

## **Estudio de las Inestabilidades en Fase Mediante la Herramienta “Dynamics”: Análisis de la Evolución Espacio Temporal de las Ondas de Densidad en Canales de Reactores BWR**

José L. Muñoz-Cobo, Alberto Escrivá, Rafael Merino, José Melara  
Universitat Politècnica de Valencia, Camino de Vera 14, Valencia  
IBERDROLA Tomás Redondo 1, Madrid

**Resumen** – Esta ponencia expone los fundamentos del código DINAMICS V2 que permite realizar cálculos de estabilidad para oscilaciones en fase en reactores BWR en el dominio del tiempo. Se exponen las ecuaciones del modelo y como se realiza la integración de las ecuaciones. El modelo puede utilizar un gran número de nodos axiales para realizar los cálculos a un costo computacional aceptable, se ha simplificado la dinámica del lazo de recirculación y el código lleva incorporadas las condiciones de contorno de las oscilaciones en fase. El código incorpora las ecuaciones de la ebullición sub-enfriada lo que permite hacer cálculos más realistas así como subrutinas para calcular las propiedades basadas en las subrutinas del ASME y el MATPRO.

### **1. INTRODUCCIÓN**

El objetivo de la presente ponencia se enmarca en el desarrollo de un código temporal para mejorar la comprensión de la interrelación entre los distintos procesos que afectan a la estabilidad de reactores BWR. El código DINAMICS realizado en la UPV es capaz de realizar análisis cuantitativos de la dinámica de las oscilaciones en fase de un reactor BWR, calculando el valor de la DR y la frecuencia. Se le ha incorporado la variación de la conductividad con el quemado, lo que influye en las correspondientes resistencias térmicas.

El código DINAMICS integra las ecuaciones de masa energía y momento para dos fases en un canal promedio con hasta 30 nodos axiales. También integra las ecuaciones de la dinámica del lazo de recirculación, e incorpora cinética puntual y las ecuaciones de la dinámica del combustible. Se le han impuesto las condiciones de contorno de las oscilaciones en fase lo que permite una simplificación a la hora de integrar las ecuaciones y acelerar la velocidad de cálculo. Contienen también una distribución axial de la distribución de potencia con hasta 30 nodos axiales. El código incorpora también subrutinas para el cálculo de las propiedades termo-hidráulicas basadas en distintos desarrollos del MATPRO y ASME. Dicho código permite analizar el desarrollo espacio temporal de las ondas de densidad a lo largo del canal y su acople con la neutrónica a través de la realimentación por fracción de huecos y efecto Doppler, lo que permite entender mejor en el dominio del tiempo la dinámica de dichas inestabilidades.

Una de las novedades del DINAMICS frente a anteriores códigos como el TLAP desarrollado en el ORNL (March Leuba 1984) es que incorpora la zona sub-enfriada con

modelos dinámicos en dicha zona para la generación de vapor e incorpora subrutinas para el cálculos de las propiedades como el MATPRO.

## 2. EL MODELO TERMO-HIDRÁULICO Y NEUTRÓNICO DEL CÓDIGO DINAMICS.

### 2.1. Termo-hidráulica del canal

La versión actual del código DINAMICS se basa en la integración de las ecuaciones de conservación de la masa, la energía y el momento en las zonas monofásica y bifásica. Dentro de la zona bifásica el código distingue entre la zona de ebullición sub-enfriada y la zona de ebullición completa.

Las ecuaciones de conservación de la masa utilizadas en la zona de ebullición sub-enfriada son la del vapor y la de la masa total la primera es:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha \rho_g) = -\lambda_s \rho_g \alpha - \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial z}(A x G) + \frac{F_s Q'}{A h_{fg}} \quad (2.1)$$

En donde  $F_s$  es la fracción de energía utilizada en la producción de vapor y  $\lambda_s$  es la tasa de desaparición de las burbujas por colapsamiento en el líquido subenfriado,  $Q'$  es la energía por unidad de longitud transmitida del combustible al refrigerante y  $x$  es la calidad dinámica del vapor.

En la zona de ebullición total es decir cuando toda la energía se invierte en la producción de vapor, utilizamos unicamente la ecuación de conservación de la masa total que es la misma en la zona subenfriada y la de ebullición completa:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha \rho_g + (1-\alpha)\rho_l) = -\frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial z}(A x G) \quad (2.2)$$

La ecuación de conservación de la energía de la mezcla despreciando efectos acústicos es:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha \rho_g h_g + (1-\alpha)\rho_l h_l) = -\frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial z}(A[(1-x)h_l + x h_g]G) + \frac{Q'}{A} \quad (2.3)$$

Dado que en dichas ecuaciones aparecen la calidad y los huecos, necesitamos relaciones de cierre que nos relacionen la calidad con los huecos en ambas zonas. La relación calidad-huecos para la zona sub-enfriada es la de Bankoff modificada por Jones:

$$\alpha = \frac{x}{x + s \frac{\rho_g}{\rho_l} (1-x)} \quad (2.4)$$

Donde  $s$  es la razón de deslizamiento o cociente entre las velocidades del vapor y el líquido, que viene dada por la expresión:

$$s = \frac{1-\alpha}{k_s - \alpha + (1-k_s)\alpha^r} (1 - \exp(-\frac{\alpha H_{z1}}{\alpha_\gamma H_l})) \quad (2.5)$$

donde  $k_s$  y  $r$  son funciones de la presión de operación. A la presión nominal de 1000 psi los valores de dichas constantes son 0.8 y 3.97 respectivamente.

En (2.5)  $H_{z1}$  es el grado de subenfriamiento en el punto donde empieza la ebullición subenfriada y  $H_l$  el grado de sub-enfriamiento en el punto considerado que recordemos viene definido por:

$$H_l = \frac{h_f - h_l}{h_{fg}} \quad (2.6)$$

En la zona de ebullición completa  $H_l=0$  por lo que la ecuación (2.5) se simplifica a:

$$s = \frac{1-\alpha}{k_s - \alpha + (1-k_s)\alpha^r} \quad (2.7)$$

En cuanto a la ecuación de conservación del momento de la mezcla en el canal esta viene dada por la expresión:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} G = & -\frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial z} \left[ A \left\{ \frac{(1-x)^2}{(1-\alpha)\rho_l} + \frac{x^2}{\alpha\rho_g} \right\} G^2 \right] - \frac{\partial p}{\partial z} - ((1-\alpha)\rho_l + \alpha\rho_g)g - f \Phi^2 \Omega \frac{G^2}{2\rho_l D_h} \\ & - \sum_i \Phi^2 \Omega \frac{G^2}{2\rho_l} \delta(z - z_i) \end{aligned} \quad (2.8)$$

Esta ecuación tiene en cuenta las variaciones de momento debidas a: la aceleración, los cambios de densidad, las perdidas debidas a la fricción y los espaciadores, la gravedad y finalmente los cambios de presión a lo largo del canal. En la ecuación (2.8)  $f$  es el factor de fricción en el canal,  $\Phi^2$  es el multiplicador bifásico,  $\Omega$  el multiplicador de Jones, y  $D_h$  el diámetro hidráulico.

## 2.2. Transferencia de calor en el combustible.

Despreciamos en este caso la conducción axial en el combustible que es muy pequeña frente a la radial. Entoces partiendo de las ecuaciones de conducción del calor en la varilla y en la vaina se obtiene el siguiente resultado (Lewis 1977) para la evolución de las temperaturas medias en el combustible y en la vaina:

$$M_f' c_f \frac{d\tilde{T}_f}{dt} = Q_F'(t) - Q_g'(t) \quad (2.9)$$

$$M'_{cl} c_{cl} \frac{d\tilde{T}_{cl}}{dt} = Q'_g(t) - Q'_c(t) \quad (2.10)$$

En donde  $M'_f$  es la masa de combustible por unidad de longitud, y  $c_f$  la capacidad calorífica del combustible,  $M'_{cl}$  es la masa de vaina por unidad de longitud,  $c_{cl}$  es la capacidad calorífica de la vaina,  $Q'_g(t)$  es la tasa de generación de calor por unidad de longitud en el combustible,  $Q'_c(t)$  es la tasa de transferencia de calor por unidad de longitud del combustible a la vaina.  $\tilde{T}_f$  y  $\tilde{T}_{cl}$  son las temperaturas medias en el combustible y la vaina promediadas volumetricamente.

En la ecuación (2.9) la tasa de calor transferida por unidad de longitud del combustible a la vaina viene dada por la expresión:

$$Q'_g(t) = \frac{1}{R'_g} (\tilde{T}_f - \tilde{T}_{cl}) \text{ con } R'_g = \frac{1}{8\pi k_f} + \frac{1}{2\pi r_f h_g} + \frac{1}{2\pi k_{cl}} \left[ \frac{r_{cl}^2}{r_{cl}^2 - r_f^2} \ln \frac{r_{cl}}{r_f} - \frac{1}{2} \right] \quad (2.11)$$

En donde  $R'_g$  es la resistencia térmica por unidad de longitud del combustible a la vaina cuando se utilizan temperaturas promediadas con el volumen, siendo  $h_g$  el coeficiente de transferencia de calor del huelgo. Finalmente la tasa de calor transferida de la vaina al refrigerante por unidad de longitud viene dada por:

$$Q'_c(t) = \frac{1}{R'_c} (\tilde{T}_{cl} - \tilde{T}_c) \text{ con } R'_c = \frac{1}{2\pi r_{cl} h_c} + \frac{1}{2\pi k_{cl}} \left[ \frac{1}{2} - \frac{r_f^2}{r_{cl}^2 - r_f^2} \ln \frac{r_{cl}}{r_f} \right] \quad (2.12)$$

En donde  $R'_c$  es la resistencia térmica por unidad de longitud de la vaina al refrigerante y  $h_c$  el coeficiente de transferencia de calor de la superficie de la vaina al refrigerante.

## 2.2. El modelo de cinética puntual

El código DINAMICS-V1 incorpora un modelo de cinética puntual con un grupo de neutrones diferidos y realimentación por temperatura del combustible y fracción de huecos. Las ecuaciones de la cinética puntual utilizadas son las estándar y vienen dadas por las ecuaciones:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\rho - \beta}{\Lambda} N + \lambda C \quad (2.13)$$

$$\frac{dC}{dt} = \frac{\beta}{\Lambda} N - \lambda C \quad (2.14)$$

Donde  $N$  es la población de neutrones que es proporcional a la potencia,  $C$  la población de precursores de neutrones diferidos,  $\Lambda$  es el tiempo de generación de neutrones,  $\lambda$  la

constante de desintegración de precursores de neutrones diferidos, y  $\beta$  el tanto por uno de precursores de neutrones diferidos producidos por fisión.

En donde la reactividad total es la suma de la reactividad por efecto Doppler y por fracción de huecos y viene dada por:

$$\rho = \rho_\alpha + \rho_D = \rho_\alpha + D_f (\tilde{T}_f - \tilde{T}_{f0}) \quad (2.15)$$

Para el cálculo de la variación de reactividad por fracción de huecos se tiene en cuenta la fracción de huecos en cada nodo y con esa fracción de huecos se calcula el coeficiente de reactividad por densidad  $\partial\rho_\alpha / \partial\alpha = c_1 + c_2\alpha + c_3\alpha^2$  en cada nodo que depende de la fracción de huecos en el mismo y se multiplica por la variación de la fracción de huecos en cada nodo respecto al estado estacionario y por el factor de peso  $W_{r,i}$  de la reactividad del nodo. que como se deduce de la definición de reactividad depende del cuadrado de la potencia en el nodo, obteniéndose de esta forma la expresión:

$$\delta\rho_\alpha = \frac{(\phi_0^+ (\delta M - \delta R) \phi)}{(\phi_0^+ M \phi)} \approx M_{Re} \sum_{i=1}^{N_{ax}} W_{r,i} (c_1 + c_2 \alpha_i + c_3 \alpha_i^2)_0 \delta\alpha_i(t) \quad (2.16)$$

donde recordemos que M y R son los operadores producción y eliminación de neutrones y  $\phi, \phi_0^+$  son los flujos directo y adjunto, el paréntesis en el lado izquierdo de (2.16) significa integración respecto al volumen del reactor. El factor de peso de la reactividad viene pues dado por la expresión siguiente:

$$W_{r,i} = \frac{P_i^2}{\sum_{i=1}^{N_{ax}} P_i^2} \quad (2.17)$$

Siendo  $P_i$  la potencia en el nodo i-ésimo y  $N_{ax}$  el número de nodos axiales.

Finalmente  $M_{Re}$  es un multiplicador de la reactividad que tiene en cuenta las incertidumbres en la determinación de los parámetros de reactividad, suele variar entre 1.1 y 1.3 .

Las ecuaciones anteriores de la cinética se normalizan de la forma siguiente, se define en primer lugar el exceso o defecto de población neutrónica respecto a su valor estacionario mediante la expresión  $n(t) = (N(t) - N_0) / N_0$ , igualmente se define la concentración de precursores normalizada  $c(t) = (C(t) - C_0) / C_0$ , con estas definiciones las ecuaciones de la cinética puntual se escriben en la forma:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\rho - \beta}{\Lambda} n + \frac{\rho}{\Lambda} + \lambda c \quad (2.18)$$

$$\frac{dc}{dt} = \frac{\beta}{\Lambda} n - \lambda c \quad (2.19)$$

El acoplamiento de las ecuaciones del combustible con la neutrónica se efectúa a través de la siguiente relación:

$$Q'_F(t) = \frac{P_0}{H} \frac{N(t)}{N_0} = \frac{P_0}{H} + \frac{P_0}{H} n(t) \quad (2.20)$$

en donde  $P_0$  es la potencia en estado estacionario, y  $H$  la longitud activa del núcleo. El primer término da la potencia por unidad de longitud en estado estacionario y el segundo la potencia por unidad de longitud debida a las fluctuaciones de potencia.

Por último la cantidad de calor transferida por unidad de longitud al refrigerante viene dada por la relación:

$$Q'_c = \frac{hA_{HT}}{H} \Delta T_c = U' \Delta T_c \quad (2.21)$$

En donde  $h$  es coeficiente de transferencia de calor medio de la vaina al refrigerante, y  $A_{HT}$  el área de transferencia de calor.

## 2.4. Dinámica del lazo de recirculación

El lazo de recirculación está formado por el pleno superior, los separadores de vapor, el downcomer las bombas de chorro y el pleno inferior. La modelación del lazo de recirculación es por lo tanto compleja, con el fin de simplificar su modelación se trata el lazo de recirculación como un único camino de fluido incompresible y con área variable en el cual no tiene lugar la ebullición. Con estas hipótesis integrando la ecuación de balance de la energía mecánica desde la entrada  $s_{iL}$  a la salida  $s_{oL}$  del lazo de recirculación y teniendo en cuenta la ecuación de continuidad se obtiene el siguiente resultado ( Lewis 1977 página 317):

$$\frac{1}{\bar{\rho}} \left( \frac{L}{A} \right) \frac{dW(t)}{dt} + \left( \frac{W(t)^2}{2} \right) \left( \frac{1}{\rho_{oL}^2 A_{oL}^2} - \frac{1}{\rho_{iL}^2 A_{iL}^2} \right) + \int_{s_{iL}}^{s_{oL}} \frac{1}{\rho(s)} \frac{\partial p}{\partial s} ds + g(z_{oL} - z_{iL}) + \tilde{E}_v - g H_p(W) = 0 \quad (2.22)$$

En donde  $W(t)$  es el gasto másico (kg/s),  $H_p(W)$  la altura manométrica de la bomba,  $\tilde{E}_v$  las pérdidas de energía por fricción por unidad de masa. La densidad media  $\bar{\rho}$ , y la constante del lazo ( $L/A$ ) vienen definidas por las ecuaciones:

$$\Gamma = \left( \frac{L}{A} \right) = \bar{\rho} \int_{s_{iL}}^{s_{oL}} \frac{ds}{\rho(s)A(s)} \quad (2.23)$$

$$\bar{\rho} = \frac{1}{V} \int_{s_{iL}}^{s_{oL}} \rho(s) A(s) ds \quad (2.24)$$

Suponiendo que las pérdidas de energía por fricción y forma por unidad de masa en el lazo vienen dados por la ecuación:

$$\tilde{E}_v = K W^2 \quad (2.25)$$

Para el caso de transitorios en el primario en los cuales el inventario de refrigerante permanece constante, entonces los gradientes de densidad a lo largo del camino de flujo tienden a ser pequeños supuesto que no existe ebullición en dicho camino de flujo. Por lo tanto bajo estas consideraciones es lógico hacer la aproximación siguiente:

$$\int_{s_{iL}}^{s_{oL}} \frac{1}{\rho(s)} \frac{\partial p}{\partial s} ds \approx \frac{p_{oL} - p_{iL}}{\bar{\rho}} \quad (2.26)$$

Se obtiene pues el siguiente resultado a partir de la ecuación (2.22) suponiendo que estamos en condiciones de circulación natural y por lo tanto podemos despreciar el término de la bomba:

$$p_{iL} - p_{oL} = \Gamma \frac{dW(t)}{dt} + \left\{ \frac{\bar{\rho}}{2} \left( \frac{1}{\rho_{oL}^2 A_{oL}^2} - \frac{1}{\rho_{iL}^2 A_{iL}^2} \right) + K \right\} W^2 - \bar{\rho} g H \quad (2.27)$$

donde  $H = z_{iL} - z_{oL}$

En condiciones de estado estacionario y circulación natural se cumple la condición siguiente:

$$(p_{iL} - p_{oL} + \bar{\rho} g H)_{RCL,0} = \left\{ \frac{\bar{\rho}}{2} \left( \frac{1}{\rho_{oL}^2 A_{oL}^2} - \frac{1}{\rho_{iL}^2 A_{iL}^2} \right) + K \right\}_{RCL,0} W_0^2 = K_{RCL} W_0^2 \quad (2.28)$$

$$\text{con } K_{RCL} = \left\{ \frac{\bar{\rho}}{2} \left( \frac{1}{\rho_{oL}^2 A_{oL}^2} - \frac{1}{\rho_{iL}^2 A_{iL}^2} \right) + K \right\}_{RCL,0}$$

A partir de las ecuaciones (2.27) y (2.28) se obtiene después de algunas operaciones simples el siguiente resultado para el flujo másico a la entrada del canal::

$$\frac{dG(z=0,t)}{dt} = \frac{\delta p_{iL}(t) - \delta p_{oL}(t)}{\Gamma A} + \frac{\Delta p_{f,nc,0}}{\Gamma A} \left( 1 - \frac{G^2(z=0,t)}{G_0^2(z=0)} \right) \quad (2.29)$$

En donde  $\Delta p_{f,nc,0}$  representa la caída de presión por fricción y pérdidas de forma en el lazo de recirculación en condiciones de circulación natural y estado estacionario y  $G=W/A$  es el flujo másico a la entrada del canal. Por último  $\delta p_{iL}(t)$ ,  $\delta p_{oL}(t)$  representan las oscilaciones de la presión a la entrada y salida del lazo de recirculaciónj respecto al estado estacionario es decir:

$$\delta p_{iL}(t) = p_{iL}(t) - p_{iL,0}$$

$$\delta p_{oL}(t) = p_{oL}(t) - p_{oL,0}$$

## 2.5 Relaciones de cierre y propiedades

Con el fin de cerrar las ecuaciones expuestas previamente se necesitan varias correlaciones empíricas que permiten calcular los distintos parámetros de los modelos.

El multiplicador bifásico usado en el modelo es un truncamiento de primer orden de la correlación de Martinelli-Nelson deducido por March Leuba (1986) y que viene dado por:

$$\Phi^2 = 1 + 30x \quad (2.31)$$

El factor corrector de Jones de la caída de presión es

$$\Omega = 1.9 - 5 \times 10^{-4} G \quad (2.32)$$

En donde G es el flujo másico en kg/m<sup>2</sup>.

El factor de pérdidas por fricción se ha calculado con la correlación de Moody en la zona turbulenta (Re > 2200):

$$f_{l0} = 0.316 \text{ Re}^{-0.25} \quad (2.33)$$

Donde Re es el número de Reynolds en el punto considerado.

En cuanto al cálculo de los coeficientes de transferencia de calor en las zonas monofásica y bifásica, se ha utilizado el coeficiente de transferencia de calor de Dittus-Boelter ( $H_{DB}$ ) en la región monofásica y el de Jens-Lottes ( $H_{JL}$ ) en la región bifásica. Estos coeficientes vienen dados por las siguientes expresiones:

$$H_{DB} = \frac{k}{D_h} 0.023 \text{ Re}^{0.8} \text{ Pr}^{0.4} \quad (2.34)$$

$$H_{JL} = 2.55528 \exp(6.4457 \times 10^{-7} p) (T_w - T_{sat})^3 = C_2 (T_w - T_{sat})^3 \quad (2.35)$$

En donde Re es el número de Reynolds del líquido, Pr el de Prandtl,  $T_w$  es la temperatura de pared de la vaina.

El procedimiento utilizado para determinar el punto  $z_1$  dónde termina la zona monofásica y empieza la zona sub-enfriada que se llama la altura de inyección de la ebullición, puede obtenerse de varias formas. Hemos comprobado varios criterios y todos dan resultados muy similares, nos hemos decantado por el que figura en el libro de Lahey y Moody (Lahey 1993). Este criterio nos dice que la inyección de la ebullición sub-enfriada tiene lugar en el punto donde se igualan los flujos caloríficos obtenidos con la expresión de Dittus-Boelter con la de Jens-Lottes. Este criterio conduce a la siguiente expresión para la temperatura del líquido  $T_{lz1}$  en el punto de inyección (Muñoz-Cobo 2005):

$$T_{lz1} = C_2^{-0.25} Q''^{0.25} + T_{sat} - \frac{Q''}{H_{DB}} \quad (2.36)$$

Con la temperatura del líquido podemos determinar su entalpía y a partir de la misma obtener la altura en la cual tiene lugar la inyección. Al ser el calentamiento no uniforme se ha implementado un algoritmo para determinar este punto en el cual tiene lugar la inyección de la ebullición. El método consiste en aplicar la ecuación (2.36) a los distintos nodos empezando por el primero y ver en que nodo y dentro del nodo en que punto de dicho nodo se igualan los flujos caloríficos de ambas ecuaciones, eso sucederá en el punto en el cual la temperatura del líquido al calentarse alcance un valor igual a  $T_{lz1}$ .

El cálculo de  $F_s$  o fracción del calor invertido en la ebullición se calcula teniendo en cuenta que según Lahey y Otaduy (Lahey 1992, Otaduy 1979) la energía transferida del combustible, al líquido con ebullición sub-enfriada se puede descomponer en tres componentes: i) formación de burbujas de vapor junto a la superficie calentada, que se pueden soltar e ir a parar a la corriente de fluido, ii) bombeo de la masa de líquido fuera del volumen de control debido a la acción de la burbuja de vapor en formación, iii) calentamiento monofásico a través de la superficie de la vaina y que no genera burbujas. Las investigaciones llevadas a cabo han concluido que los dos primeros mecanismos son mas importantes que el proceso normal de convección, por lo tanto podemos escribir (Lahey 1993, Muñoz-Cobo, Chiva y Sekhri 2004):

$$F_s = \frac{q''_{evap}}{q''_{evap} + q''_{pump}} = \frac{1}{1 + \frac{q''_{pump}}{q''_{evap}}} \quad (2.37)$$

en donde  $q''_{evap}$  es la parte del flujo de energía asociada al proceso de evaporación y  $q''_{pump}$  es la parte del flujo de energía asociada al proceso de bombeo. Según Ruhani y Axelson (1970) el cociente entre ambos flujos de energía se puede calcular con la aproximación de que el líquido que deja el volumen de control está a saturación y por lo tanto el cociente de ambos flujos viene dado por:

$$\varepsilon = \frac{q''_{pump}}{q''_{evap}} = \frac{j_b \rho_f (h_f - h_l)}{j_b \rho_g h_{fg}} = \frac{\rho_f}{\rho_g} H_l \quad (2.38)$$

En donde  $j_b$  es el caudal de formación de vapor por unidad de área calentada. algunos códigos como el LAPUR incluyen un factor corrector  $f_p=1.3$  para correlacionar mejor las predicciones con los datos experimentales

$$F_s = \frac{1}{1 + \frac{q''_{pump}}{q''_{evap}}} = \frac{1}{1 + f_p \frac{\rho_f}{\rho_g} H_l} \quad (2.39)$$

En el programa se supuso que cuando la entalpía estaba próxima a la de saturación o  $F_s$  alcanzaba un valor superiora 0.98, entonces considerábamos que estábamos en ebullición total.

En cuanto al cálculo de la constante de decaimiento de la fracción de huecos en la zona sub-enfriada el modelo usado se basa en el modelo de Jones y Dight (1963), usado en el código LAPUR (Otaduy 1979), los resultados de este modelo fueron comparados con los de la expresión usada por RELAP5 (Muñoz-Cobo 2004) obteniéndose resultados similares. El modelo de Jones utiliza la siguiente expresión para calcular la constante de decaimiento de las burbujas:

$$\lambda_s = c \lambda_0 \phi H_l^2 \quad (2.40)$$

En donde  $H_l$  es el grado de sub-enfriamiento del líquido; viniendo  $\phi$  y  $\lambda_0$  dados por las siguientes expresiones:

$$\phi = \left( \frac{h_{fg}}{c_{pf}(T_{c0} - T_{sat})} \right)^2 \quad \text{y} \quad \lambda_0 = \frac{H_w^2}{k_f \rho_l c_{pf}} \quad (2.41)$$

El valor de la constante  $c$  en la ecuación (2.40) se ha tomado igual a 0.125, que es un valor recomendado para el número de nodos que se tienen en la región sub-enfriada.

### 3. DISCRETIZACIÓN E INTEGRACIÓN DE LAS ECUACIONES

#### 3.1 Discretización de las ecuaciones de conservación

Las ecuaciones (2.1), (2.2), (2.3) y (2.7) constituyen un conjunto de ecuaciones diferenciales en derivadas parciales. La integración de estas ecuaciones en los nodos elimina la dependencia espacial y da como resultado una serie de ecuaciones diferenciales ordinarias.

Aplicando el operador  $\frac{1}{\Delta} \int_{z_{i-1}}^{z_i} dz$  a las ecuaciones (2.1), (2.2), (2.3) y (2.7) y definiendo las variables nodales:

$$G_i(t) = \frac{1}{\Delta} \int_{z_{i-1}}^{z_i} dz G(z,t); \quad \alpha_i(t) = \frac{1}{\Delta} \int_{z_{i-1}}^{z_i} dz \alpha(z,t); \quad h_{li}(t) = \frac{1}{\Delta} \int_{z_{i-1}}^{z_i} dz h_l(z,t); \quad p_i(t) = \frac{1}{\Delta} \int_{z_{i-1}}^{z_i} dz p(z,t) \quad (3.1)$$

y

$$Q'_i(t) = \frac{1}{\Delta} \int_{z_{i-1}}^{z_i} dz Q'(z,t) \quad (3.2)$$

Se obtiene el siguiente conjunto de ecuaciones para el caso que supongamos canales de área constante:

$$G_i(z_i, t) = G_i(z_{i-1}, t) + \Delta_i (\rho_{li} - \rho_g) \frac{d\alpha_i}{dt} \quad (3.3)$$

en la zona sub-enfriada se obtiene para la variación de la fracción de huecos en el nodo  $i$ -ésimo con el tiempo la ecuación:

$$\frac{d\alpha_i}{dt} = \frac{F_{si} Q'_i}{\rho_g A h_{fg}} - \lambda_{si} \alpha_i - \frac{1}{\Delta_i \rho_g} [x(z_i, t) G(z_i, t) - x(z_{i-1}, t) G(z_{i-1}, t)] = f_{sub,i} \quad (3.4)$$

En la zona de ebullición total a partir de la ecuación de conservación de la masa y de la ecuación de conservación de la energía discretizadas se obtiene el siguiente resultado:

$$\frac{d\alpha_i}{dt} = \frac{(Q'_i / A) + \frac{1}{\Delta_i} \{ [x(z_i, t) - x(z_{i-1}, t)](h_f - h_g) G(z_{i-1}, t) \}}{\rho_g h_g - \rho_f h_f + [h_f(1 - x(z_i, t)) + h_g x(z_i, t)](\rho_f - \rho_g)} \quad (3.5)$$

En el caso de la ebullición sub-enfriada y si las oscilaciones de potencia son grandes, entonces deben tenerse en cuenta en la zona sub-enfriada las oscilaciones de la entalpía del líquido con el tiempo que se obtienen a partir de la ecuación de conservación de la energía y vienen dadas por la ecuación:

$$\frac{dh_{l,i}}{dt} = -\frac{(\rho_g h_g - \rho_l h_{l,i})}{(1 - \alpha_i)\rho_{l,i}} f_{sub,i} - \frac{\frac{1}{\Delta_i} [G(z_i, t)[(1 - x(z_i))h_l(z_i) + x(z_i)h_g] - G(z_{i-1}, t)[(1 - x(z_{i-1}))h_l(z_{i-1}) + x(z_i)h_g]}{(1 - \alpha_i)\rho_{l,i}} \quad (3.6)$$

Por último la integración de la ecuación del momento da el siguiente resultado en el caso de existir espaciadores y pérdidas a la entrada:

$$p(z_{i-1}) = p(z_i) + \Delta \frac{dG_i}{dt} + [MF(z_i) - MF(z_{i-1})] + \Delta_i [(1 - \alpha_i)\rho_l + \alpha_i \rho_g] g + \Delta_i FR_i + K_0 \frac{G_0^2}{2\rho_l} \delta_{i1} + \sum_j K_j \Phi_j^2 \Omega_j \frac{G(z_{sp,j})}{2\rho_l} \quad (3.7)$$

en donde MF(z<sub>i</sub>) es el flujo de momento en z=z<sub>i</sub>:

$$MF(z_i) = \left\{ \frac{(1 - x(z_i))^2}{(1 - \alpha(z_i))\rho_l} + \frac{x(z_i)^2}{\alpha(z_i)\rho_g} \right\} G^2(z_i) \quad (3.8)$$

FR<sub>i</sub> son las pérdidas por fricción en el nodo i por unidad de longitud:

$$FR_i = \frac{1}{\Delta_i} \int_{z_{i-1}}^{z_{i+1}} f \frac{\Phi^2 \Omega}{2\rho_l D_h} G^2 dz \approx f_i \frac{\Phi_i^2 \Omega}{2\rho_l D_h} \left[ \frac{G(z_i) + G(z_{i-1})}{2} \right]^2 \quad (3.9)$$

### 3.2 Integración de las ecuaciones y condiciones de contorno

El primer paso es calcular el estacionario para lo cual se resuelven las ecuaciones de conservación con las derivadas respecto al tiempo igualadas a cero y se itera hasta que se alcanza la convergencia, las condiciones de contorno que se aplican en el modelo son las siguientes:

- 1) Se supone la presión en el pleno superior conocida y constante a lo largo del tiempo. ello es debido a que se supone que no hay acumulación de agua o vapor en el pleno superior esto conduce a como ha demostrado Prasad y colaboradores (1995) a que:

$$\frac{dp_{up}}{dt} = 0 \Rightarrow p_{up} = p(z = H, t) = p_0 \quad (3.10)$$

March Leuba y colaboradores suponen la misma condición de contorno pero en este caso se basan en que la presión es mantenida constante en el pleno superior por el regulador de presión.

- 2) Se supone que el refrigerante a la entrada del núcleo esta subenfriado en fase líquida, con un determinado grado de subenfriamiento, por lo tanto se supone que:

$$\alpha(z=0,t) = 0.; \quad T_l(z=0,t) = T_m \quad (3.11)$$

- 3) El flujo másico a la entrada del canal  $G(z=0,t)$ , viene determinado por la dinámica del lazo de recirculación.

El programa DINAMICS procede del la siguiente forma en primer lugar se resuelven las ecuaciones de estado estacionario igualando todas las derivadas temporales a cero e iterando hasta que se alcanza la convergencia, de esta forma se determinan las condiciones iniciales en los contornos de los nodos:

$$\begin{aligned} \alpha(z=0,t=0) &= \alpha_0(z) \\ G(z,t=0) &= G_0 \\ h_l(z,t=0) &= h_{l,0}(z) \\ &y \\ p(z,t=0) &= p_0(z) \end{aligned} \quad (3.12)$$

Las magnitudes promedio en el nodo en estado estacionario como la fracción de huecos se calculan  $\alpha_{i,0} = (\alpha_0(z_{i-1}) + \alpha_0(z_i))/2$ . a partir de las magnitudes en los contornos del nodo.

A continuación el procedimiento de cálculo procede de la siguiente forma: Se supone para simplificar la exposición que estamos en un caso en el cual las oscilaciones son de amplitud pequeña por lo cual pueden despreciarse las oscilaciones de la entalpía del líquido dentro de un nodo, por lo cual el sistema de ecuaciones diferenciales a resolver está formado por una serie de ecuaciones que hemos dividido dos bloques, el primero es:

$$\frac{d\vec{y}}{dt} = f(\vec{y}, \vec{p}, \vec{G}, t) \quad (3.13)$$

en donde el vector  $\vec{y}(\delta\alpha_1, \delta\alpha_2, \dots, \delta\alpha_{nd}, \delta G_0(t), \delta t_f, \delta t_{cl}, n(t), c(t))$  nos da las variaciones de las magnitudes respecto a sus valores en estado estacionario. En donde

$$\begin{aligned} \delta\alpha_1(t) &= \alpha_1(t) - \alpha_{1,0} \\ \delta\alpha_2(t) &= \alpha_2(t) - \alpha_{2,0} \\ &\dots\dots\dots \\ \delta\alpha_{nd}(t) &= \alpha_{nd}(t) - \alpha_{nd,0} \\ \delta G_0(t) &= G_0(t) - G_0 \\ t_f(t) &= \tilde{T}_f(t) - \tilde{T}_{f,0} \\ t_{clad}(t) &= \tilde{T}_{clad}(t) - \tilde{T}_{clad,0} \\ n(t) &= (N(t) - N_0) / N_0 \\ c(t) &= (C(t) - C_0) / N_0 \end{aligned} \quad (3.14)$$

Con  $nd=25$  tenemos en total 30 ecuaciones diferenciales. También se han de resolver las ecuaciones:

$$G_i(z_i, t) = G_i(z_{i-1}, t) + \Delta_i(\rho_{li} - \rho_g) \frac{d\alpha_i}{dt} \quad (3.15)$$

$$p(z_{i-1}) = p(z_i) + \Delta \frac{dG_i}{dt} + [MF(z_i) - MF(z_{i-1})] + \Delta_i((1 - \alpha_i)\rho_l + \alpha_i\rho_g)g + \Delta_i FR_i + K_0 \frac{G_0^2}{2\rho_l} \delta_{il} + \sum_j K_j \Phi_j^2 \Omega_j \frac{G(z_{sp,j})}{2\rho_l} \quad (3.16)$$

El procedimiento de cálculo durante un paso de tiempo es controlado por la subrutina DTGEN que realiza las siguientes operaciones llamando a las correspondientes subrutinas:

- 1) El sistema de ecuaciones diferenciales (3.13) se integra mediante un algoritmo de Runge-Kutta de 4 etapas utilizando los valores de las presiones y los caudales del paso del paso de tiempo anterior es decir  $G(z_i, t)$  y  $p(z_i, t)$ , esta operación se realiza en la subrutina RK4N que a su vez llama a la función FCN que contiene el sistema de ecuaciones diferenciales (3.13) a integrar. De esta forma obtenemos los valores de las fluctuaciones de las variables en  $t + \Delta t$ , es decir se obtiene:  $\bar{y}(\delta\alpha_1(t + \Delta t), \delta\alpha_2(t + \Delta t), \dots, \delta\alpha_{nd}(t + \Delta t), \delta G_0(t + \Delta t), \delta t_f(t + \Delta t), \delta t_{cl}(t + \Delta t), n(t + \Delta t), c(t + \Delta t))$ .
- 2) A continuación la subrutina RK4N, llama a la subrutina FCN2 en donde utilizando los valores de las variables  $\bar{y}(t + \Delta t)$  que acabamos de calcular, resolvemos las ecuaciones (3.15) y (3.16) para calcular los valores de los caudales y las presiones  $G(z_i, t + \Delta t)$ ,  $p(z_i, t + \Delta t)$  en el nuevo paso de tiempo. Al realizar esta integración se obtiene la presión en el pleno inferior, que se utilizará en el paso de tiempo siguiente en la integración de la ecuación del lazo de recirculación.
- 3) A continuación se devuelven los resultados a la subrutina DTGEN que imprime y guarda los resultados en el nuevo paso de tiempo y renombra las variables para empezar a calcular un nuevo paso de tiempo.

#### 4. RESULTADOS DEL ESTACIONARIO Y EL DINÁMICO EN UN CASO DE REFERENCIA

Con el fin de verificar el programa DINAMICS se ejecutó un caso de la central de Vermont Yanky con las mismas condiciones de potencia y caudal del Test 7N (64% de potencia y 32% de caudal), y se supuso un grado de subenfriamiento de 7°C. En el programa dynamics supusimos para simplificar los cálculos que cuando la entalpía del líquido estaba cerca de la entalpía de saturación y el valor de  $F_s$  era mayor de 0.98, entonces estábamos ya en ebullición completa. En el contorno 1 los valores son los de las propiedades del fluido a la entrada del canal, que corresponden a un subenfriamiento de 7°C. Se observa en la tabla 1 que la calidad dinámica es distinta de cero en el contorno 3 es decir a la salida del segundo nodo. Esto quiere decir que la inyección de la ebullición sub-enfriada tiene lugar en el segundo nodo exactamente a una altura de  $z_1=15.15$  cm dentro de la zona activa del núcleo, y como cada nodo tiene una altura de 14.26cm, entonces la inyección de la ebullición subenfriada tiene lugar a 9 mm de la entrada al segundo nodo. La tabla 1 muestra los valores en los contornos. En el contorno 1 se tienen los valores que se toman como condiciones de contorno del canal por eso no los hemos impreso en dicha tabla. Puede observarse en dicha tabla que a partir del nodo octavo prácticamente deja de haber líquido subenfriado en el refrigerante y todo el calor se invierte en la producción de vapor, en ese punto tenemos una fracción de huecos de 0.66. En cuanto a los valores del coeficiente de reactividad utilizados fueron los correspondientes al coeficiente de

reactividad por densidad para dicha planta VY en el test 7N, que vienen dados según (March Leuba 86) por la expresión:

$$\frac{d\rho_{\alpha}}{d\alpha} = -0.108 - 0.207\alpha + 0.140\alpha^2 - 0.135\alpha^3 \quad (3.17)$$

Se observa la aparición de un ciclo límite, el valor del multiplicador de reactividad necesario para que aparezca el ciclo límite depende de varios factores que son:

- 1) el subenfriamiento de entrada, 2) las pérdidas en el lazo de recirculación, 3) Las pérdidas a la entrada del canal, 4) El gasto másico, 5) La potencia, 6) Las pérdidas en los espaciadores, 7) la distribución axial de potencia.

El estudio detallado de estas dependencias se hará en posteriores trabajos una vez contrastado y validado el modelo con datos de otras plantas. En la figura 1 se muestra el desarrollo de un ciclo límite en Vermont Yankee en las condiciones del test 7N.

Tabla 1 Valores en los contornos de los nodos del canal de las principales variables termo-hidráulicas para un subenfriamiento de 7°C

-----Valores en los contornos de los nodos-----

contorno	Fs(frac a vap)	h <sub>sub</sub> (J/kg)	slip1(u <sub>g</sub> /u <sub>i</sub> )	Frac-huecos	lamdas (s-1)	x(calidad)
2	0.00000E+00	0.12356E+07	0.10000E+01	0.00000E+00	0.00000E+00	0.00000E+00
3	0.70605E+00	0.12439E+07	0.13202E+01	0.17620E+00	0.20916E -05	0.13722E -01
4	0.78458E+00	0.12520E+07	0.14206E+01	0.33313E+00	0.79299E -06	0.33786E -01
5	0.85564E+00	0.12580E+07	0.15319E+01	0.44773E+00	0.28661E -06	0.57668E -01
6	0.90981E+00	0.12620E+07	0.16432E+01	0.53020E+00	0.97679E -07	0.83727E -01
7	0.94538E+00	0.12644E+07	0.17449E+01	0.58866E+00	0.33974E -07	0.10956E+00
8	0.96676E+00	0.12657E+07	0.18329E+01	0.63031E+00	0.12653E -07	0.13344E+00
9	0.97948E+00	0.12665E+07	0.19096E+01	0.66153E+00	0.49356E -08	0.15534E+00
10	0.10000E+01	0.12677E+07	0.19751E+01	0.68521E+00	0.00000E+00	0.17481E+00
11	0.10000E+01	0.12677E+07	0.20313E+01	0.70368E+00	0.00000E+00	0.19205E+00
12	0.10000E+01	0.12677E+07	0.20808E+01	0.71872E+00	0.00000E+00	0.20759E+00
13	0.10000E+01	0.12677E+07	0.21247E+01	0.73120E+00	0.00000E+00	0.22167E+00
14	0.10000E+01	0.12677E+07	0.21641E+01	0.74176E+00	0.00000E+00	0.23448E+00
15	0.10000E+01	0.12677E+07	0.21997E+01	0.75085E+00	0.00000E+00	0.24622E+00
16	0.10000E+01	0.12677E+07	0.22327E+01	0.75893E+00	0.00000E+00	0.25725E+00
17	0.10000E+01	0.12677E+07	0.22634E+01	0.76613E+00	0.00000E+00	0.26760E+00
18	0.10000E+01	0.12677E+07	0.22921E+01	0.77261E+00	0.00000E+00	0.27732E+00
19	0.10000E+01	0.12677E+07	0.23197E+01	0.77867E+00	0.00000E+00	0.28680E+00
20	0.10000E+01	0.12677E+07	0.23465E+01	0.78433E+00	0.00000E+00	0.29602E+00
21	0.10000E+01	0.12677E+07	0.23725E+01	0.78967E+00	0.00000E+00	0.30503E+00
22	0.10000E+01	0.12677E+07	0.23988E+01	0.79491E+00	0.00000E+00	0.31419E+00
23	0.10000E+01	0.12677E+07	0.24238E+01	0.79976E+00	0.00000E+00	0.32296E+00
24	0.10000E+01	0.12677E+07	0.24454E+01	0.80383E+00	0.00000E+00	0.33054E+00
25	0.10000E+01	0.12677E+07	0.24618E+01	0.80686E+00	0.00000E+00	0.33633E+00
26	0.10000E+01	0.12677E+07	0.24686E+01	0.80809E+00	0.00000E+00	0.33871E+00

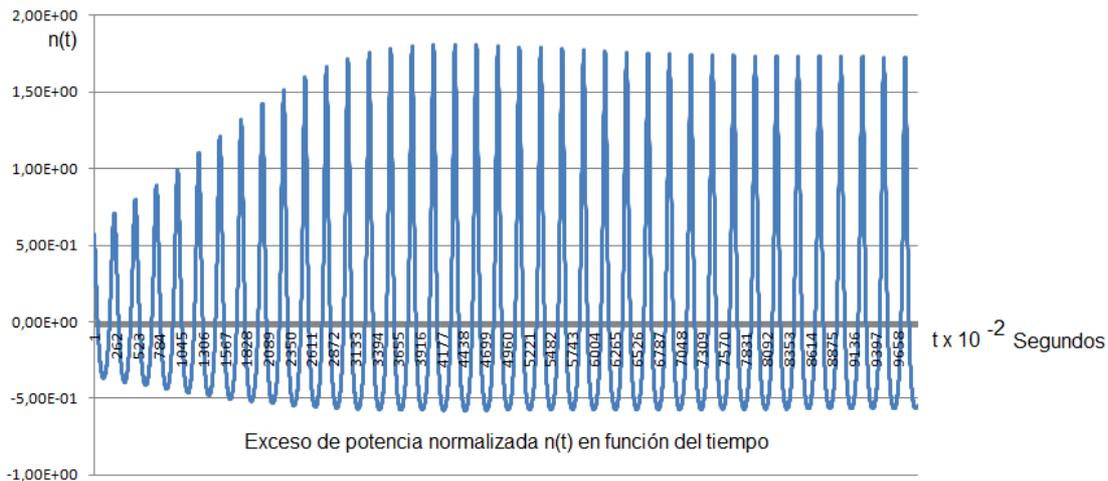


Figura 1 Desarrollo de un ciclo límite con el modelo de la central VY y condiciones del test de estabilidad 7N.

## 4. CONCLUSIONES

El desarrollo de un modelo de termo-hidráulica bifásica para el estudio de las inestabilidades en fase teniendo en cuenta los efectos espaciales a lo largo del canal y la ebullición sub-enfriada presenta la dificultad de tener que determinar el punto de inyección de la ebullición sub-enfriada y que las ecuaciones dinámicas son diferentes en la zona de ebullición sub-enfriada y en la zona de ebullición total. En la zona sub-enfriada al no estar el líquido saturado puede oscilar la entalpía del mismo, ahora bien si las oscilaciones son de pequeña amplitud la oscilación que se produce en la entalpía del líquido en los nodos sub-enfriados puede despreciarse. Sin embargo esto no puede hacerse si las oscilaciones de potencia presentan una gran amplitud.

Se observa que al aumentar el multiplicador de la reactividad aparecen oscilaciones en fase en el canal con una frecuencia entre 0.35 y 0.5 Hz dependiendo de las condiciones de contorno que se consideren.

Existen una serie de factores que influyen en el valor del multiplicador necesario para que se tengan condiciones de ciclo límite estos factores son:

- 1) el subenfriamiento de entrada, 2) las pérdidas en el lazo de recirculación, 3) Las pérdidas a la entrada del canal, 4) El gasto másico, 5) La potencia, 6) Las pérdidas en los espaciadores, 7) la distribución axial de potencia.

## AGRADECIMIENTOS

Los ponentes están agradecidos a Manuel Albendea por su apoyo.

## REFERENCIAS

A.B.Jones, D.G Digh "Hydrodynamic Stability of a Boiling Channel" Report KAPL-2290 (1963).

R.T.Lahey , F.J.Moody, “ The termal-hydraulics of Boiling Water Reactors”, Publicado por la ANS. (1993)

E. Lewis . “Nuclear Power Reactor Safety”. Ediado por John Willey(1977)

J.March-Leuba, D.G.Cacucci, R.B.Pérez, “Non Linear Dinamics and Stability of BWR Part 2, Quantitative Analysis”, Nuclear Science and Engineering 93, paginas 124-136 (1986).

J.L.Muñoz-Cobo, S.Chiva, A.Sekhri, “ A reduced order model of BWR dynamics with subcooled boiling and modal kinetics: application to out of phase oscillations”, Annals of Nuclear Energy, Vol 31, pags 1135-1162 (2004).

R.O.S.Prassad, J.B.Doshi, K.Iyer, “ A numerical Investigation pf Nuclear Coupled Density Wave Oscillations”, Nucl.Eng.Design 154, pagina 381-396 (1995)

P.J.Otaduy, “Modeling of the dynamic behavior of large BWR cores”. PhD Thesis University of Florida (1979)

S.Z.Rouhani, E.Axelson. “Calculation of void fraction volume in sub-cooled and quality boiling region” Int. Journal of Heat and Mass Transfer 13, pags383-393 (1970)