	2743 mm
Área de flujo del combustible	7.4 m <sup>2</sup>
Área de flujo del bypass	5.0 m <sup>2</sup>
Tasa de flujo másico	7555.6 kg/s
Caída de presión	48000 Pa

**Tabla A.10 Diseño de la coraza del núcleo [55]**

<b>Componente</b>	<b>Valor</b>
Altura de la coraza	4788 mm
Diámetro externo de la coraza del núcleo	5250 mm
Diámetro hidráulico del núcleo	19.7 mm
Área de flujo del núcleo	7.4 m <sup>2</sup>

**Tabla A.11 SRV y DPV, capacidades y secuencias de activación para el reactor SBWR [56]**

<b>Componente</b>	<b>Valor</b>
Capacidad de flujo máximo total DPV en la vasija	6.35 x 10 <sup>6</sup> kg/h
Presión	7.481 MPa
Capacidad de flujo máximo total de la SRV en la vasija	3.77 x10 <sup>6</sup> kg/h
Señal inicial (Nivel 1)	3930 mm (por arriba del TAF)
Tiempo de retraso máximo permitido para confirmar la señal del Nivel 1	10 s
Secuencia de activación de válvulas después de confirmada la señal del Nivel 1:	
4 SRVs	0.0 s
4 SRVs	10 s
2 DPVs	55 s
2 DPVs	100 s
2 DPVs	145 s

## *Apéndice B*



**Decision Letter (UESO-2010-0583)****From:** James.Sp840@gmail.com**To:** gepe@xanum.uam.mx, yurihillel@yahoo.com.mx**CC:****Subject:** Energy Sources, Part A: Recovery, Utilization, and Environmental Effects - Decision on Manuscript ID UESO-2010-0583**Body:** @@date to be populated upon sending@@

Dear Dr Espinosa-Paredes:

Re: Natural Circulation Core Cooling Steady State Analysis in Advanced BWRs

The referees have now considered your paper and have recommended publication in Energy Sources, Part A: Recovery, Utilization, and Environmental Effects.

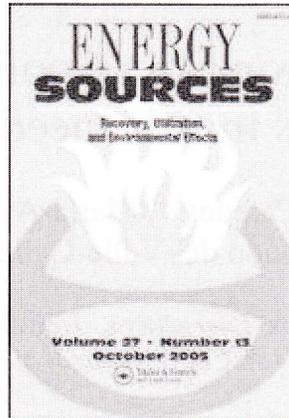
I am pleased to accept your paper in its current form which will now be forwarded to the publisher for copy editing and typesetting. You will receive proofs and instructions for transfer of copyright in due course. The publisher also requests that proofs are checked and returned within 48 hours of receipt.

Thank you for your contribution to Energy Sources Part A and I look forward to receiving further submissions from you.

Sincerely,  
Dr James Speight  
Editor, Energy Sources, Part A: Recovery, Utilization, and Environmental Effects  
James.Sp840@gmail.com, James.Sp840@gmail.com

There are now over 1050 Taylor & Francis titles available on our free table of contents alerting service! To register for this free service visit: [www.informaworld.com/alerting](http://www.informaworld.com/alerting).

**Date Sent:** 12-Nov-2010 Close Window



**Natural Circulation Core Cooling Steady State Analysis in Advanced BWRs**

Journal:	<i>Energy Sources, Part A: Recovery, Utilization, and Environmental Effects</i>
Manuscript ID:	UESO-2010-0583
Manuscript Type:	Original Article
Date Submitted by the Author:	10-Oct-2010
Complete List of Authors:	Espinosa-Paredes, Gilberto; UAM-I Juárez-Sánchez, María-A.; IPN del Valle-Gallegos, Edmundo; IPN
Keywords:	Advanced nuclear reactor, BWR, Boussinesq approximation, Buoyancy force, Natural circulation, Numerical simulation, Two-phase flow

SCHOLARONE™  
Manuscripts

# Natural Circulation Core Cooling Steady State Analysis in Advanced BWRs

Gilberto Espinosa-Paredes<sup>1,\*</sup>, María-A. Juárez-Sánchez<sup>1,2</sup>,  
Edmundo del Valle-Gallegos<sup>2</sup>

<sup>1,\*</sup> *Área de Ingeniería en Recursos Energéticos, Universidad Autónoma Metropolitana-Iztapalapa, Av. San Rafael Atlixco 186 Col. Vicentina, México, D.F., C.P. 0934,0 México.*

<sup>2</sup> *Escuela Superior de Física y Matemáticas, Instituto Politécnico Nacional, Av. Instituto Politécnico Nacional s/n, Col. San Pedro Zacatenco, México, D.F., 07738 MÉXICO (COFAA-IPN fellowship).*

## Abstract

In this study the steady-state characteristics of a two-phase natural circulation core cooling in advanced boiling water reactors is investigated. The natural circulation is controlled by the mean density difference between the coolant inside and outside of the core. The Boussinesq approximation was applied in the momentum equations for two-phase flow analysis that considers the buoyancy force, which is related with thermal effects. The results obtained in steady state with the buoyancy force in the core were compared with the standard approximation. We found that the buoyancy effects in two-phase flow can be important in the nuclear design of advanced boiling water reactors, due that nuclear parameters such as thermal-hydraulics and neutronic, power, void fraction, fuel temperature, heat flux, mass flow rate in the core (superficial velocities), feedwater flow and main steam flow are appreciably influenced by this physical phenomena.

**Keywords:** Advanced nuclear reactor; BWR; Boussinesq approximation; Buoyancy force; Natural circulation; Numerical simulation; Two-phase flow

Paper submitted to *Energy Sources, Part A* (October 10, 2010)

\* Corresponding author: [gepe@xanum.uam.mx](mailto:gepe@xanum.uam.mx)  
URL: <http://mc.manuscriptcentral.com/ueso> Email: [JamesSp8@aol.com](mailto:JamesSp8@aol.com)

## Steady State Analysis in Advanced BWRs

**Introduction**

According with the Nuclear Energy Agency (NEA, 2002), the innovative nuclear reactor development based on passive systems is the kind of candidate for developing new reactor technologies. In recent years, new designs of nuclear reactors based on passive systems have been proposed, e.g., Japanese molten-salt reactor (FUJI; Lillington, 2004), simplified boiling water reactor (SBWR; Duncan, 1988), economic simplified boiling water reactor (ESBWR; Arnold et al. 1997), advanced boiling water reactor (ABWR; Sato et al., 2004), among others such as the reduced moderation water reactor (RMWR; Ishikawa and Okubo, 2009). Therefore, the ability to predict the performance of systems operating with natural circulation is of fundamental importance. In this work the SBWR was selected for the analysis of the buoyancy effects for two-phase flow in the natural circulation. The SBWR design is an advanced light water reactor (LWR) that relies on natural circulation (NC) and provides simplification over the conventional BWR designs (Duncan, 1988; Sato et al., 2004). Major differences between the current BWRs and planned SBWRs are the simplification of the coolant circulation systems and the implementation of passive emergency cooling systems for the SBWRs. Therefore, no recirculation pumps are required to drive the coolant into the vessel of a SBWR. The design of SBWRs is characterized by utilizing fully passive safety systems. The emergency core cooling is performed by the gravity driven core cooling system, and the decay heat removal is achieved by the passive containment cooling and the isolation condenser systems (Xu et al., 2004).

Due to the lack of suitable experimental databases for these new reactor designs which recently started operation (Marques, 2010), with just 4 General Electric, Hitachi ABWRs operating in Japan, analysis of nuclear and thermo-hydraulic processes must rely on

## Steady State Analysis in Advanced BWRs

1  
2  
3  
4 numerical modeling, e.g., Shiralkar et al. (1993); Lee and Pan, 2005; Zio et al., 2003;  
5  
6 Espinosa-Paredes and Nuñez-Carrera, 2008; He and Edwards 2008). However, these  
7  
8 previous works do not take into consideration the buoyancy forces in the balance  
9  
10 momentum equation. Unlike those works in this paper the steady-state characteristics of a  
11  
12 two-phase natural circulation core cooling in advanced boiling water reactors considering  
13  
14 the buoyancy forces using the Boussinesq approximation is presented.  
15  
16  
17

**Physical Descripción**

18  
19  
20 The SBWR configuration and flow paths are illustrated in Fig. 1. The reactor natural-  
21  
22 circulation loop facilitates the required coolant flow through the reactor core. The flow in a  
23  
24 natural circulation system is driven by the density differences between the core, the riser  
25  
26 sections (upper plenum and steam separators) and the downcomer. In order to consider the  
27  
28 driven flow due to thermal effects in the flotation phenomena the Boussinesq  
29  
30 approximation was applied. The flow within the reactor vessel provides a continuous  
31  
32 internal natural-circulation path for a major portion of the core coolant flow. The core flow  
33  
34 is taken from the vessel and discharged into the lower plenum. The coolant water flows  
35  
36 along the individual fuel rods inside the fuel channel where it boils and becomes a two-  
37  
38 phase steam-water mixture. In the core, the two-phase fluid generates an upward flow  
39  
40 through the axial steam separators while the steam continues through the dryers and flows  
41  
42 directly out through the steam lines into the turbine-generator. The condensate flow is then  
43  
44 returned through the feedwater heaters into the vessel. Finally, the water, which is separated  
45  
46 from the steam in the steam separators, flows downward in the periphery of the reactor  
47  
48 vessel and mixes with the incoming main feed flow from the turbine. In the SBWR, the  
49  
50 steam dryers are installed in an annular ring around the top of the pressure vessel.  
51  
52  
53  
54  
55  
56  
57  
58  
59  
60

## Steady State Analysis in Advanced BWRs

**Recirculation Natural Model**

A natural circulation loop of the SBWR was considered in this analysis (Fig. 1). Balancing the gravity head available and the total loop pressure drop obtained by the momentum balance integration leads to the natural circulation model. The natural circulation model includes the pressure drops and flows from the downcomer, lower and upper plenums, reactor core and steam separators, in order to obtain the following momentum balance:

$$\frac{dW_c}{dt} = \left( \sum_{i=1}^n \frac{l_i}{A_i} \right)^{-1} \left( -K_{psn} \frac{W_c^2}{\rho_{dw}} - K_{sep} \frac{W_{sep}^2}{\rho_{sep}} - \Delta p_c + \Delta p_g \right) \quad (1)$$

where  $(\sum l/A)$  is the inertial term,  $\rho_{dw}$  is the downcomer density,  $\rho_{sep}$  is the steam-separator density,  $W_{sep}$  is the mass flow through the steam separators,  $K_{psn}$  is the core support plate loss coefficient,  $K_{sep}$  is the separator loss coefficient,  $\Delta p_c$  is the core pressure drop, and  $\Delta p_g$  is the pressure drop due to gravity. The total core pressure drop is the sum of the frictional, acceleration and gravitational components:

$$-\Delta p_c = \sum_{j=1}^n \left[ \frac{\phi_{f0,j}^2 2C_{f0} W_c^2 \Delta z}{A_{x-s}^2 D_h \rho_f} + \frac{W_c^2}{A_{x-s}^2} \left( \frac{1}{\rho_{c,j+1}} - \frac{1}{\rho_{c,j}} \right) + \bar{\rho}_{c,j} g \Delta z \right] \quad (2)$$

where  $n$  is the axial total cell in the core,  $j$  represents each axial cell in the core,  $C_{f0}$  is the single-phase friction factor,  $\Delta z$  is the core node length,  $D_h$  is the hydraulic diameter,  $\rho_f$  is the saturated liquid density;  $\rho_c$  is the core density in each node,  $\bar{\rho}_c$  is the core density using the equation of state, and  $\phi_{f0,j}^2$  is the two-phase multiplier given by Wallis (1969):

$$\phi_{f0}^2 = 1 + x \left( \frac{\rho_f}{\rho_g} - 1 \right) \quad (3)$$

## Steady State Analysis in Advanced BWRs

where  $x$  is the vapour quality and  $\rho_g$  is the saturated vapour density.

The pressure drop caused by the gravity, without considering the core effects (Eq. 2), is given by:

$$\Delta p_g = gN_l\rho_{dw} - g(L_{ps} + L_{sep})\rho_{sep} \quad (4)$$

where  $N_l$ ,  $L_{ps}$ , and  $L_{sep}$  are the liquid-level in the vessel, the length in the upper plenum, and the length in steam separators, respectively.

**Boussinesq Approximation for Two-Phase Flow**

The phenomenon of free convection results from the fact that when the fluid is heated, the density decreases and the fluid rises. The mathematical description of the system must take this essential feature of the phenomenon into account for this work. Then, the Boussinesq approximation for  $\bar{\rho}_c$  of the Eq. (2) is given by (Bird et al., 2002).

$$\bar{\rho}_{c,j} = \rho_{c,j} - \rho_{c,j}\beta_j(T_{w,j} - T_{m,j}) \quad (5)$$

where  $T_w$  is the temperature wall of the clad in the fuel core,  $T_m$  is the moderator temperature, and  $\beta$  is the coefficient of volume expansion, which is defined by:

$$\beta_j = -\frac{1}{\rho_{c,j}} \left( \frac{\partial \rho_{c,j}}{\partial T} \right)_p \quad (6)$$

This expression is straightforward for single phase gas or liquid. However, for the two-phase flow problem and even more complex problems, we proposed the following approximation:

The density core for two-phase flow is given by

$$\rho_{c,j} = \alpha_j\rho_{g,j} + (1 - \alpha_j)\rho_{f,j} \quad (7)$$

## Steady State Analysis in Advanced BWRs

where  $\alpha$  is the void fraction in the core  $j$  axial cell. Then, using Eq. (7) the term in parenthesis of the Eq. (6) can be obtained:

$$\left(\frac{\partial \rho_{c,j}}{\partial T}\right)_p = \alpha_j \left(\frac{\partial \rho_g}{\partial T}\right)_{p,j} + (1-\alpha_j) \left(\frac{\partial \rho_f}{\partial T}\right)_{p,j} + \Delta \rho_j \left(\frac{\partial \alpha}{\partial T}\right)_{p,j} \quad (8)$$

where  $\Delta \rho_j = \rho_{g,j} - \rho_{f,j}$ . The first and second terms of the right side of this equation are derived from the thermodynamic properties. The third term in this work is approximated by

$$\left(\frac{\partial \alpha_j}{\partial T}\right)_p = \frac{m_{g,j}}{V_j} \left(\frac{\partial \rho_g^{-1}}{\partial T}\right)_{p,j} \quad (9)$$

where  $m_{g,j}$  is the mass of the gas phase in the  $j$ th cell and  $V_j$  is the cell volume. Finally the model proposed in this analysis is obtained substituting Eq. (5) into Eq. (2):

$$-\Delta p_c = \sum_{j=1}^n \left[ \frac{\phi_{f0,j}^2 2C_{f0} W_c^2 \Delta z}{A_{x-s}^2 D_h \rho_f} + \frac{W_c^2}{A_{x-s}^2} \left( \frac{1}{\rho_{c,j+1}} - \frac{1}{\rho_{c,j}} \right) + \rho_{c,j} g \Delta z - \rho_{c,j} g \Delta z \beta_j (T_{w,j} - T_{m,j}) \right] \quad (10)$$

This equation describes, in addition to the friction force, the spatial-acceleration force and the gravity force, considering the buoyancy force  $\rho_{c,j} g \Delta z \beta_j (T_{w,j} - T_{m,j})$ , which is analyzed in this work.

The parameters of the SBWR models, i.e., thermal-hydraulic, neutron flux, fuel, vessel, natural recirculation flow, simplified models and control systems are given by Espinosa-Paredes and Nuñez-Carrera (2008).

### Implementation

The two-phase formulation for natural circulation considering the buoyancy force using the Boussinesq approximation was implemented in the numerical model of an SBWR developed by Espinosa-Paredes and Nuñez-Carrera (2008).

## Steady State Analysis in Advanced BWRs

1  
2  
3  
4 The thermal-hydraulic model consists in five balance equations: liquid and gas phase mass  
5 balances, mixture momentum, mixture energy and liquid phase energy, together with a drift  
6 flux approach, for the analysis of phase separation. The subcooled boiling is considered for  
7 non-equilibrium two-phase flows effects. The thermal-hydraulic model is used to describe  
8 the behavior of the lower and upper plenums, downcomer and the reactor core.

9  
10  
11  
12  
13  
14  
15  
16 A multi-node fuel pin model is developed to describe heat transfer process. Three regions  
17 are considered for heat transfer analysis: The first region corresponds to heat transfer in the  
18 fuel; the second region corresponds to heat transfer in the gap and the third region  
19 corresponds to heat transfer in the clad, whose temperatures are determined by the rate of  
20 heat convection due to core flow by natural circulation.

21  
22  
23  
24  
25  
26  
27  
28 Reactor power is calculated from a point reactor kinetics model with six groups of delayed  
29 neutrons. The reactivity due to the Doppler effect, void fractions, moderator temperature  
30 and control rod drive are considered in this model.

31  
32  
33  
34  
35  
36  
37  
38  
39  
40  
41  
42  
43  
44  
45  
46  
47  
48 The vessel dome, downcomers, recirculation loops and neutron process models are based  
49 on lumped parameter approximations. Simplified models are used to simulate the turbine  
50 flow and the feed water flow. The proportional-integral-derivative (PID) control is used for  
51 the reactor vessel pressure control and the proportional-integral (PI) control is used for the  
52 level control in the reactor vessel. The arrangement of the computational cells of the  
53 thermal-hydraulic code is shown in Fig. 1b.

**Numerical Simulations**

54  
55  
56  
57  
58  
59  
60  
The numerical simulation was carried out with a thermal-hydraulic numerical model  
developed by Espinosa-Paredes and Nuñez-Carrera (2008). In this model, the effect of the  
operating parameters on the natural circulation is studied by solving the governing

## Steady State Analysis in Advanced BWRs

1  
2  
3  
4 equations that describe the nuclear and thermal-hydraulic processes in the SBWR system.  
5  
6 Simulations of the SBWR assume normal functioning of plant instrumentation, controls  
7 and reactor protection systems with 100% of control rod pattern. The nominal values used  
8  
9 in the sensitivity and uncertainty analysis are shown in Tables 1 and 2, which correspond to  
10  
11 the design characteristics of a SBWR (Espinosa-Paredes and Nuñez-Carrera, 2008). The  
12  
13 steady state behavior was obtained when  $\frac{dW_c}{dt} \rightarrow 0$  in Eq. (1).  
14  
15  
16  
17  
18  
19

**Results and Discussion**

20  
21  
22 The discussion of this work is obtained through the analysis of the comparison between the  
23  
24 results with and without buoyancy force, with the idea of showing the importance of this  
25  
26 force in natural circulation BWRs (NC-BWR).  
27  
28

29  
30 Table 2 shows the results obtained of the nuclear parameters in steady state behavior  
31  
32 without and with buoyancy force. It can be observed in this table that the buoyancy force  
33  
34 constitutes a significant impact on the design of the BWR natural circulation, due that the  
35  
36 inlet mass flow rate in the core experienced an increase of 1.24%, while that the neutronic  
37  
38 power increases about 5%. The average void fraction and average fuel temperature also  
39  
40 experimented an increase, which are crucial due that they are feedback parameters between  
41  
42 thermal-hydraulics and neutronics processes in a nuclear reactor. The average definition  
43  
44 used in this work is given by  
45  
46  
47

$$\langle \varphi \rangle = \frac{1}{V_c} \int_{V_c} \varphi dV \quad (11)$$

48  
49 where  $V_c$  is the core volume, specifically for the fuel temperature that correspond to the  
50  
51 fuel volume, while that the void fraction corresponds to the hydraulic volume in the core.  
52  
53  
54  
55  
56  
57  
58  
59  
60

## Steady State Analysis in Advanced BWRs

1  
2  
3  
4  
5 Figs. (2-4) and Tables (3-4) show the axial distribution of some parameters of the core in  
6  
7 steady state behavior without and with buoyancy force. It can be observed that the axial  
8  
9 distribution of the heat flux in the core, follows the same trend, whose difference is  
10  
11 relatively small (Fig. 2b). At the top, the difference between with and without the  
12  
13 Bossinesq approximation is shown, where differences are present in all nodes. In order to  
14  
15 understand this differences and its effects in the core behavior (Fig. 4), we present the axial  
16  
17 distribution of the heat transfer coefficient (HTC), where it can be observed that the HTC in  
18  
19 the two-phase region is higher with the buoyancy force that without it (maximum value  
20  
21 2.7% in node 11). Then, the heat flux increases with the buoyancy force due that the HTC  
22  
23 increases, and therefore the convective effects in the core are increased.  
24  
25

26  
27  
28 Fig. 3 shows the behavior of the absolute difference of the fuel temperature between that  
29  
30 obtained with and without buoyancy effects as a function of spatial coordinates (axial and  
31  
32 radial). In this figure it can be observed a difference of about 12 (K), which is cause by the  
33  
34 buoyancy force. The fuel temperature is of particular importance due to the Doppler effect,  
35  
36 which is crucial in the neutronic process. Other crucial variable for the operation, in  
37  
38 general, for actual and advanced BWRs, is the void fraction, specifically with buoyancy  
39  
40 force and without it (Table 3). It can be observed that the difference of the void fraction is  
41  
42 relatively small (at the top of this figure). However this difference is enough to generate  
43  
44 3.8% more stem flow (Table 2) due to the buoyancy force.  
45  
46

47  
48  
49 The mixture enthalpy is shown in Fig. 4, where the line of the saturated liquid enthalpy  
50  
51 indicates that about in node 3 a transition occurs between subcooled and saturated boiling.  
52  
53 The maximum value can be observed in node 9 with 3.5% considering the buoyancy force.  
54  
55 Now, as a consequence of the increased heat flux (Fig. 2a) more steam is generated,  
56  
57  
58  
59  
60

## Steady State Analysis in Advanced BWRs

1  
2  
3  
4 therefore the distribution of the superficial velocity of the gas phase should increase. Table  
5  
6 4 shows the axial distribution of the superficial velocity of the gas phase, where it can be  
7  
8 observed that the maximum value is 3.8% (node 12) higher compared to that without  
9  
10 buoyancy force.  
11  
12

**Conclusions**

13  
14  
15  
16 In this paper we found that the buoyancy effects using the Boussinesq approximation has an  
17  
18 effect in the thermal-hydraulic and neutronic processes of the core in natural circulation  
19  
20 nuclear reactors. The numerical simulations show that the buoyancy force produces an  
21  
22 increment in the driven flow by natural circulation of 1.24% and about 5% of thermal  
23  
24 power.  
25  
26

**References**

- 27  
28  
29  
30 Arnold H., Yadigaroglu G., Stoop P., Gonzales A., Sawyer C., Rao A. 1997. ESBWR-the  
31  
32 latest passive BWR. Nuclear Eng. Int. 42:511-514.  
33  
34  
35 Bird, R.B., Stewart, W.E., Lightfoot, E.N. (2002). Transport phenomena, Second Edition,  
36  
37 John Wiley and Sons, Inc., Phoenix, USA.  
38  
39  
40 Duncan, J. 1988. SBWR, a simplified boiling water reactor. Nuclear Engineering and  
41  
42 Design 109:73-77.  
43  
44  
45 Espinosa-Paredes, G., and Nuñez-Carrera, A. 2008. SBWR model for steady state and  
46  
47 transient analysis. Science and Technology of Nuclear Installations 2008: Article ID  
48  
49 428168, 18 pages.  
50  
51  
52 He, W. and Edwards, R.M. 2008. Stability analysis of a two-phase test loop. Annals of  
53  
54 Nuclear Energy 35:525-533.  
55  
56  
57  
58  
59  
60

## Steady State Analysis in Advanced BWRs

1  
2  
3  
4  
5 Ishikawa, N., Okubo, T. 2009. Analytical evaluation on dynamical response with tight-  
6  
7 lattice core under natural circulation core cooling. *Annals of Nuclear Energy* 36, 650-658.

8  
9 Lee, J.D. and Pan, C. 2005. Nonlinear analysis for a nuclear-coupled two-phase natural  
10  
11 circulation loop. *Nuclear Engineering and Design* 235:613–626.

12  
13 Lillington, J., 2004. *The future of nuclear power*. Elsevier.

14  
15  
16 Marques, J. G. 2010. Evolution of nuclear fission reactors: Third generation and Beyond.  
17  
18 *Energy Conversion and Management* 51:1774-1780.

19  
20  
21 NEA, 2002. Innovative nuclear reactor development, opportunities for international  
22  
23 cooperation. Nuclear Energy Agency, Paris, France.

24  
25  
26 Sato, T., Oikawa, H., Muta, H., Sosa, Y. 2004. Basic concept near future BWR. *Nuclear*  
27  
28 *Engineering and Design* 230:181-193.

29  
30  
31 Shiralkar, B.S. Alamgir, Md. and Andersen, J.G.M. 1993. Thermal hydraulic aspects of the  
32  
33 SBWR design. *Nuclear Engineering and Design* 144:213-222.

34  
35  
36 Wallis, G.B. 1969. *One dimensional two-phase flow*. McGraw-Hill, New York.

37  
38  
39 Xu, Y., Ishii, M., Feltus, M.A. 2004. Safety analysis of multiple-failure of passive safety  
40  
41 systems in SBWR-1200 SBLOCA. *Nuclear Engineering and Design* 230:107–119.

42  
43  
44 Zio, E., Cantarella, M., Cammi, A. 2003. The analytic hierarchy process as a systematic  
45  
46 approach to the identification of important parameters for the reliability assessment of  
47  
48 passive systems. *Nuclear Engineering and Design* 226:311–336.

## Figures

**Figure 1. a)** SBWR configuration and flow paths. Dashed arrows schematically show the flow direction. **b)** Schematic diagram of SBWR. Flow direction is shown by solid arrows.

**Figure 2. a)** Distribution axial of heat flux in the core. **b)** Axial distribution of heat transfer coefficient.

**Figure 3.** Absolute difference of the fuel temperature between that obtained with and without buoyancy effects.

**Figure 4.** Mixture enthalpy behavior in the core where also is shown the enthalpy of liquid saturated at the pressure of the reactor ( $h_f$ ).

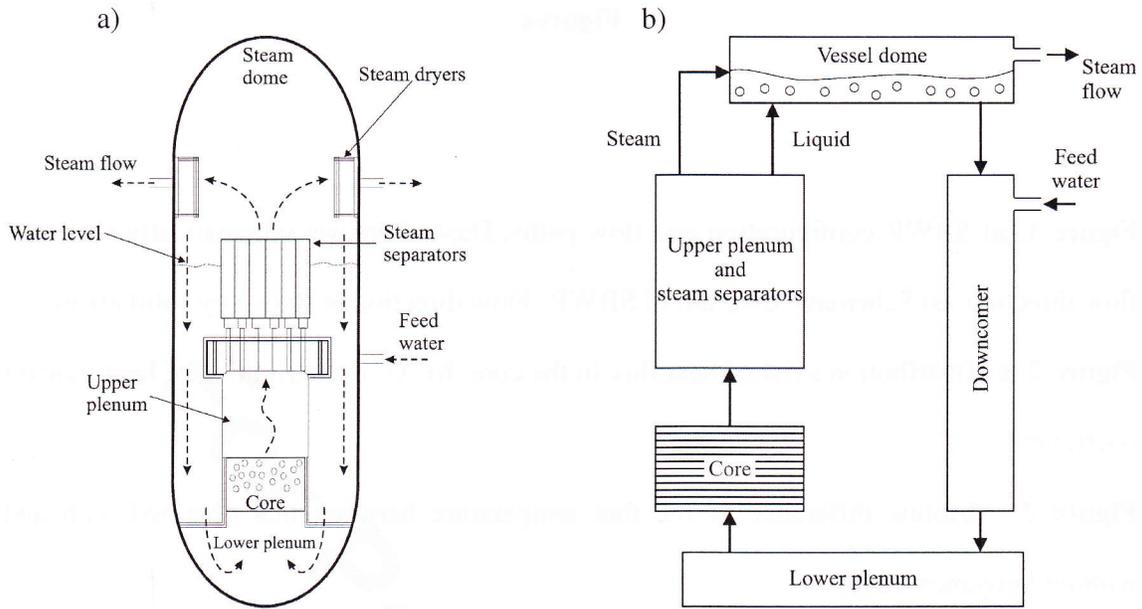


Fig. 1

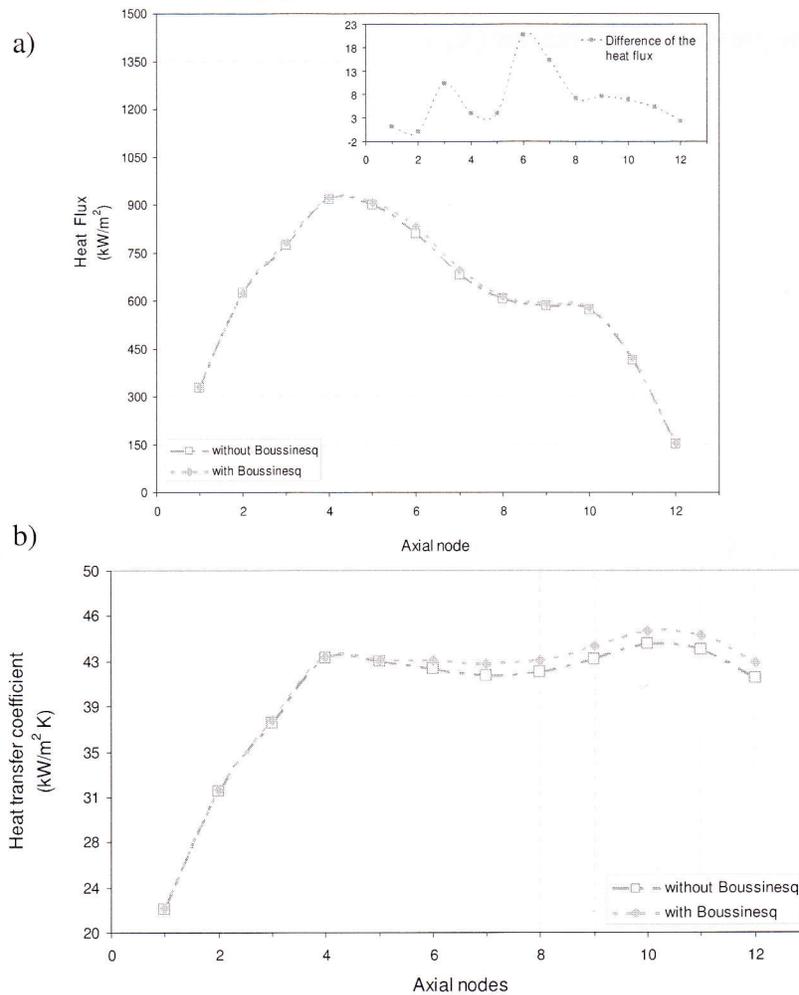


Fig. 2

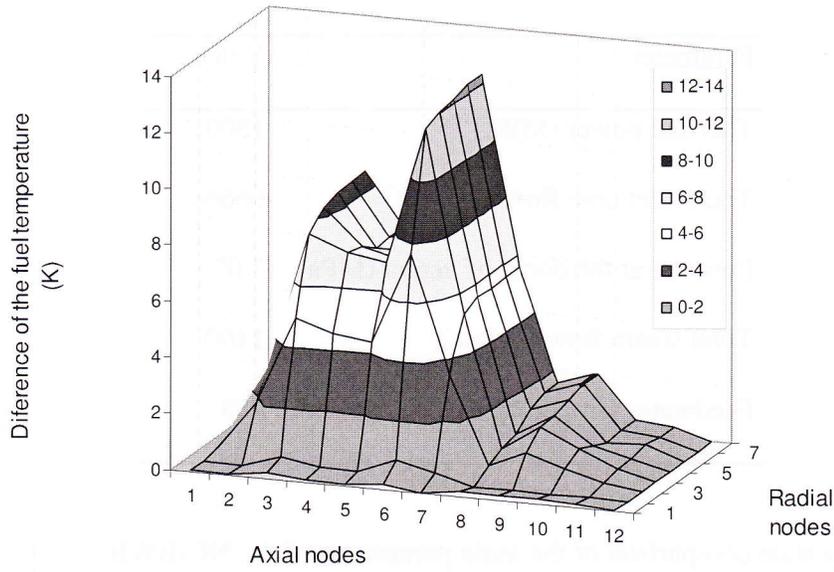


Fig. 3

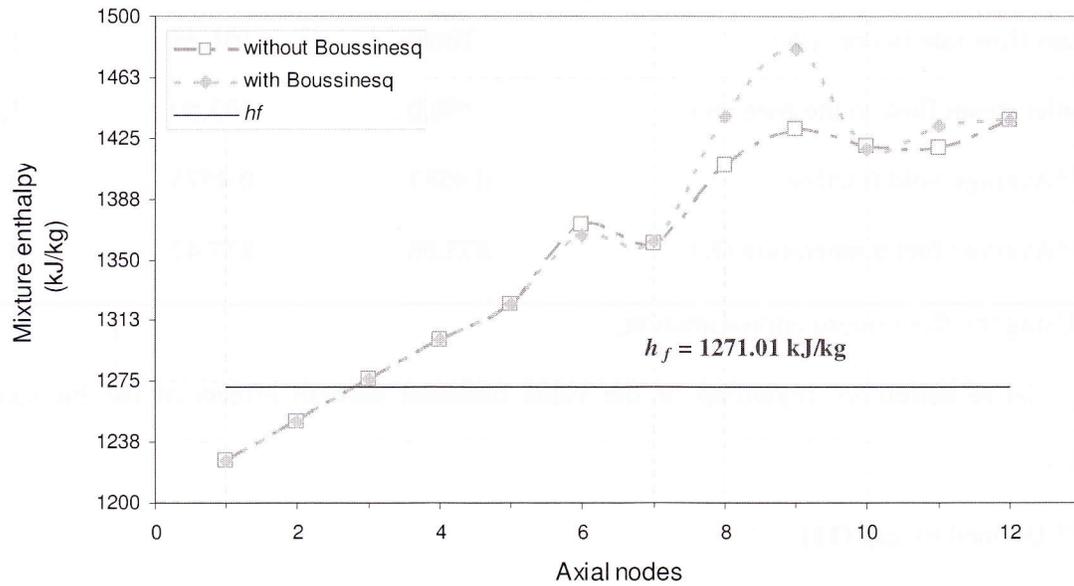


Fig. 4

**Table 1.** Nominal parameters for SBWR (Espinosa-Paredes and Nuñez-Carrera, 2008)

Parameter	Value
Thermal power (MWt)	1800
Total inlet core flow (kg/sec)	6666
Pressure at the dome of vessel (MPa)	7.07
Total steam flow (kg/sec)	1100
Feedwater temperature (K)	488

**Table 2.** Steady state comparison of the main parameters of the NC-BWR .

Parameter	Without buoyancy force	*With buoyancy force	**Difference (%)
Power (%)	100.59	105.89	5.30
Mass flow rate in core (%)	100.0	101.24	1.24
Outlet steam flow in the core (%)	100.0	103.80	3.80
***Average void fraction	0.4582	0.4575	0.15
***Average fuel temperature (K)	873.66	877.47	0.43

\* Using the Boussinesq approximation;

\*\*Relative difference regarding of the value obtained without effects of the buoyancy force.

\*\*\* Defined by Eq. (11)

**Table 3.** Axial distribution the void fraction in the core.

Axial node	Without Bousinesq	With Bousinesq	Difference
1	0	0	0
2	0.080989	0.079829	0.00116
3	0.2170921	0.2168953	0.0001968
4	0.3430485	0.3417954	0.0012531
5	0.4589837	0.4576422	0.0013415
6	0.5299616	0.5296181	0.0003435
7	0.5762683	0.5761066	0.0001617
8	0.6089094	0.608525	0.0003844
9	0.634897	0.634393	0.000504
10	0.6677127	0.6667809	0.0009318
11	0.6868147	0.6857974	0.0010173
12	0.6934306	0.6923946	0.001036

**Table 4.** Axial distribution of superficial velocity of gas phase in the core.

Axial node	Without Bousinesq	With Bousinesq	Difference
1	0	0	0
2	0.266	0.265	-0.001
3	0.859	0.867	0.008
4	1.579	1.587	0.008
5	2.761	2.699	-0.062
6	3.545	3.734	0.19
7	4.398	4.618	0.22
8	5.158	5.394	0.236
9	5.893	6.144	0.251
10	6.61	6.877	0.267
11	7.133	7.41	0.276
12	7.327	7.607	0.28