

Universidad Nacional de Ingeniería

PROGRAMA ACADÉMICO ESCUELA

DE GRADUADOS



“ Modelo Matemático para el Cálculo de Transitorios
Termohidráulicos en un Reactor
Nuclear de Tipo Piscina ”

T E S I S

Para optar el Grado de Magister en Ciencias, Mención

ENERGIA NUCLEAR

—————:0:—————

PRESENTADA POR;

LUIS HUMBERTO VILLANUEVA VIDAL

LIMA • PERU • 1982

INDICE

Pág.

INDICE

NOMENCLATURA

1. INTRODUCCION

1.1. Generalidades	1
1.2. Consideraciones Generales	1
1.3. Descripción de los Accidentes Termohidráulicos considerados	
1.3.1. Descripción Esquemática de un Reactor Nuclear del Tipo Piscina	4
1.3.2. Descripción del Accidente de Pérdida del Caudal de Refrigeración.	7
1.3.3. Descripción del Accidente de Pérdida del Refrigerante	10

2. ACCIDENTE DE PERDIDA DEL CAUDAL DE REFRIGERACION

2.1. Fundamento Teórico

2.1.1. Ecuaciones de la Transferencia de Calor	
2.1.1.1. Modelo de la Placa Combustible	12
2.1.1.2. Modelo del Refrigerante	13
2.1.1.3. Temperatura de la Placa Combustible en los extremos no activos.	15
2.1.1.4. Distribución del Calor Generado	16
2.1.1.5. Cálculo del Estado Estacionario	17
2.1.2. Coeficiente de Convección	
2.1.2.1. Régimen Laminar	18
2.1.2.2. Régimen de Transición	18

	<u>Pág.</u>
2.1.2.3. Régimen Turbulento	19
2.1.2.4. Régimen de Convección Natural	19
2.1.3. Generación de Potencia	20
2.1.4. Evolución del Caudal de Refrigeración	21
2.1.5. Apertura de la clapeta e inversión del flujo	23
2.1.6. Pérdidas de carga	25
2.1.7. Solución Numérica de las Ecuaciones	26
2.2. Ejemplo de Cálculo	
2.2.1. Generalidades	29
2.2.2. Datos para el cálculo de la potencia residual	30
2.2.3. Datos de tipo geométrico	30
2.2.4. Datos Termodinámicos	31
2.2.5. Datos para el cálculo de la evolución del caudal y la inversión del flujo.	32
2.2.6. Datos generales, del Cálculo Numérico y de Control de Impresión.	33
2.3. Resultados	34
2.4. Observaciones y Conclusiones	45
3. ACCIDENTE DE PERDIDA DEL REFRIGERANTE	
3.1. Fundamento Teórico	
3.1.1. Ecuaciones de Transferencia de Calor	
3.1.1.1. Modelo de la Placa Combustible	47
3.1.1.2. Modelo para el Refrigerante	48
3.1.1.3. Temperatura de la placa combustible en los extremos no activos.	51

	<u>Pág.</u>
3.1.1.4. Distribución del calor generado	53
3.1.1.5. Cálculo del Estado Estacionario	53
3.1.2. Coeficientes de Convección y Grado Reducido de Radiación Integral.	
3.1.2.1. Coeficiente en convección natural en agua subenfriada.	53
3.1.2.2. Coeficiente en convección natural en agua en ebullición subenfriada y saturada.	54
3.1.2.3. Coeficiente de convección natural en aire	55
3.1.2.4. Coeficiente de convección en flujo laminar de vapor.	56
3.1.2.5. Grado reducido de radiación integral	57
3.1.3. Generación de Potencia	57
3.1.4. Evolución del caudal de refrigeración	58
3.1.5. Descenso del nivel del líquido en la piscina	58
3.1.6. Cálculo del flujo de vapor generado	62
3.1.7. Solución numérica de las ecuaciones diferenciales	65
3.2. Ejemplo de cálculo.	
3.2.1. Generalidades	69
3.2.2. Datos para el cálculo de la potencia residual	69
3.2.3. Datos de tipo geométrico	69
3.2.4. Datos termodinámicos	70
3.2.5. Datos para el cálculo de la evolución del caudal y la inversión del flujo.	70

	Pág.
3.2.6. Datos generales de cálculo numérico y de control de impresión.	70
3.3. Resultados	72
3.4. Observaciones y Conclusiones	88
4. OBSERVACIONES Y CONCLUSIONES GENERALES	91
ANEXO A . Referencias Bibliográficas	
ANEXO B . Solución de las ecuaciones de la cinética puntual . Programa de cómputo y salida de resultados	
ANEXO C. Cálculo del caudal de refrigeración luego de la apertura de la clapeta.	
ANEXO D. Sistema de refrigeración de emergencia por rociado.	
ANEXO E. Fórmulas empleadas en la evaluación de las propiedades.	
ANEXO F. Arbol de Fallas	
ANEXO G. Programa de cómputo principal y ejemplo de salida de resultados.	

SIMBOLOGIA

A	área o sección transversal, m^2 término definido en la ecuación (2.18), adimensional término definido en la ecuación (2.41), adimensional
AA	relación entre el área de la sección transversal de la piscina y el área de la sección transversal del tubo tangencial de irradiación, adimensional
A_p	área total de paso del refrigerante en la zona de las placas combustibles, m^2
AR	ahorro por reflector, m
b	ancho de la placa combustible, m
b^*	ancho equivalente, m
B	término definido en la ecuación (2.41), adimensional
C	concentración de los precursores de los neutrones retardados, W
C_f	calor específico promedio de la placa combustible, $J/kg - ^\circ C$
C_p	calor específico del refrigerante, $J/kg - ^\circ C$
D	diámetro hidráulico, m.
e	distancia horizontal entre las placas combustibles, m
f	factor de fricción, adimensional
FP	factor de pico, adimensional
g	aceleración de la gravedad, m/s^2
h	entalpía termodinámica, J/kg
H	coeficiente de convección, $W/m^2 - ^\circ C$ altura manométrica de la bomba hidráulica, m
\bar{H}	coeficiente de convección promedio, $W/m^2 - ^\circ C$
I	momento de inercia, m^4
K	conductividad térmica del refrigerante, $W/m - ^\circ C$ factor de multiplicación de los neutrones en el núcleo, adimensional

	constante de pérdidas de carga de tipo secundario , adimensional
K_f	conductividad térmica de la placa combustible, $W/m - ^\circ C$
K_r	conductividad térmica de la zona inactiva de la placa combustible, $W/m - ^\circ C$
l	tiempo entre generaciones de neutrones prontos, S
L	longitud de la zona activa de la placa combustible, m
L_t	longitud total de la placa combustible, m
L'	longitud extrapolada del núcleo del reactor, m
ΔL	longitud del extremo inactivo de la placa combustible, m
	longitud de tramo de un circuito hidráulico, m
	longitud desde el nivel del líquido en el canal y la boca del canal, m
m	masa, kg
m_f	relación entre momentos torsores de fricción y del fluido, adimensional
\dot{m}	flujo másico, kg/s
\dot{m}_v	flujo másico del vapor en la interfase líquido-vapor, kg/s
M	momento torsor, $m-N$
	término definido en la ecuación (2.8), m^{-1}
M_B	momento torsor resistente del fluido , $m -N$
M_f	momento torsor resistente por fricción, $m-N$
M_m	momento torsor de accionamiento, $m -N$
M_r	momento torsor resistente total, $m - N$
N	número de puntos de cálculo a lo largo de la placa combustible, adimensional
N^*	punto en el que se asume ubicación del nivel del líquido en el canal, adimensional
p	presión, N/m^2
Δp_c	pérdidas de presión en circuito hidráulico, N/m^2
P	potencia generada en la placa combustible, W
P_n	potencia residual neutrónica, W

P_v potencia de generación de vapor, W

$P(\alpha + \beta)$ potencia residual de los productos de fisión, W

q calor generado, W

q' calor generado por unidad de longitud, W/m

Q caudal, m³/s

caudal por unidad de ancho, m³/s - m

r_t radio de la sección transversal del tubo tangencial, m

R efecto del reflector, ecuación (2.10), adimensional

t tiempo, s

t_{final} tiempo final de cálculo, s

Δt_r retardo del scram por remanencia magnética de electroimanes, s

Δt_{sc} tiempo de retardo del scram en accidente no causado por sismo, s

T temperatura del refrigerante, °C

temperatura promedio del refrigerante estancado, °C

T_{fus} temperatura de fusión de la vaina, °C

T_{sat} temperatura de saturación del refrigerante, °C

T_{∞} temperatura promedio del refrigerante en la zona inactiva de la placa combustible, °C

diferencia de temperaturas, °C

U energía interna termodinámica, J/kg

v volumen específico, m³/kg

V velocidad del refrigerante, m/s

V_{ap} velocidad de apertura de la clapeta, m/s

z coordenada en la dirección longitudinal de la placa combustible, m

Z_l distancia desde el centro de la placa combustible al nivel del líquido en la piscina, m.

Z_{sc} distancia desde el centro de la placa combustible al punto de ubicación del sensor

	que ordena scram y corte de bombas, m
Z_0	distancia desde el centro de la placa hasta el nivel inicial de la piscina, m
Z_{nu}	distancia desde el centro de la placa combustible a la boca del núcleo, m
Z_{sif}	distancia desde el centro de la placa combustible a la curvatura del rompimiento, m
α	ángulo, adimensional
β	coeficiente de dilatación cúbica, $^{\circ}\text{C}^{-1}$
	fracción de neutrones retardados, adimensional
δ	peso específico, N/m^3
δ	espesor de la placa combustible, m
ϵ	rugosidad absoluta, m
	grado reducido de radiación integral, adimensional
ϵ_p	emisividad de la placa combustible, adimensional
η_i	eficiencia interna de la bomba hidráulica, adimensional
θ	temperatura de la placa combustible, $^{\circ}\text{C}$
λ	constante de decaimiento de los precursores de los neutrones retardados, s^{-1}
μ	viscosidad dinámica, $\text{kg}/\text{m}\cdot\text{s}$
μ_s	viscosidad dinámica evaluada a la temperatura de la placa combustible, $\text{kg}/\text{m}\cdot\text{s}$
ν	viscosidad cinemática, m^2/s
	relación de velocidades angulares, adimensional
π	3.14159
ρ	densidad del agua, del vapor, kg/m^3
	reactividad, adimensional
ρ_f	densidad de la placa combustible, kg/m^3
σ	constante de Stephan-Boltzman
\varnothing	flujo de calor por convección y por unidad de área, W/m^2
\varnothing_R	flujo de calor por radiación por unidad de área, W/m^2

w velocidad angular de rotación, s^{-1}

SUBINDICES

e	entrada o aguas arriba
i	término de u na serie
l	líquido saturado
o	estado inicial o estacionario
s	salida
v	vapor
fg	evaporación

NUMEROS ADIMENSIONALES

Número de Grashof, $Gr = \beta g L^3 \Delta T / \nu^2$

Número de Grashof, $Gr_e = \beta g e^3 \Delta T / \nu^2$

Número de Nusselt, $Nu = HC_p / K$

Número de Prandtl, $Pr = C_p \mu / K$

Número de Reynolds, $Re = VD / \nu$

I. INTRODUCCION

I.1. GENERALIDADES

Desde el punto de vista de la seguridad de un reactor nuclear, es de primera importancia conocer como van a evolucionar los parámetros fundamentales del reactor cuando se presenten situaciones anormales, como es el caso de los estados transitorios producidos por la interrupción del suministro de energía eléctrica a los motores de las bombas del circuito primario, y la rotura del tubo tangencial de irradiación (figura 1.a).

Como es conocido, una gran parte de los productos de fisión son radioactivos. La vaina (figura 1.c) cumple la función de evitar el escape de estos productos de la zona del meta (figura 1. c). Si la vaina alcanzara la temperatura de fusión, se produciría la fuga en gran escala de los mencionados productos. De lo anterior se desprende que la temperatura de la vaina constituye un parámetro crítico cuyo seguimiento reviste vital importancia.

El presente trabajo trata de dos accidentes : el accidente producido por la parada de las bombas del circuito primario, que es un accidente de pérdida del caudal de refrigeración, y el de rotura del tubo tangencial de irradiación, el cual conduce a la pérdida del refrigerante en la mitad superior de los elementos combustibles.

Se ha desarrollado un programa de cómputo que simula estos dos accidentes a partir del estado estacionario, en el cual el reactor está en criticidad, y va siguiendo la evolución de los parámetros fundamentales del reactor, como por ejemplo : la temperatura de las placas combustibles y del refrigerante, conforme transcurre el tiempo a partir del inicio del accidente.

I.2. CONSIDERACIONES GENERALES

Para las condiciones de Lima se estima que la frecuencia de ocurrencia del corte del suministro de energía eléctrica es de 2 a 3 veces al año. De lo que se desprende la necesidad de tomar las medidas apropiadas con la finalidad de mitigar sus consecuencias. Una de estas

medidas aplicable a los reactores de tipo piscina es acoplar a los ejes de las bombas volantes de inercia que retarden la rapidez de la caída del caudal de refrigeración. Con el programa de cómputo desarrollado se puede evaluar si las volantes cumplirán sus objetivos satisfactoriamente.

En el anexo F se presenta el árbol de fallas del accidente de pérdida del refrigerante, en donde se establece la escasa probabilidad de ocurrencia del mismo.

En el accidente de pérdida del refrigerante, al producirse el descubrimiento de las placas combustibles, dependiendo de la potencia de funcionamiento del reactor, puede producirse la fusión de las placas combustibles. En el caso de requerirse un sistema adicional de refrigeración de emergencia, con la finalidad de evitar la fusión, una alternativa a considerar es un sistema de rociado (spray).

Las características generales del modelo utilizado, para la simulación de los accidentes considerados en una computadora digital, son las siguientes :

- a. Para la placa combustible se emplea un modelo global- unidimensional-temporal, con conducción longitudinal de calor.
- b. En el refrigerante el modelo es global- unidimensional-temporal
- c. La potencia residual generada es separada en dos componentes, la potencia neutrónica y la potencia residual de los productos de fisión. La potencia neutrónica, que es directamente proporcional al flujo neutrónico, es evaluada mediante el modelo de la cinética puntual a 6 grupos de neutrones retardados. Para el cálculo de la potencia residual de los productos de fisión es factible utilizar una fórmula, como por ejemplo la fórmula de Weills - Untermeyer(1), o utilizar los resultados de un programa de cómputo especial.
- d. Los regímenes de flujo que se consideran son los siguientes : convección forzada y con

vección natural en fase líquida, y para el accidente de pérdida del refrigerante se consideran adicionalmente la convección natural en aire, y la ebullición nucleada subsaturada y saturada.

- e. Los parámetros principales, cuya evolución es calculada por el programa de cómputo, son los siguientes:
- temperatura de la placa combustible, en cada intervalo de tiempo y en cada punto de cálculo a lo largo de la placa combustible;
 - temperatura del refrigerante, en cada intervalo de tiempo y para cada punto a lo largo del canal de refrigeración;
 - potencia generada por unidad de longitud, a lo largo de la placa combustible;
 - velocidad del refrigerante en el canal;
 - coeficiente de convección;
 - flujo de calor en la interfase placa-refrigerante.

En accidentes en los cuales la influencia del circuito secundario durante todo el estado transitorio no es determinante, como es el caso de los considerados en el presente trabajo, los modelos que se han utilizado para la placa combustible y para el refrigerante resultan adecuados, en virtud del orden de aproximación que tienen las fórmulas para el cálculo de los coeficientes de convección. Utilizando los modelos mencionados, en elementos combustibles formados por placas, en (2), (3) y (4) se han obtenido resultados aceptables con relación a los experimentales.

El modelo cinético puntual es suficientemente aproximado para su utilización en la predicción de la evolución de la potencia neutrónica en los dos accidentes considerados en el presente trabajo.

Conforme se muestra en las figuras 1.a y 1.b, el circuito primario de refrigeración está compuesto por los siguientes componentes :

- el núcleo del reactor;
- los tanques de decaimiento;
- las bombas hidráulicas ;
- los intercambiadores de calor;
- el sistema de tuberías.

En operación normal, el refrigerante ingresa por la parte superior del núcleo y recorre en dirección descendente los canales de refrigeración del núcleo. Las tuberías de salida del núcleo conducen al fluido calentado hacia los tanques de decaimiento. Debido a la considerable sección transversal de los tanques, el refrigerante requiere un significativo tiempo para atravesarlos, dando tiempo para que se produzca el decaimiento a bajos niveles de radiación del $N16$.

Las bombas centrífugas tienen la función de proporcionar al fluido la energía necesaria para vencer las diferentes pérdidas de carga del circuito.

En los intercambiadores de calor, la energía que recibió el fluido del circuito primario a su paso por el núcleo, es transferida al fluido del circuito secundario.

Una vez que el refrigerante ha pasado por los intercambiadores de calor, retorna al tanque principal o piscina. Esta descarga en la piscina se realiza a través de un tubo difusor. La finalidad del difusor es reducir la turbulencia que provoca la descarga del fluido.

El tubo rompe sifón tiene la finalidad descrita por su nombre. De esta forma se evita el vaciado de la piscina en el caso de producirse una rotura de la tubería del circuito primario en la zona comprendida entre la entrada al tanque de decaimiento y la salida de los intercambiadores de calor.

La clapeta tiene la función de facilitar el establecimiento de la convección natural

con flujo invertido en dirección ascendente a través del núcleo. La clapeta se abre, por diferencia de presiones, cuando la velocidad de circulación del fluido ha descendido hasta un determinado valor de diseño.

Las barras de control al introducirse en el núcleo ponen subcrítico al reactor y se inicia el descenso de la potencia de generación.

Cada elemento combustible (figura 1.C) está constituido por un conjunto de placas combustibles colocadas en paralelo.

1.3.2. DESCRIPCIÓN DEL ACCIDENTE DE PERDIDA DEL CAUDAL DE REFRIGERACIÓN

En forma resumida este accidente puede describirse de la siguiente forma :

- El estado transitorio se inicia con el corte de la energía eléctrica a los motores de las bombas del circuito primario. El torque de accionamiento del motor eléctrico se desvanece rápidamente y consecuentemente el caudal de refrigeración inicia su caída;
- Simultáneamente, al interrumpirse la energía eléctrica y luego de un corto retardo producido por la inercia magnética de los electroimanes que las sostienen, las barras de control caen y se inicia el descenso de la potencia de generación de calor;
- En la siguiente figura se representa esquemáticamente la tendencia de variación de la potencia generada en el reactor ;

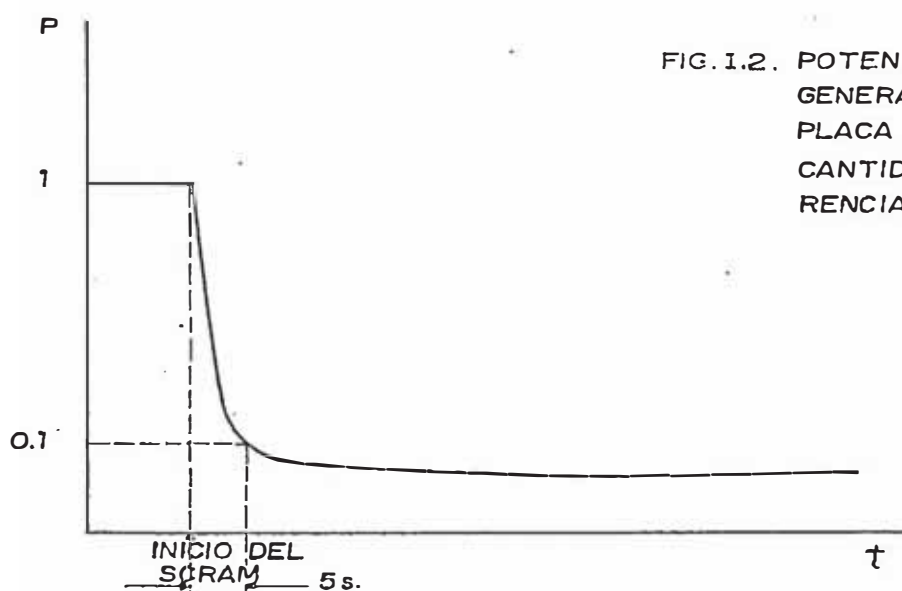
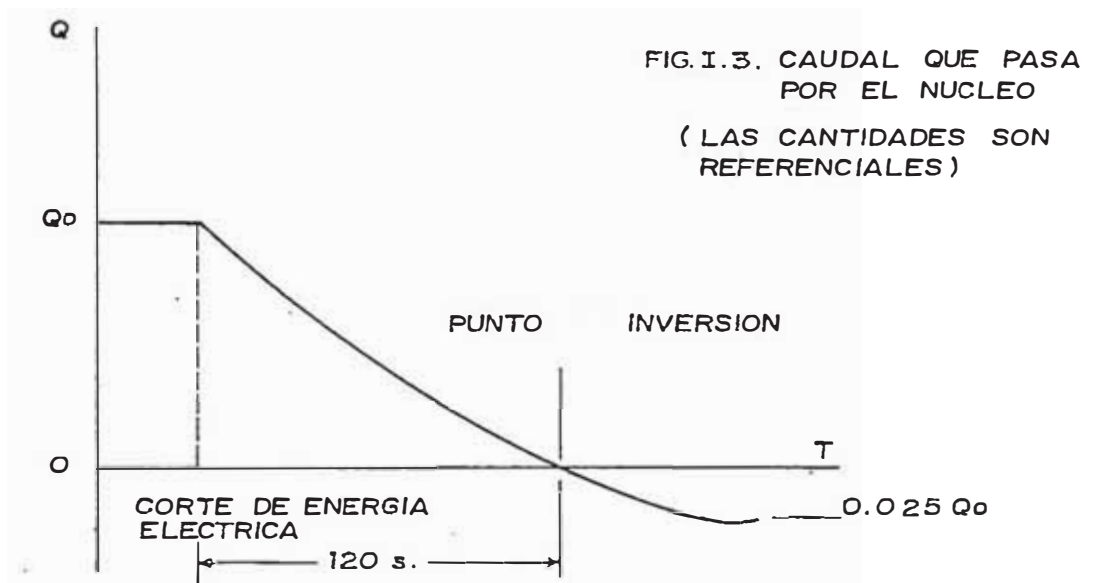
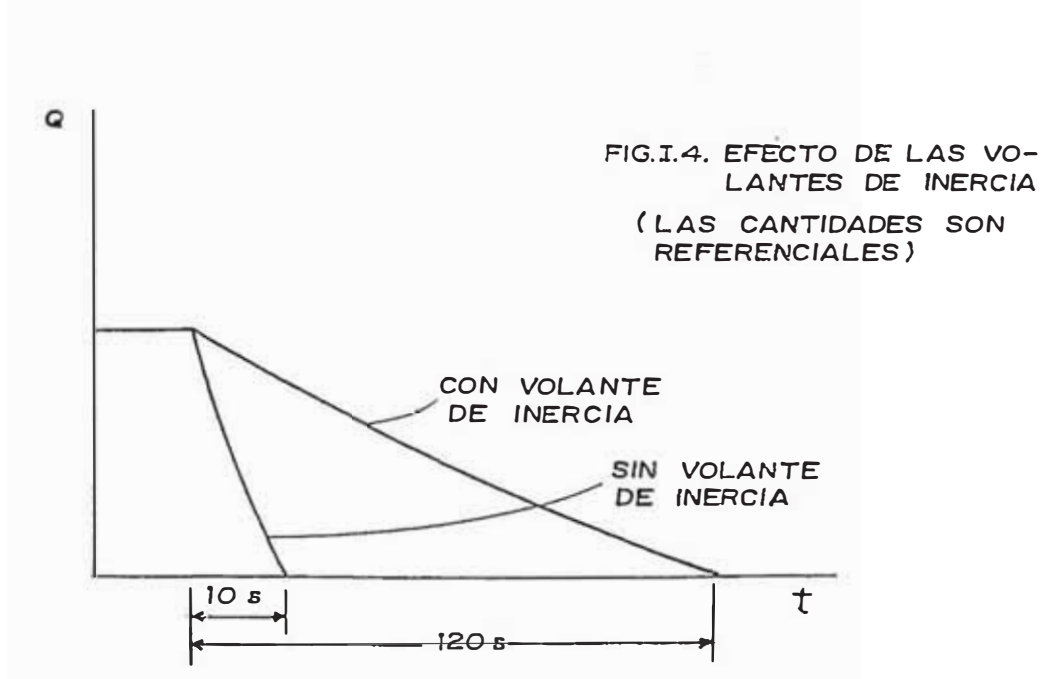


FIG. 1.2. POTENCIA RESIDUAL GENERADA EN UNA PLACA COMBUSTIBLE (LAS CANTIDADES SON REFERENCIALES)

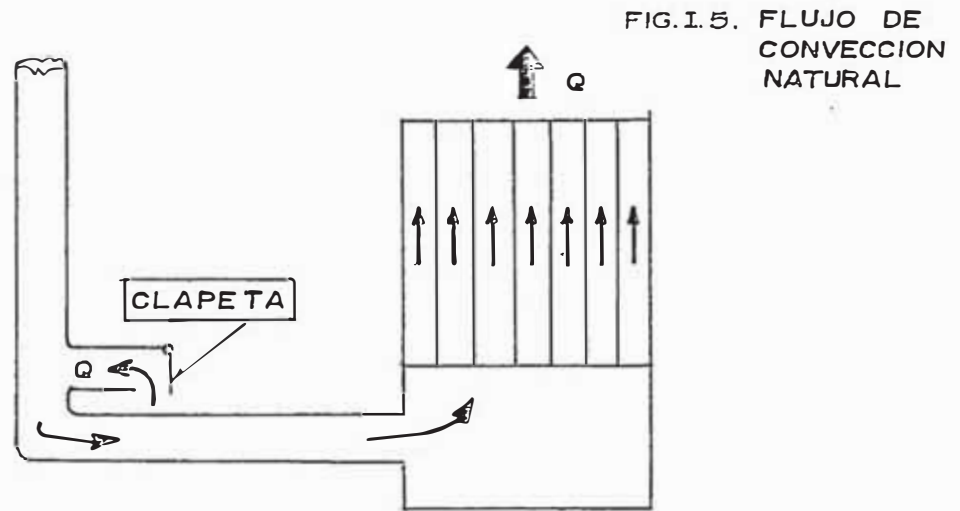
- d. Tanto la potencia de generación de calor como el caudal de refrigeración continúan descendiendo. Cuando la velocidad de circulación del fluido ha descendido hasta un determinado valor, las clapetas se abren para facilitar el establecimiento de la convección natural;
- e. Al abrirse la clapeta se acelera el descenso del caudal hasta que se produce la inversión del flujo, estableciéndose un flujo de dirección ascendente y de convección natural. En la siguiente figura se representa esquemáticamente la variación del caudal que pasa por el núcleo del reactor;



- f. En la siguiente figura se muestra el efecto de la volante de inercia, acoplada al eje de la bomba, sobre la caída del caudal ;



- g. En los reactores del tipo piscina, es posible disipar por convección natural un flujo de calor del orden de $6W/cm^2$, en el canal térmicamente más cargado. En la siguiente figura se esquematiza el flujo de convección natural,



De acuerdo con resultados experimentales, la temperatura de la vaina, de la placa combustible, varía de la forma indicada en la siguiente figura ;

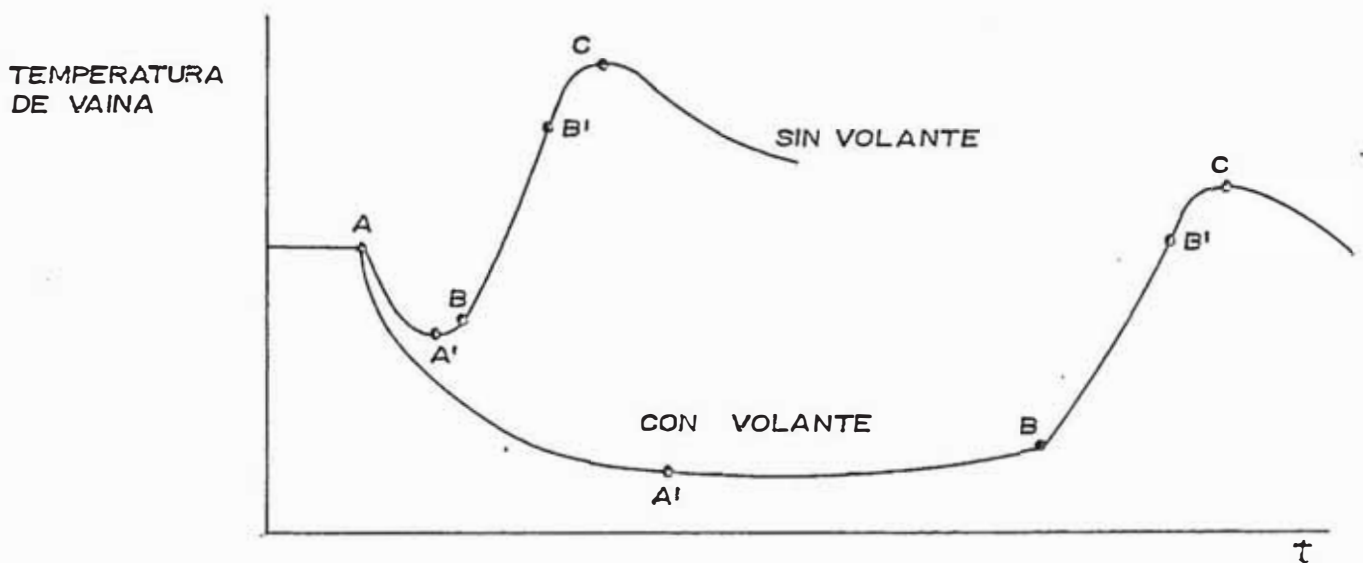


FIG. I. 6 VARIACION DE LA TEMPERATURA DE LA PARED

- A INICIO DEL TRANSITORIO
- B APERTURA DE LA CLAPETA
- B' INVERSION DEL FLUJO
- C PUNTO DE TEMPERATURA MAXIMA

A grandes rasgos y en términos cualitativos, el proceso mostrado en la figura I.6 , es el siguiente :

- De A a A' el descenso de la potencia generada influye mayormente que el descenso del caudal de refrigeración, el cual a su vez determina la disminución del coeficiente de transferencia de calor.
La temperatura de la placa desciende;
- En A' se convierte la tendencia . De A' a B la disminución del coeficiente de transferencia de calor producida por la caída del caudal pasa a ser más importante. La potencia de generación disminuye lentamente , y la temperatura de la placa aumenta;
- En B se abre la clapeta. La disminución del caudal se acelera y por consiguiente la temperatura de la placa sube con mayor rapidez.
- En B' la velocidad de circulación del refrigerante entre las placas combustibles se hace cero. El flujo invertido se acelera, como consecuencia del recalentamiento del fluido entre placas que incrementa la fuerza ascensional. En este punto la velocidad de incremento de la temperatura comienza a disminuir debido al aumento del caudal de refrigeración de convección natural;
- En C se alcanza la temperatura máxima . En este punto el calor generado se ha hecho igual al calor transmitido al refrigerante. En adelante la temperatura de la placa disminuye.
- Para el dimensionamiento de la volante de inercia es factible adoptar el criterio de evitar, en todo el proceso , la ebullición local o subenfriada del refrigerante. Esto da un buen margen de seguridad con respecto al quemado de la placa combustible (burn-out)

I.3.3. DESCRIPCION DEL ACCIDENTE DE PERDIDA DEL REFRIGERANTE

Un resumen de los eventos que se producen, en términos generales, en el accidente de pérdida del refrigerante es el siguiente :

- a. Rotura del tubo tangencial y falla de las válvulas de cierre ubicadas en los extremos del tubo. De no producirse la falla de las válvulas, el accidente no traería mayores

consecuencias y se desarrollaría de manera similar al de pérdida de caudal. Como probables causas de la rotura del tubo tenemos las siguientes:

- Caída de un objeto pesado desde la parte superior o boca de la piscina, durante una maniobra antirreglamentaria del personal de operación o de mantenimiento. El objeto debe colisionar con el tubo para que se produzca la rotura.
- Sismo de gran magnitud que provoque la rotura del tubo.

De esta forma se inicia el descenso del nivel del líquido en el tanque principal o piscina.

- b. Si el accidente fue causado por un sismo de gran magnitud, inmediatamente se produce la caída de las barras de control.

Si la causa es otra, el scram o caída de barras se produce posteriormente, al alcanzar el nivel de la piscina un punto determinado en el que se encuentra un sensor - que dará la orden de scram.

Al caer las barras se inicia la disminución de la potencia generada;

- c. Al alcanzar el nivel del líquido en la piscina un determinado punto (el punto ya mencionado en b) La lógica de scram del sistema da la orden de corte de las bombas. Esto da inicio al proceso de disminución del caudal de refrigeración;
- d. El estado transitorio continúa en forma similar al accidente de pérdida del caudal de refrigeración, con el nivel del líquido en la piscina descendiendo;
- e. El nivel del líquido en la piscina desciende hasta la altura de la parte superior del núcleo, o boca del núcleo; se produce el estancamiento del agua entre las placas combustibles;
- f. El agua estancada eleva su temperatura hasta que se da inicio a la ebullición másica. Mientras tanto el nivel continúa descendiendo. Antes de la ebullición másica es muy probable que se presente la ebullición subenfriada. Cuando se ha alcanzado la temperatura de saturación en el fluido, se da inicio a la producción neta de vapor.

- g. Continúa el proceso con agua en ebullición y vapor emergiendo por la parte superior del núcleo.

Las consecuencias de este accidente dependen grandemente de la rapidez con que desciende el nivel del agua en la piscina. Si al momento de iniciarse el descubrimiento del núcleo se refrigera las placas combustibles con un sistema de rociado de partículas líquidas es factible evitar la fusión de las vainas. El cálculo del flujo de rociado para el caso del ejemplo numérico, se efectúa en el anexo D.

II. ACCIDENTE DE PERDIDA DEL CAUDAL DE REFRIGERACION

II.1. FUNDAMENTO TEORICO

II.1.1. ECUACIONES DE LA TRANSFERENCIA DE CALOR

II.1.1.1. MODELO PARA LA PLACA COMBUSTIBLE

En el modelo empleado se considera que el gradiente de temperatura en la sección transversal de la placa combustible no es importante. Esto se justifica, en el presente caso, por que el calor generado por unidad de volumen decrece durante todo el transitorio a partir de un valor moderado, además el espesor de la placa es pequeño. Por lo anterior, es posible trabajar con una temperatura promedio en la sección transversal. De igual manera, todas las propiedades físicas o térmicas, involucradas en los cálculos, se consideran constantes en la sección transversal, haciendo un balance de la composición de los componentes, vaina y meat. El calor generado se asume constante en la sección transversal, y de variación cosenoidal en la dirección axial o longitudinal de la placa.

Aún cuando en este accidente la conducción de calor en la dirección axial es despreciable, se la ha considerado. De acuerdo con la siguiente figura, en el volumen diferencial de la placa combustible se establece el siguiente balance de energía:

$$\text{CALOR GENERADO} + \text{CALOR QUE INGRESA POR CONDUCCION} = \Delta \text{ENERGIA INTERNA} + \text{CALOR QUE EGRESA POR CONDUCCION} + \text{CALOR POR CONVECCION}$$

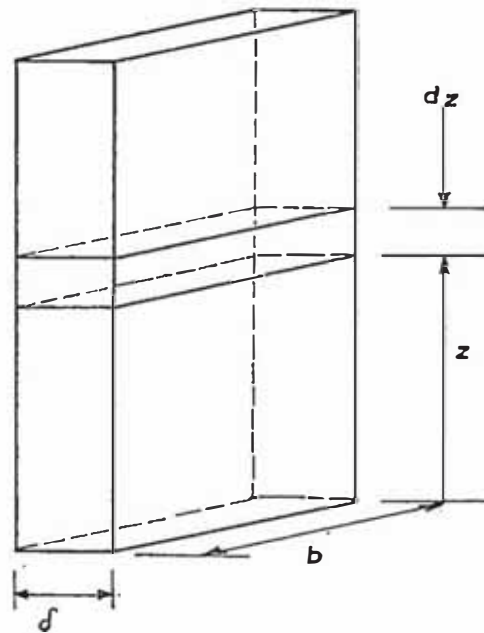


FIG. II. 1.

PLACA COMBUSTIBLE

expresando la ecuación anterior en términos matemáticos tenemos la siguiente :

$$q - K_f \int b \frac{\partial \theta}{\partial z} = dm C_f \frac{\partial \theta}{\partial t} - K_f \int b \frac{\partial \theta}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left(-K_f \int b \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) dz + 2 b dz H (\theta - T) \quad (2.1)$$

Por otro lado tenemos : $dm = \int_f \int b dz$ y $q = q' dz$

si asumimos la conductividad de la placa constante a lo largo de la placa obtenemos la siguiente ecuación :

$$K_f \int b \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} = \int_f \int b C_f \frac{\partial \theta}{\partial t} + 2 b H (\theta - T) - q' \quad (2.2)$$

La ecuación anterior debe modificarse , para considerar la variación de la conductividad cuando se va a calcular los puntos extremos de la zona activa de las placas que están en contacto directo con la zona inactiva que posee diferente conductividad térmica.

II.1.1.2. MODELO DEL REFRIGERANTE

En el modelo empleado se asume despreciable la conducción de calor a lo largo del canal en comparación al transporte de energía por el fluido en movimiento. Se considera una temperatura promedio en cada sección transversal del canal. Aunque en realidad hay un bajo porcentaje de generación de calor en el seno del fluido , conservadoramente se ha asumido que todo el calor se genera en la placa combustible. De acuerdo con la siguiente

figura, se establece el balance de energía (1ra. ley de la termodinámica) ;

ENTALPIA QUE INGRESA + FLUJO DE CALOR POR CONVECCION DE LAS PLACAS = VARIACION DE LA ENERGIA INTERNA EN EL VOLUMEN DE CONTROL + ENTALPIA QUE EGRESA DEL VOLUMEN DE CONTROL.

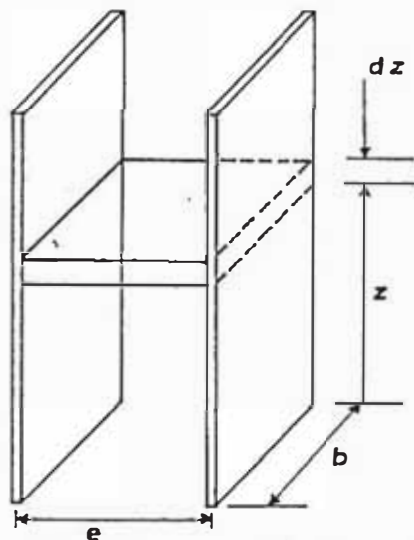


FIG. II. 2 ELEMENTO DIFERENCIAL DE VOLUMEN DE CONTROL DEL REFRIGERANTE

Expresando la ecuación anterior en términos matemáticos obtenemos la siguiente:

$$\dot{m}_i h_i + 2 b dz \phi = \int b e dz \frac{\partial U}{\partial t} + \dot{m}_i h_i + \frac{\partial}{\partial z} \dot{m} h dz \quad (2.3)$$

A su vez tenemos la siguiente expresión :

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \frac{\partial H}{\partial t} - v \frac{\partial p}{\partial t} - p \frac{\partial v}{\partial t} \quad (2.4)$$

Por otro lado, la ecuación de la continuidad para el modelo empleado (ecuación 3.3) establece la relación siguiente :

$$\frac{\partial \dot{m}}{\partial z} = - \frac{b e}{v^2} \frac{\partial v}{\partial t} \quad (2.5)$$

En el rango de las bajas velocidades, como es nuestro caso, los términos $\frac{\partial p}{\partial z}$ y $\frac{\partial v}{\partial t}$ continúan muy poco en el balance de energía (2.3). De ahí que podamos simplificar y obtener :

$$\dot{m} \frac{\partial h}{\partial z} = 2 b \phi - \int b e \frac{\partial h}{\partial t} \quad (2.6)$$

En el caso del accidente de pérdida del caudal, en el cual se espera que el refrigerante permanezca en estado líquido durante todo el proceso, por condición de diseño

la ecuación (2.6) puede expresarse de la siguiente forma :

$$\rho b e v c_p \frac{\partial T}{\partial z} = 2 b \dot{q} - \rho b e c_p \frac{\partial T}{\partial t} \quad (2.7)$$

En la solución de esta ecuación se toman constantes los valores de la densidad y el calor específico.

II.1.1.3. TEMPERATURA DE LA PLACA COMBUSTIBLE EN LOS EXTREMOS INACTIVOS

La solución numérica de la ecuación (2.2) requiere del conocimiento de la temperatura de la placa en los puntos adyacentes a los extremos de la parte activa de la placa combustible. A diferencia de la zona activa, en la zona inactiva no hay generación de calor. Una manera simple de resolver este problema sin error trascendente, es considerar estos extremos inactivos como superficies extendidas, como se muestra en la siguiente figura,

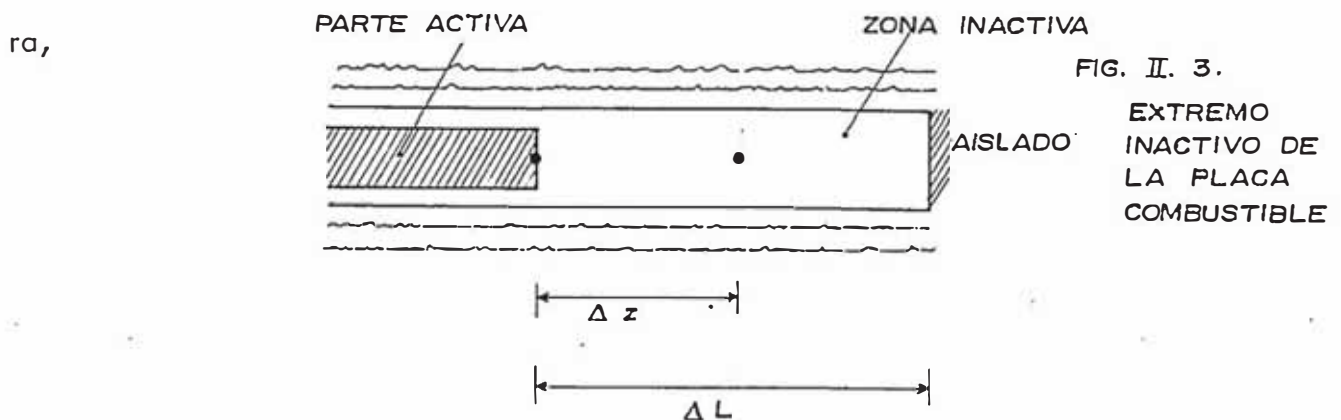


FIG. II. 3.

EXTREMO
INACTIVO DE
LA PLACA
COMBUSTIBLE

Se simplifica el cálculo si se asume el extremo aislado, lo que en realidad es una aproximación aceptable, si se tiene en cuenta que el calor transferido por las superficies laterales es notablemente mayor que el transferido por este extremo. De acuerdo con (6) tenemos la siguiente expresión :

$$\frac{\theta(L + \Delta z) - T_{\infty}}{\theta(L) - T_{\infty}} = \frac{\cosh [M(\Delta L - \Delta z)]}{\cosh [M \Delta L]} \quad (2.8)$$

donde :

T_{∞} es la temperatura promedio del fluido en ΔL

$$M = \sqrt{\frac{2 \bar{H}}{k_f \delta}} \quad , \text{ donde } \bar{H} \text{ es el coeficiente de transferencia de calor promedio en } \Delta L$$

Tal como se ha presentado la ecuación (2.8) es válida para el caso del extremo superior de la placa combustible, pero puede valer para el extremo inferior si se reemplaza $\theta (L + \Delta z)$ por $\theta (- \Delta z)$ y $\theta (L)$ por $\theta (0)$. Dada la aproximación aceptada para el caso del accidente de pérdida del caudal de refrigeración, se ha tomado T_{oo} como $T(L)$ y $T(o)$ en cada extremo respectivamente y por H se han tomado $H(L)$ y $H(o)$ respectivamente.

II.1.1.4. DISTRIBUCION DEL CALOR GENERADO

La distribución del calor generado en la dirección axial o longitudinal de las placas combustibles se ha asumido de forma cosenoidal. Esta distribución es la que tiene el flujo neutrónico en un reactor homogéneo desnudo. Aún cuando las barras de control deforman esta distribución, asumir la forma cosenoidal es una aceptable aproximación.

Si consideramos que la potencia generada por el decaimiento de los productos de fisión es proporcional a la acumulación de estos productos, y estos se distribuyen a lo largo de la placa combustible, aproximadamente, siguiendo la tendencia de variación del flujo neutrónico que les da origen, entonces para nuestro caso podemos asumir que la distribución cosenoidal del calor generado se mantiene durante todo el transitorio. Un comentario adicional al respecto, se hace, con relación al accidente de pérdida del refrigerante, posteriormente.

En base a lo antes mencionado, asumimos la separabilidad de las variables espacial y temporal. La siguiente expresión nos da el calor generado en la posición \bar{z} y en el tiempo t :

$$q' (t, z) = \frac{R P (t)}{\text{Sen} R L} \text{Cos} \left[\frac{2R}{L} (z - L/2) \right] \quad (2.9)$$

donde $P (t)$ es la potencia generada en toda la placa combustible en el tiempo t y R es un término definido de la manera siguiente,

$$R = \frac{\pi L}{2L'} \quad ; \text{donde } L' = L + AR, \text{ siendo } AR \text{ el ahorro por reflector.}$$

II.1.1.5. CALCULO DEL ESTADO ESTACIONARIO

Tanto en el accidente de pérdida de caudal como en el de pérdida del refrigerante, el estado inicial es el estacionario con el reactor crítico. En estas condiciones el gradiente axial de temperaturas no es importante, de tal forma que para el cálculo del estado estacionario se asume despreciable la conducción térmica axial. De las ecuaciones (2.2) y (2.7) se obtienen las siguientes :

$$2 b H (\theta - T) = q' \quad (2.11)$$

$$\rho_e v c_p \frac{\partial T}{\partial z} = -2 \varnothing \quad (2.12)$$

En la ecuación (2.12) el signo negativo se debe a que el refrigerante avanza en el sentido contrario o negativo de z . El fluido ingresa al canal en $z = L$ con una temperatura $T(L)$ y sale del mismo en $z = 0$ con una temperatura $T(0)$. El flujo de calor en el estado estacionario puede expresarse por la siguiente relación :

$$\varnothing = \frac{q'}{2b} \quad (2.13)$$

Usando la expresión (2.9), y considerando $P(0)$ la potencia de la placa en el estado estacionario, la integración de (2.12) y (2.11) da como resultados las expresiones siguientes

$$T(z) = \frac{T(L) + T(0)}{2} + \frac{T(0) - T(L)}{2 \text{ Sen } R} \text{ Sen} \left(\frac{2R}{L} \left(z - \frac{L}{2} \right) \right) \quad (2.14)$$

$$\theta(z) = T(z) + \frac{q'(z)}{2bH} \quad (2.15)$$

Para determinar $\theta(z)$ se requiere un procedimiento iterativo debido a la dependencia del coeficiente de convección del propio valor de $\theta(z)$.

II.1.2. COEFICIENTES DE CONVECCION

Para el accidente de pérdida del caudal de refrigeración se han considerado los siguientes regímenes de flujo :

- a) convección forzada laminar
- b) convección forzada en régimen de transición;
- c) convección forzada turbulenta;
- d) convección natural en canales rectangulares;

II 1.2.1. REGIMEN LAMINAR

Cuando el número de Reynolds es menor de 2100, estamos en el régimen laminar. La correlación usada es la de Sieder -Tate (7) :

$$Nu = 1.86 \left(Re Pr \frac{D}{L_t} \right)^{0.33} \left(\frac{\mu_s}{\mu} \right)^{0.14} \quad (2.16)$$

donde :

$$\# \text{ NUSSELT, } Nu = HD/K$$

$$\# \text{ REYNOLDS, } Re = VD/\nu$$

$$\# \text{ PRANDTL, } Pr = Cp \mu / K$$

Las propiedades del fluido se evalúan a la temperatura de la masa promedio del mismo, con excepción de μ_s que se evalúa a la temperatura de la placa y el Nu que se evalúa a la temperatura intermedia entre la placa y el fluido, denominada temperatura de película.

Si la velocidad del flujo de refrigerante es muy baja, el mecanismo de transferencia de calor es la conducción. En (8) se presenta el valor mínimo del Nusselt, correspondiente a la conducción térmica :

$$Nu = 3.66 \quad (2.17)$$

II.1.2.2. REGIMEN DE TRANSICION

Cuando el Re está comprendido entre 2,100 y 10,000 estamos en el régimen de transición. Kreith (9) propuso la siguiente correlación :

$$\frac{H}{C_p V \rho} Pr^{2/3} \left(\frac{\mu_s}{\mu} \right)^{0.14} = A \quad (2.18)$$

En donde para valores de L_t/D típicos en elementos combustibles del tipo MTR, según (10), tenemos la siguiente relación :

$$\log A = 0.683 (\log Re)^2 + 5.4576 \log Re - 13.2305 \quad (2.19)$$

Las propiedades del fluido se evalúan a la temperatura másica del mismo, a excepción de μ_s que se evalúa a la temperatura de la placa.

II.1.2.3. REGIMEN TURBULENTO

Cuando el Re está por encima de 10000 estamos en el régimen turbulento. De acuerdo con la analogía de Reynolds y la modificación de Colburn (11) tenemos la relación siguiente :

$$Nu = 0.023 Re^{0.8} Pr^{1/3} \quad (2.20)$$

Desarrollando el término Re y el Pr , obtenemos :

$$H = \frac{CT}{[\gamma(T_f)]^{7/15}} \frac{v^{0.8}}{D^{0.2}} \quad (2.21)$$

Donde CT es igual a :

$$CT = 0.023 K^{2/3} (C_p \rho)^{1/3} \quad (2.22)$$

Aún cuando en realidad en (2.20) todas las propiedades están evaluadas a la temperatura del film, $T_f = (T + \theta)/2$, asumiendo constantes K , C_p y ρ , el único término dependiente de la mencionada temperatura es la viscosidad cinemática γ .

II.1.2.4. REGIMEN DE CONVECCION NATURAL

Cuando se produce la inversión del flujo y se establece plenamente la convección natural, se usa la correlación de Vernier (12) :

$$Nu = 3.83 \left[\frac{(e/2)^2}{K L_t} \left(\frac{g \beta (e/2)^3}{\gamma^2} \right) \phi Pr \right]^{0.17} \quad (2.23)$$

Las propiedades se evalúan a la temperatura de referencia siguiente :

$$T_{0.6} = \theta - 0.6 (\theta - T) \quad (2.24)$$

Si el Nu resultase menor de 3.66, se toma $Nu = 3.66$, valor correspondiente a transferencia de calor por conducción.

II.1.3. GENERACION DE POTENCIA

En la ecuación (2.9) se plantea la separabilidad del término generación de potencia en una función espacial y otra temporal. La potencia total generada es la suma de la potencia neutrónica y la potencia irradiada en los productos de fisión en forma de radiación δ y β .

La potencia neutrónica es directamente proporcional al flujo neutrónico y en el presente trabajo se le evalúa de acuerdo con el modelo de la cinética puntual a 6 grupos de neutrones retardados. El modelo es representado por el siguiente sistema de ecuaciones diferenciales ordinarias :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} P_n &= \frac{\rho - \beta}{l} P_n + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i \\ \frac{dC_i}{dt} &= \frac{\beta_i}{l} P_n - \lambda_i C_i, \quad i = 1, \dots, 6 \end{aligned} \quad (2.25)$$

donde : ρ es la reactividad , $\rho = (K-1)K$, y K es el factor de multiplicación
 l es el tiempo entre generaciones de neutrones prontos, $l = l_0 / K$, y
 l_0 es la vida media de los neutrones prontos
 β es la fracción total de los neutrones retardados y
 β_i es la fracción correspondiente al grupo i de neutrones retardados
 λ_i, C_i son las constantes de decaimiento y la concentración de precursores del grupo i de neutrones retardados respectivamente.

En el anexo B se presenta con detalle el cálculo de ρ y se presenta el método numérico de solución de las ecuaciones (2.25).

La importancia de la potencia neutrónica decrece rápidamente luego de algunos segundos de la introducción de las barras de control. Tal es así, que a partir de cierto

momento y en adelante, la potencia irradiada por los productos de fisión es la más importante. Una forma aproximada de evaluar esta potencia es la correlación de Untermyer-Weills (13) :

$$\frac{P(\delta + \beta)}{P_0} = 0.1 \left[(t + 10)^{-0.2} - 0.87 (t + 2 \times 10^7)^{-0.2} \right] - 0.1 \left[(t + \tau + 10)^{-0.2} - 0.87 (t + \tau + 2 \times 10^7)^{-0.2} \right] \quad (2.26)$$

Donde t es el tiempo transcurrido desde el scram y τ el tiempo de operación del reactor a la potencia P_0 , en segundos.

Otra alternativa para conocer $P(\delta + \beta)$ es usar los resultados obtenidos en un programa especial de cómputo, que calcule la potencia de los productos de fisión.

II.1.4. EVOLUCION DEL CAUDAL DE REFRIGERACION

El caudal de refrigeración, y por lo tanto la velocidad de circulación del fluido entre las placas combustibles, comienza a disminuir al producirse el corte del suministro de electricidad a las bombas del circuito primario. En (14) y (15) se presentan modelos detallados para el cálculo de la evolución del caudal de refrigeración. En este trabajo se utiliza un modelo simplificado. En base a resultados experimentales (16), se observa que el método simplificado da resultados satisfactorios que se alejan de los experimentales a medida que va disminuyendo el caudal. El modelo simplificado resulta mejor cuanto mayor es el valor de los momentos de inercia de las partes rotantes. En nuestro caso usamos el método simple para calcular el caudal hasta el momento de la apertura de la clapeta, momento en el cual se produce la ruptura de la corriente fluida de comunicación con las bombas.

El método simple se fundamenta en la siguiente ecuación de balance de momentos torsores en el eje de las bombas :

$$I \frac{d\omega}{dt} = M_m - M_r \quad (2.27)$$

donde : I es el momento de inercia de las masas en rotación

ω es la velocidad angular de rotación

M_m es el momento del motor eléctrico de accionamiento

M_r es el momento torsor resistente a la rotación

El estado transitorio se inicia cuando $M_m = 0$, la ecuación (2.27) deviene en la siguiente :

$$I \frac{d\omega}{dt} = - M_r \quad (2.28)$$

El momento resistente está conformado por el debido al cambio del momento del fluido al pasar por el rotor de las bombas, y por el debido a los rozamientos en los apoyos (cojinetes) de las partes en rotación. Denominando M_B al primero y M_f al segundo, la ecuación anterior deviene en la siguiente :

$$I \frac{d\omega}{dt} = - (M_B + M_f) \quad (2.29)$$

El momento M_B se calcula con la siguiente expresión :

$$M_B = \frac{\gamma Q H}{\omega \eta_i} \quad (2.30)$$

Donde:

Q es el caudal que pasa por la bomba

H es la altura efectiva de la bomba

ω es la velocidad angular del rotor

η_i es la eficiencia interna de la bomba

Denominando con el subíndice "o" las condiciones de funcionamiento de la bomba en el estado estacionario y sin subíndice a las condiciones actuales, y utilizando las leyes de semejanza del comportamiento de las bombas(17), obtenemos las siguientes expresiones :

$$\left(\frac{M}{M_o} \right)_B = \frac{Q}{Q_o} \frac{H}{H_o} \frac{\omega_o}{\omega} \quad (2.31)$$

$$\frac{Q}{Q_o} = \frac{\omega}{\omega_o} \quad \text{y} \quad \frac{H}{H_o} = \left(\frac{\omega}{\omega_o} \right)^2 \quad (2.32)$$

$$m = \frac{M_B}{M_{B0}} = \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 = \gamma^2 \quad (2.33)$$

El momento debido a la fricción de las partes en rotación, es posible evaluarlo, en forma aproximada, (18), por la relación siguiente :

$$m_f = \frac{M_f}{M_{B0}} \approx 0.024 \frac{\omega}{\omega_0} - 0.013 \quad (2.34)$$

Aún cuando la ecuación anterior tiene una validez para un caso particular, a falta de mejor información se asume como aproximación. En la ecuación anterior m_f es función de la velocidad angular ω , pero conociendo el rango de variación de ω desde el estado estacionario hasta el momento de la apertura de la clapeta, podemos tomar como constante un valor promedio de m_f , dada la forma lineal de variación de m_f con ω .

De las ecuaciones anteriores se obtiene la siguiente ,

$$\frac{d\gamma}{dt} = - \frac{M_{B0}}{I\omega_0} (\gamma^2 + m_f) \quad (2.35)$$

Igualmente se cumplen las siguientes relaciones,

$$\gamma = \frac{\omega}{\omega_0} = \frac{Q}{Q_0} = \frac{V}{V_0} \quad (2.36)$$

Donde V_0 es la velocidad del fluido entre las placas combustibles en el estado estacionario y V el valor correspondiente al tiempo t .

Integrando la ecuación (2.35) y teniendo en cuenta (2.36) se obtiene la siguiente expresión ,

$$V = V_0 \sqrt{m_f} \operatorname{tg} \left[\operatorname{artg} \frac{1}{\sqrt{m_f}} - t \frac{\sqrt{m_f} \delta' Q_0 H_0}{I \omega_0^2 \eta_i} \right] \quad (2.37)$$

Donde δ' es el peso específico del refrigerante.

II.1.5. APERTURA DE LA CLAPETA E INVERSION DEL FLUJO

Cuando la velocidad desciende hasta un determinado valor se produce la apertura de la clapeta y con ello se modifica la hidráulica del proceso. En el presente trabajo se

asume que el circuito se cierra directamente con el tanque principal del reactor por la zona de la clapeta. En realidad el modelo es sólo una aproximación a ésta, que es de por sí bastante compleja, desde que se supone que el resto del circuito primario no interacciona más.

Como la potencia residual continúa calentando al fluido y cada vez más cuanto menor es su velocidad, y como el fluido en el resto de la piscina se concentra a menor temperatura se produce una fuerza ascensional que tiende a invertir la dirección del flujo.

$$\rho A_p \left(\sum \frac{\Delta L_i}{A_i} \right)_c \frac{dV}{dt} = -\rho g \beta L_t \Delta T - \left(\rho \frac{V^2}{2} + \Delta p_c \right) \quad (2.38)$$

- Donde :
- V velocidad del refrigerante en la zona de las placas combustibles
 - A_p sección transversal del canal refrigerante (placas combustibles)
 - A_i sección transversal del tramo i del circuito
 - g aceleración de la gravedad
 - L_t longitud total del canal
 - ΔT diferencia entre la temperatura del refrigerante en el canal y el de la piscina
 - Δp_c sumatoria de las pérdidas de carga del circuito
 - ΔL_i longitud del tramo i del circuito .

Durante esta etapa del proceso se siguen utilizando las ecuaciones (2.2) y (2.7) para el cálculo de las temperaturas de la placa y el refrigerante. La ecuación (2.38) es usada para el cálculo de la velocidad en la zona de las placas combustibles.

Al invertirse el flujo, la velocidad se hace negativa, en el sentido que cambia su dirección, siendo ahora ascendente a través del canal. Antes de la inversión la integración de (2.2) y (2.7) se hacía de arriba hacia abajo, al cambiar el sentido del flujo, la integración se hace de abajo hacia arriba. La temperatura de ingreso del refrigerante al canal, ya no es la que corresponde a la piscina. Para el cálculo de esta temperatura se usa la relación siguiente ,

$$T_e = T_{e^*} + \frac{(T_{s^*} - T_{e^*})}{FP} \quad (2.39)$$

donde :

T_e temperatura de entrada luego de la inversión del flujo

T_{s^*} temperatura de salida instantes antes a la inversión del flujo

T_{e^*} temperatura de entrada antes de la inversión, T_{pis}

FP factor de pico

Para el canal caliente, el factor de pico es igual al producto de los factores de aplanamiento radial, axial y el de desplazamiento por posición de barras de control. En el caso del canal promedio, $FP = 1.0$.

Luego de transcurrido cierto período de tiempo, el agua de la piscina, que ingresa por la clapeta, llega al canal de refrigeración y la temperatura de entrada al mismo es la correspondiente a la piscina.

La ecuación (2.38) se resuelve usando el método de Riene-Kutta de 4to orden. Mayores detalles se presentan en el anexo C.

II.1.6. PERDIDAS DE CARGA

Para el cálculo de las pérdidas de carga en el circuito, de la clapeta a la salida del núcleo por la parte superior, se utiliza la siguiente expresión,

$$\Delta p_c = \sum f_i \frac{\Delta L_i}{D_i} \frac{V_i^2}{2g} + \sum K_i \frac{V_i^2}{2g} \quad (2.40)$$

Donde:

f_i es el factor de fricción del tramo i

ΔL_i longitud del tramo i

D_i el diámetro hidráulico en el tramo i

V_i la velocidad del refrigerante en el tramo i

K_i la constante de pérdidas secundarias en el tramo i

Para la evaluación del factor de fricción se utiliza la siguiente correlación(18),

Si $Re > 2100$

$$f = 8 \left[\left(\frac{8}{Re} \right)^{12} + \frac{1}{(A+B)^{1.5}} \right]^{1/12}$$

$$A = \left[2.457 \ln \left[\frac{1}{(7/Re)^{0.9} + 0.27 \left(\frac{\epsilon}{D} \right)} \right] \right]^{16}$$

$$B = \left(\frac{37.530}{Re} \right)^{16} \quad (2.41)$$

Donde ϵ es la rugosidad absoluta del material de la superficie del canal en consideración

Si $Re < 2100$

$$f = \frac{64}{Re} \quad (2.42)$$

Mayores detalles relativos a la implementación del cálculo de (2.30) se presentan en el anexo C.

II.1.7. SOLUCION NUMERICA DE LAS ECUACIONES

La ecuación (2.2), de balance de energía en la placa combustible, es resuelta usando diferencias finitas explícitas. Luego de ordenar con fines de cálculo se obtienen las siguientes expresiones,

Para el extremo superior, $z = L$

$$\theta(t+\Delta t, L) = \left[1 - \frac{K_r \Delta t}{\rho_{ex} C_{ex} \Delta z^2} - \frac{K_f \Delta t}{\rho_{ex} C_{ex} \Delta z^2} - \frac{2 \Delta t}{\rho_{ex} C_{ex} \delta} H(t, L) \right] \theta(t, L) +$$

$$\frac{K_r \Delta t}{\rho_{ex} C_{ex} \Delta z^2} \theta(t, L + \Delta z) + \frac{K_f \Delta t}{\rho_{ex} C_{ex} \Delta z^2} \theta(t, L - \Delta z) +$$

$$\frac{2 \Delta t}{\rho_{ex} C_{ex} \delta} H(t, L) T(t, L) + \frac{\Delta t}{2 \rho_{ex} C_{ex} \delta b} q''(t, L)$$

Para los puntos intermedios, $L < z < 0$,

$$\begin{aligned} \Theta(t + \Delta t, z) = & \left[1 - \frac{2 K_f \Delta t}{\rho_f C_f \Delta z^2} - \frac{2 \Delta t}{\rho_f C_f \delta} H(t, z) \right] \Theta(t, z) + \\ & \frac{K_f \Delta t}{\rho_f C_f \Delta z^2} \left[\Theta(t, z + \Delta z) + \Theta(t, z - \Delta z) \right] + \frac{2 \Delta t}{\rho_f C_f \delta} H(t, z) T(t, z) + \\ & \frac{\Delta t}{\rho_f C_f \delta b} q'(t, z) \end{aligned} \quad (2.43 b)$$

Para el extremo inferior, $z = 0$

$$\begin{aligned} \Theta(t + \Delta t, 0) = & \left[1 - \frac{K_r \Delta t}{\rho_{ex} C_{ex} \Delta z^2} - \frac{K_f \Delta t}{\rho_{ex} C_{ex} \Delta z^2} - \frac{2 \Delta t}{\rho_{ex} C_{ex} \delta} H(t, 0) \right] \Theta(t, 0) + \\ & \frac{K_r \Delta t}{\rho_{ex} C_{ex} \Delta z^2} \Theta(t, -\Delta z) + \frac{K_f \Delta t}{\rho_{ex} C_{ex} \Delta z^2} \Theta(t, +\Delta z) + \\ & \frac{2 \Delta t}{\rho_{ex} C_{ex} \delta} H(t, 0) T(t, 0) + \frac{\Delta t}{2 \rho_{ex} C_{ex} \delta b} q'(t, 0) \end{aligned} \quad (2.43c)$$

En las expresiones (2.43a) y (2.43c) se han utilizado los términos ρ_{ex} y C_{ex} que son iguales a la semisuma de las densidades y colores específicos del extremo no activo y de la parte activa de la placa combustible. Tal como se indicó anteriormente, para el cálculo de las temperaturas de la placa en los extremos, se requiere la fórmula (2.8), que a su vez se calcula con los valores correspondientes al instante previo t .

Igualmente, usamos diferencias finitas explícitas para integrar la ecuación (2.7)

de balance de energía en el refrigerante. Luego de ordenar términos para el cálculo, obtenemos la expresión siguiente,

$$T(t + \Delta t, z) = \left[\frac{\int b e V(t)}{\Delta z} + \frac{b e \rho}{\Delta t} \right]^{-1} \frac{\int b e V(t)}{\Delta z} T(t + \Delta t, z \pm \Delta z) + \frac{b e \rho}{\Delta t} T(t, z) + \frac{b}{C_p} \left[\phi(t, z) + \phi(t, z \pm \Delta z) \right] \quad (2.44)$$

Donde en los lugares donde aparece el signo \pm , corresponde el signo $+$ cuando la integración va de $z = L$ a $z = 0$ (flujo descendente en los canales) y el signo $-$ cuando la integración va de $z = 0$ a $z = L$ (flujo ascendente de convección natural). En (2.44) se usa el valor absoluto de la velocidad $V(t)$, de acuerdo con la convención en la integración.

Para la integración del sistema de ecuaciones diferenciales ordinarias (2.25), que se usan para el cálculo de la potencia neutrónica residual en función del tiempo, se emplea el método denominado del "periodo recíproco", cuyo detalle se presenta en el anexo B.

En el anexo C, se presentan mayores detalles del proceso de cálculo utilizado en la solución de (2.38), que es la ecuación de cálculo de la velocidad luego de la apertura de la clapeta.

II.2. EJEMPLO DE CALCULO

II.2.1. GENERALIDADES

Se ha tomado como ejemplo numérico de cálculo, el caso de un reactor de 10MW térmicos, con combustible de uranio enriquecido al 20%.

El circuito primario ^{cuenta} con 3 bombas hidráulicas, 3 intercambiadores de calor y dos tanques de decaimiento, todas estas unidades ubicadas en paralelo. El núcleo se encuentra ubicado en la parte inferior de la piscina (figura 1.1.A).

Se ha tomado como estado inicial, el estado de criticidad con las barras de control completamente extraídas del núcleo.

El elemento combustible es del tipo MTR, conformado por 16 placas combustibles. El número total de elementos combustibles es de 23.

El meat de las placas es de U_3O_8 . Las envolturas o vainas son de aluminio, con las superficies en contacto con el fluido refrigerante pulidas.

De los varios casos que es posible considerar en un ejemplo numérico (diferentes valores de espesor de la placa, etc) se ha escogido el de diferentes valores del momento de inercia de las volantes acopladas al eje de las bombas del circuito primario. Este parámetro se refleja en el término denominado constante de la bomba, CB , de la ecuación (2.37),

$$CB = \frac{\gamma Q_0 H_0}{I \omega_0^2 \eta_i}$$

Al variar CB varía el tiempo que transcurre desde el inicio del estado transitorio a la apertura de la clapeta, como consecuencia de haber cambiado la tasa de disminución del caudal de refrigeración. Los casos considerados son los siguientes,

$$\text{Caso A : } CB = 0.05874 \text{ seg}^{-1}$$

$$\text{Caso B : } CB = 0.02937 \text{ seg}^{-1}$$

II.2.2. DATOS PARA EL CALCULO DE LA POTENCIA RESIDUAL

De acuerdo a los requerimientos del programa de cómputo , anexo B, los datos que se han adoptado para el cálculo de la potencia neutrónica residual son los siguientes,

Potencia neutrónica inicial normalizada, $P_n = 0.9462$

Tiempo entre generaciones de neutrones pronto, $\lambda = 5.10^{-5} \text{seg}$

Factor de importancia de los neutrones retardados, $\beta^* = 1.0$

Reactividad de las barras de control, 1 sola barra, $\Delta \rho_{\text{max}} = -0.04$

Aceleración de caída de las barras de control, $a = 5.12 \text{ m/s}^2$

Posición inicial de las barras de control, $z_0 = 0.0 \text{m}$

Longitud extrapolada vertical del núcleo, $L' = 0.64 \text{ m}$

Tiempo de caída de las barras de control, $t_{\text{max}} = 0.5 \text{ s}$

Se han tomado de tablas los valores de las fracciones de neutrones retardados β^* y de las constantes de decaimiento de sus precursores los correspondientes al uranio 235.

Para la evaluación de la potencia residual de los productos de fisión, radiación β^* y β , se han tomado los resultados de un programa de cómputo denominado ORIGEN para el caso del reactor del ejemplo. Estos últimos valores se presentan en la sección II.3

II.2.3 DATOS GEOMETRICOS

Longitud activa de la placa combustible, $L = 0.615 \text{m}$

Longitud total de la placa combustible, $L_t = 0.655 \text{m}$

Ancho de la placa combustible, $b = 0.067 \text{ m}$

Espesor de la placa combustible, $d = 0.00176 \text{ m}$

Espacio entre las placas combustibles, $e = 0.0033 \text{m}$

Rugosidad absoluta de la superficie de las placas, $\bar{C} = 0.0 \text{ m}$

Efecto de reflexión, ecuación (2.10), $R = 1.238$

II.2.4 DATOS TERMODINAMICOS

El calor específico del agua líquida se ha tomado, $C_p = 4180 \text{ J/kgK}$. En el rango de 30 a 130°C el error es inferior al 2%.

Para el cálculo del calor específico de la placa combustible se utilizó la siguiente ecuación,

$$C_f = \frac{\sum m_i C_{fi}}{\sum m_i}$$

Donde m_i es la masa del componente i de la placa C_{fi} su respectivo calor específico. En nuestro caso el resultado es, $C_f = 732 \text{ J/kg}$

La conductividad térmica del agua líquida se ha tomado igual a $K = 0.66 \text{ W/m}^\circ\text{C}$. En el rango de 30 a 130°C el error es inferior al 6%.

Para el cálculo de la conductividad térmica de la placa combustible se ha usado la siguiente relación, resistencias en paralelo,

$$K_f = \frac{K_1 \delta_1 + K_2 \delta_2}{\delta_1 + \delta_2}$$

Donde δ_1 es el espesor de la vaina, δ_2 el semiespesor del meat, K_1 , y K_2 son las conductividades térmicas del material de la vaina y el meat respectivamente y K_f la conductividad térmica equivalente de la placa. En nuestro caso se obtuvo el resultado, $K_f = 106.4 \text{ W/m}^\circ\text{C}$.

La densidad del agua líquida se tomó igual a, $\rho = 998 \text{ kg/cm}^3$. En el rango de 30 a 130 °C el error es inferior al 5%.

La densidad equivalente de la placa combustible se obtuvo usando la siguiente relación,

$$\rho_f = \frac{\sum m_i}{V_f}$$

donde V_f es el volumen total de la placa y m_i la masa de cada componente. En el caso del ejemplo se obtuvo, $\rho_f = 3577 \text{ kg/m}^3$.

La temperatura de la piscina o tanque principal, $T_{pis} = 40^\circ\text{C}$

La conductividad térmica de la parte inactiva de la placa combustible, de aluminio, $\rho_r = 2700 \text{ kg/m}^3$.

El calor específico de la parte inactiva de la placa combustible, de aluminio, $C_r = 1026 \text{ J/kgK}$

III.2.5. DATOS PARA EL CALCULO DE LA EVOLUCION DEL CAUDAL Y LA INVERSION DEL FLUJO.

La constante de la bomba, definida en la sección II.2.1, es variable en los casos considerados, CASOA : $C_B = 0.05874 \text{ s}^{-1}$, y CASO B : $C_B = 0.02937 \text{ s}^{-1}$.

El coeficiente de pérdidas por rozamiento, promediado, en la zona de las placas combustibles en el estado estacionario, $f_o = 0.02$.

La altura de pérdidas de carga de tipo secundario, en el estado estacionario, entre la boca del núcleo y la clapeta, $H_{so} = 3.434 \text{ m}$.

La altura de pérdidas de carga de tipo primario, en el estado estacionario, entre la boca del núcleo y la clapeta, $H_{po} = 2.822 \text{ m}$.

Las longitudes de tramo, usados en el cálculo del avance del agua fría luego de la inversión del flujo, definidas en el anexo G, $R_{30} = 1.5 \text{ m}$, $R_{31} = 2.4 \text{ m}$ y $R_{32} = 2.6 \text{ m}$. Las relaciones de áreas, $R_{33} = 0.67$, $R_{34} = 0.15 \text{ m}$ y $R_{35} = 1.30$.

La raíz cuadrada de la relación momento de fricción y momento de la bomba, ecuación (2.34), $\sqrt{m_f} = 0.17$

El cuadrado de la relación : velocidad en la boca de entrada del núcleo/velocidad en la zona de las placas, usada en el cálculo de la caída de presión por aceleración, en la ecuación (C.2), $R_{21} = 0.4035$.

La constante del circuito, ecuación (C.3) $\left[\sum \frac{\Delta L_i}{A_i} \right] A_p = 2 \text{ m}$

II.2.6. DATOS GENERALES , DEL CALCULO NUMERICO Y DE CONTROL DE LA IMPRESION

La potencia total de la placa combustible, correspondiente al canal caliente o térmicamente más cargado, $P_o = 69206 \text{ W}$.

El factor de pico, relación entre la potencia en el canal caliente y la del canal promedio, $FP = 2.5$

La velocidad del refrigerante en el estado estacionario, en la zona de las placas combustibles, $V_o = 4.68 \text{ m/s}$.

La velocidad del refrigerante a la que se produce la apertura de la clapeta $V_{ap} = 0.34 \text{ m/s}$.

El número de puntos axiales de cálculo, $N = 21$

El indicador de impresión, $IW = 1$, lo que indica que se imprimieran los resultados de todos los puntos de cálculo.

El indicador de impresión, $IWW = 50$, lo que implica que se imprimirán resultados cada 50 intervalos Δt de cálculo.

El indicador de finalización, $IWI = 0$, indica que se finalizarán los cálculos al alcanzarse el tiempo TT .

El paso temporal, $\Delta t = 0.1 \text{ seg}$.

El tiempo final de cálculo, Caso A : $TT = 25005$ y Caso B : $TT = 350s$

El indicador de tipo accidente, $J = 3$, indica accidente de pérdida del caudal de refrigeración.

II.3. RESULTADOS

II.3.1. GENERACION DE POTENCIA

La potencia neutrónica residual es calculada con el programa de cómputo CINET descrito en el anexo B. La potencia residual debida a los productos de fisión es evaluada por medio del programa de cómputo especial denominado ORIGEN. Los resultados se presentan en la siguiente tabla. Se ha considerado que la potencia total generada en el estado estacionario es igual a la unidad.

TABLA II.1 POTENCIA GENERADA

TIEMPO (s)	Potencia Neutrónica	Potencia ($\delta + \beta$)	Potencia Residual
0.0	0.9462	0.0538	1.0
0.1	0.9447	0.0536	0.9983
0.2	0.8392	0.0535	0.8927
0.3	0.3958	0.0533	0.4491
0.4	0.1618	0.0532	0.2150
0.5	0.1199	0.0528	0.1727
1	0.1092	0.0516	0.1608
5	0.0634	0.0470	0.1104
10	0.0425	0.0441	0.0866
15	0.0324	0.0422	0.0746
20	0.0262	0.0410	0.0672
25	0.0219	0.0400	0.0619
30	0.0186	0.0392	0.0578
35	0.0160	0.0385	0.0545
40	0.0139	0.0378	0.0517
45	0.0121	0.0371	0.0492
50	0.0107	0.0366	0.0473
55	0.0094	0.0361	0.0455
60	0.0083	0.0357	0.0440
65	0.0073	0.0353	0.0426
70	0.0065	0.0349	0.0414
75	0.0058	0.0345	0.0403
80	0.0051	0.0341	0.0392
85	0.0046	0.0338	0.0384
90	0.0041	0.0333	0.0374
95	0.0037	0.0330	0.0367
100	0.0033	0.0327	0.0360
110	0.0027	0.0321	0.0348
120	0.0022	0.0316	0.0338
130	0.0018	0.0311	0.0329
140	0.0015	0.0306	0.0321
150	0.0012	0.0300	0.0312
160	0.0010	0.0296	0.0306
170	0.0009	0.0292	0.0301
180	0.0007	0.0289	0.0296
190	0.0006	0.0285	0.0291
200	0.0005	0.0282	0.0287

Se ha procedido a ajustar los datos tabulados de tal forma que entren como una subrutina al programa de cómputo principal. La subrutina se denomina POTENC. Las curvas son las siguientes,

$$0. \leq t < 0.1 \quad : \quad P = 1 - 0.017t$$

$$0.1 \leq t < 0.3 \quad : \quad P = \exp(-250.76758t^{4.77075} + 0.0025503)$$

$$0.3 \leq t < 0.6 \quad : \quad P = \exp(0.003482t^{-4.696317} - 1.79454)$$

$$0.6 \leq t < 5.0 \quad : \quad P = \exp(-0.337652t^{0.465039} - 1.489942)$$

$$5 \leq t \quad : \quad P = 0.2002t^{-0.36981}$$

Esta última se ha obtenido por el método de ajuste de los mínimos cuadrados. La curva tiene la forma general siguiente,

$$P = 0.1104 \left(\frac{t}{5} \right)^b$$

que garantiza la continuidad en el punto $(5, 0.1104)$. Si denotamos,

$$Y_i = \ln P_i - \ln 0.1104$$

el valor del exponente b se obtuvo de la expresión siguiente,

$$b = \frac{\sum_{i=1}^n \left(Y_i \ln \left(\frac{t_i}{5} \right) \right)}{\sum_{i=1}^n \left(\ln \left(\frac{t_i}{5} \right) \right)^2}$$

Efectuando los cálculos se obtuvo : $b = -0.36981$

II 3.2. VELOCIDAD DEL REFRIGERANTE

Tabla II.2	Velocidad en el Canal de Placas (m/s)	
Tiempo(s)	CASO A	CASO B
0.0	4.6800	4.6800
10.0	2.8944	3.5861
20.0	2.0628	2.8944
30.0	1.5742	2.4155
40.0	1.2472	2.0628
50.0	1.0090	1.7910
60.0	0.8245	1.5742
70.0	0.6748	1.3964
80.0	0.5484	1.2472
90.0	0.4385	1.1197
100.0	0.3400	1.0090
105.0	0.0450	0.9588
107.5	INVERSION DEL FLUJO	
110.0	-0.1517	0.9115
115.0	-0.1219	0.8668
120.0	-0.1075	0.8245
130.0	-0.1025	0.7461
140.0	-0.1014	0.6748
150.0	-0.1004	0.6092
160.0	-0.0994	0.5484
170.0	-0.0985	0.4918
180.0	-0.0977	0.4385
190.0	-0.0969	0.3880
200.0	-0.0803	0.3400
205.0	-0.0765	0.0489
208.1	INVERSION DEL FLUJO	
210.0	-0.0763	-0.0310
215.0	-0.0761	-0.1033
220.0	-0.0758	-0.0983
230.0	-0.0752	-0.0906
240.0	-0.0746	-0.0902
250.0	-0.0740	-0.0897
260.0		-0.0897
270.0		-0.0887
280.0		-0.0882
290.0		-0.0877
300.0		-0.0873
310.0		-0.0762
320.0		-0.0704
330.0		-0.0703
340.0		-0.0699
350.0		-0.0695

II.3.3. PERA U A DEL RE RIGERANTE Y TE PER URA DE A
PL CA COMBUSTIBLE

II.3	CASO A: TEMPERATURAS EN EL REFRIGERANTE Y LA PLACA COMBUSTIBLE-(°C)											
	z (m)	0.615		0.4613		0.3075		0.1538		0.000		
t (s)	T	θ	T	θ	T	θ	T	θ	T	θ	T	θ
0.0	40.0	56.5	43.1	80.5	48.0	91.7	52.9	88.4	56.0	70.9		
10.0	40.0	41.1	40.4	45.8	41.1	47.1	47.7	41.8	47.2	43.3		
20.0	40.0	41.1	40.5	45.9	41.2	47.8	41.9	47.3	42.4	43.5		
30.0	40.0	41.2	40.5	46.3	41.3	48.4	42.2	47.9	42.7	43.8		
40.0	40.0	41.3	40.6	46.9	41.5	49.1	42.5	48.6	42.7	47.7		
50.0	40.0	41.2	40.7	46.7	41.8	50.0	42.8	49.5	43.5	44.8		
60.0	40.0	41.4	40.7	47.6	42.0	50.2	43.2	49.8	44.0	45.2		
70.0	40.0	41.6	40.9	48.8	42.3	51.7	43.6	51.2	44.5	46.0		
80.0	40.0	42.0	50.7	42.6	54.2	44.2	44.2	53.4	45.2	47.0		
90.0	40.0	42.6	41.2	53.7	43.1	57.9	45.0	56.7	46.1	48.4		
100.0	40.0	43.7	41.4	58.7	43.8	63.9	46.1	61.7	47.4	50.4		
105.0	40.0	48.5	44.7	83.2	49.8	95.2	52.7	88.5	52.0	57.1		
110.0	50.0	53.7	65.3	95.2	71.9	110.2	67.0	102.3	46.2	59.5		
115.0	81.2	78.3	73.0	110.4	60.2	109.0	50.8	92.3	46.2	57.4		
120.0	70.7	81.6	65.5	102.4	58.0	101.4	50.7	88.5	46.2	56.8		
130.0	70.4	79.5	65.8	100.5	58.3	100.1	50.8	87.4	46.2	56.5		
140.0	70.0	79.0	65.4	99.4	58.0	99.0	50.7	86.6	46.2	56.2		
150.0	69.6	78.4	65.1	98.5	57.9	98.0	50.6	85.8	46.2	56.0		
160.0	69.2	77.9	64.8	97.6	57.7	97.1	50.5	85.1	46.2	55.9		
170.0	68.9	77.4	64.6	96.8	57.5	96.3	50.5	84.4	46.2	55.7		
180.0	68.6	77.0	64.3	96.0	57.4	95.5	50.4	83.8	46.2	55.5		
190.0	68.3	76.6	64.1	95.3	57.2	94.8	50.4	83.2	46.2	55.4		
200.0	67.2	76.0	61.4	93.2	53.1	91.2	45.0	78.4	40.0	50.0		
210.0	67.0	74.9	61.9	92.4	53.5	90.5	45.1	77.8	40.0	49.2		
220.0	66.8	74.7	61.7	91.8	53.4	89.9	45.0	77.3	40.0	49.1		
230.0	66.5	74.4	61.5	91.3	53.2	89.3	45.0	76.8	40.0	49.0		
240.0	66.3	74.1	61.3	90.7	53.1	88.8	45.0	76.4	40.0	48.9		
250.0	66.1	73.8	61.2	90.2	53.0	88.3	44.9	76.0	40.0	48.7		

II.4		CASO B : TEMPERATURAS EN EL REFRIGERANTE Y LA PLACA COMBUSTIBLE - (° C)											
z (m)	t (s)	0.615		0.4613		0.3075		0.1538		0.000			
		T	θ	T	θ	T	θ	T	θ	T	θ		
0.0	40.0	56.5	43.1	80.5	48.0	91.7	52.9	68.4	56.0	70.9			
10.0	40.0	40.9	40.3	44.9	40.9	46.5	41.5	46.0	41.8	42.7			
20.0	40.0	40.9	40.3	44.5	40.9	46.0	41.4	45.5	41.7	42.5			
30.0	40.0	40.9	40.3	44.5	40.9	46.0	41.4	45.6	41.8	42.6			
40.0	40.0	40.9	40.4	44.6	40.9	46.1	41.5	45.7	41.8	42.7			
50.0	40.0	40.9	40.4	44.8	41.0	46.3	41.6	45.9	42.0	42.8			
60.0	40.0	40.9	40.4	44.9	41.0	46.6	41.7	46.2	42.1	43.0			
70.0	40.0	41.0	40.4	45.1	41.1	46.8	41.8	46.4	42.2	43.1			
80.0	40.0	41.0	40.5	45.3	41.2	47.1	41.9	46.7	42.3	43.3			
90.0	40.0	41.0	40.5	45.6	41.3	47.4	42.0	47.1	42.5	43.5			
100.0	40.0	41.0	40.5	45.2	41.3	47.1	42.2	47.4	42.7	43.8			
110.0	40.0	41.0	40.5	45.5	41.4	47.5	42.3	47.2	42.8	43.8			
120.0	40.0	41.1	40.6	45.9	41.5	48.0	42.5	47.8	43.0	44.1			
130.0	40.0	41.2	40.6	46.3	41.6	48.5	42.7	48.2	43.3	44.4			
140.0	40.0	41.3	40.7	46.9	41.8	49.2	42.8	48.8	43.5	44.7			
150.0	40.0	41.4	40.7	47.3	41.9	50.1	43.1	49.7	43.8	45.1			
160.0	40.0	41.6	40.8	48.4	42.1	51.2	43.3	50.6	44.1	45.5			
170.0	40.0	41.8	40.8	49.5	42.2	52.5	43.6	51.8	44.4	46.0			
180.0	40.0	42.1	40.9	50.9	42.4	54.2	43.9	53.3	44.9	46.7			
190.0	40.0	42.4	41.0	52.6	42.7	56.4	44.3	55.2	45.3	47.4			
200.0	40.0	42.9	41.1	55.0	43.0	59.3	44.8	57.6	45.9	48.4			
205.0	40.0	46.6	43.6	73.8	47.6	83.1	49.9	77.9	49.4	53.4			
210.0	44.6	50.2	56.9	85.3	63.5	97.4	62.0	91.3	45.1	56.5			
215.0	74.8	67.3	73.9	99.5	61.8	101.5	50.1	86.1	45.1	54.6			
220.0	68.5	77.3	62.8	95.1	55.6	93.2	49.1	81.3	45.1	54.1			
230.0	67.0	74.8	62.9	92.4	56.1	91.8	49.3	80.5	45.1	53.9			
240.0	66.9	74.6	62.8	92.0	56.0	91.3	49.2	80.1	45.1	53.7			

t (s)	0.615		0.4613		0.3075		0.1538		0.000	
250.0	66.7	74.3	62.6	91.7	55.9	90.8	49.2	79.7	45.1	53.6
260.0	66.5	74.1	62.5	91.0	55.8	90.3	49.3	79.3	45.1	53.5
270.0	66.3	73.8	62.3	90.6	55.7	89.8	49.1	78.9	45.1	53.4
280.0	66.2	73.5	62.2	90.2	55.6	89.4	49.1	78.6	45.1	53.3
290.0	66.0	73.3	62.0	89.7	55.5	89.0	49.1	78.3	45.1	53.3
300.0	65.8	73.1	61.9	89.4	55.5	88.6	49.0	77.9	45.1	53.2
310.0	65.6	72.9	60.3	88.4	52.1	86.3	44.5	74.4	40.0	48.8
320.0	64.8	71.8	60.2	87.2	52.5	85.3	44.7	73.6	40.0	48.1
330.0	64.8	71.8	60.1	87.0	52.4	85.0	44.7	73.3	40.0	48.1
340.0	64.6	71.6	60.0	86.6	52.3	84.6	44.6	73.1	40.0	48.0
350.0	64.5	71.4	59.9	86.3	52.2	84.3	44.6	72.8	40.0	47.9

II.4. OBSERVACIONES Y CONCLUSIONES

- a. En los dos casos presentados como ejemplo numérico, la temperatura del refrigerante durante todo el estado transitorio, se mantiene por debajo de la temperatura de ebullición (ver tablas II.3 y II.4)
- b. El efecto refrigerante producido por el flujo de convección natural, luego de la inversión del flujo, es suficiente para mantener la temperatura de la placa combustible en valores moderados, cuando se utilizan volantes de inercia acopladas a los ejes de las bombas del primario.
- c. En el modelo de cálculo no se ha considerado el fenómeno de la desgasificación del refrigerante, que produce una mejora en la transferencia del calor, razón por la cual los resultados obtenidos son relativamente conservadores.
- d. El momento crítico durante este accidente se presenta un corto período después de la inversión del flujo (ver gráficos II.4 y II.5), debido a que durante este período la velocidad del refrigerante en ascenso se encuentra todavía a bajos valores, lo cual conduce a un reducido valor del coeficiente de transferencia de calor por convección.
- e. La mayor inercia de los volantes, tal como era previsto, al retardar la caída del caudal conduce a menores valores de la temperatura de la placa combustible (comparar gráficos II.4 y II.5).
- f. En el dominio de las bajas presiones (hasta 30 bar), la correlación de Poletavkin permite calcular el flujo térmico de inicio de la ebullición local en convección forzada,

$$\phi_{eb} = 25000 \frac{[v \Delta T_{sub}]^{0.9}}{p^{0.142}}$$

donde : ϕ_{eb} flujo térmico por unidad de área de inicio de la ebullición local, W/m^2

v velocidad del flujo, m/s

ΔT_{sub}	=	$T_s - T_b$, subenfriamiento del líquido, °C
T_s		temperatura de saturación a la presión dada, °C
T_b		temperatura del fluido , °C
P		presión, bar

- g. Asumiendo válida esta correlación para la convección natural, y efectuando cálculos se observa que en los dos casos del ejemplo numérico no se presentará la ebullición local, de acuerdo con los resultados de las tablas II.3 y II.4.
- h. Se se han considerado los efectos de realimentación en la evaluación de la potencia neutrónica, debido a que la reactividad negativa introducida por las barras de control es muy superior a los mencionados efectos.
- i. Para hacer más preciso el cálculo de la potencia neutrónica residual se puede introducir la subrutina CINET en el programa principal y considerar los efectos de realimentación por temperatura del moderador y el efecto Doppler.
- j. Para considerar los casos de traba de los rotores de las bombas o el corte del funcionamiento de una de las bombas se requiere cambiar el modelo de cálculo de la evolución del caudal de refrigeración. En su forma actual el programa de cómputo calcula el caso de corte del suministro de electricidad a todas las bombas.
- k. En este accidente, la conducción axial no desempeña un rol determinante, salvo en el cálculo de los valores de la temperatura en los puntos extremos de la zona activa.
- l. Un desarrollo posterior debe mejorar el modelo de inversión del flujo una vez producida la apertura de la clapeta.

III. ACCIDENTE DE PERDIDA DEL REFRIGERANTE

III.1. FUNDAMENTO TEORICO

III.1.1. ECUACIONES DE LA TRANSFERENCIA DE CALOR

III.1.1.1. MODELO DE LA PLACA COMBUSTIBLE

En lo fundamental el modelo es idéntico al que fue descrito en la sección II.1.1. En este accidente, la conducción longitudinal tomada en cuenta en el modelo, adquiere importancia cuando se produce el descubrimiento del núcleo, al presentarse un sensible gradiente de temperatura a lo largo de la placa, debido a la diferencia notable entre el valor del coeficiente de convección en la parte de la placa en contacto con fluido líquido, y el de la parte superior en contacto con vapor en ascenso.

A medida que la temperatura de la placa incrementa su valor, la radiación térmica va adquiriendo mayor importancia. La radiación térmica entre las 2 placas adyacentes es asumida despreciable debido a que se espera una pequeña diferencia de temperaturas entre las placas, por encontrarse en condiciones térmicas similares.

Durante la etapa previa a la ebullición másica, el calor por radiación al fluido, que es aire en la parte descubierta, es considerada nula, por la propiedad del aire de ser prácticamente transparente a la radiación térmica, salvo el CO₂ y el H₂O contenidas en el aire que son absorbedores y emisores importantes de radiación, pero que al encontrarse a muy baja presión parcial y ser el espacio de separación de las placas bastante estrecho tienen, bajo estas condiciones, una baja emisividad.

Al producirse la ebullición másica, el vapor expulsa al aire y conforme se incrementa la temperatura de la placa, la radiación va adquiriendo mayor importancia.

Bajo estas condiciones, la ecuación diferencial para la placa, para la parte en contacto con el vapor, es la siguientes

$$K_f \delta_b \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} + q' = \int_f \delta_b c_f \frac{\partial \theta}{\partial t} + 2 b H (\theta - T) + 2 b \sigma \epsilon (\theta^4 - T^4) \quad (3.1)$$

En la ecuación anterior se ha asumido que la convección y la radiación térmica son fenómenos de transferencia de calor independientes. El término σ es la constante de Stefan-Boltzman y ϵ es el grado reducido de radiación integral.

La radiación térmica carece de importancia en la zona de contacto con el líquido en ebullición,. Esto es debido a que en esta zona tanto la temperatura de la placa como la del fluido se mantienen en valores bajos y próximos, por ser el coeficiente de convección en ebullición relativamente elevado.

La ecuación (3.1) es válida para la zona activa de la placa combustible, ya que en los dos extremos activos el término $\partial^2 \theta / \partial z^2$ debe reemplazarse por $\frac{\partial}{\partial z} \left[K \frac{\partial \theta}{\partial z} \right]$, debido a la variación de K.

III.1.1.2. MODELO PARA EL REFRIGERANTE

Durante la etapa previa al descubrimiento del núcleo, las fases que sigue el accidente de pérdida del refrigerante son similares a las que se presentan en el accidente de pérdida del caudal de refrigeración. La ecuación diferencial (2.7) es también válida durante esta etapa

Desde el momento en el que se inicia el descubrimiento del núcleo y antes de que el líquido estancado alcance la temperatura de saturación, la refrigeración en la parte descubierta es por convección natural en aire (figura III.3). Debido a la compleja configuración del flujo de aire, que ingresa y sale por la parte superior del canal, no es factible conocer la distribución de temperatura en el aire, que para los fines de aproximar la temperatura de la placa no es indispensable de acuerdo con la correlación (3.18).

Al momento de estancarse el líquido, éste tiene una determinada distribución de temperatura a lo largo del canal. Mantener un modelo de cálculo que considere esta distribución inicial del líquido estancado presenta serias dificultades. Por un lado tenemos que el nivel del líquido está en continuo descenso. Además, aún antes de alcanzarse la tem

peratura de saturación se produce la ebullición subenfriada. Las burbujas de vapor colapsan al desprenderse de la pared generando turbulencias de poca factible predicción y que tienden a uniformizar la temperatura en todo el canal. La conducción térmica, lentamente tiende a uniformizar la temperatura.

Ante esta dificultad, se ha aproximado el proceso de calentamiento del líquido estancado, mediante un modelo global que asume una sola temperatura promedio para todo el líquido estancado. En realidad este modelo es una gruesa aproximación durante la etapa que va desde el inicio del descubrimiento del núcleo hasta que todo el canal está en ebullición saturada. Según el modelo utilizado, todo el volumen del líquido confinado entre las placas combustibles va incrementando progresivamente su temperatura conforme va recibiendo el flujo calórico de las placas. Al llegarse a la temperatura de saturación, cesa el incremento de temperatura y se da inicio a la generación neta de vapor. En la Sección III.1.6. se presentan mayores detalles relativos a los cálculos de esta fase del transitorio.

Considerando los bajos flujos calóricos que se prevén para la fase posterior al inicio de la ebullición en el canal, debido al decaimiento de la potencia residual generada, en el modelo utilizado, se ha considerado que el vapor fluirá continuamente por la parte superior del canal, sin experimentar oscilaciones bruscas propias del fenómeno denominado ebullición pulsada. Sin embargo la aplicabilidad de esta suposición requiere una confirmación experimental según sea la configuración del canal en estudio. Aún cuando para algunas geometrías de canal y determinados niveles de potencia calefactora la ebullición pulsada puede producirse, el asumir un flujo continuo de vapor constituye una aproximación admisible, si se tiene en cuenta que la zona crítica de la placa es la parte descubierta. Debido a la importancia de conocer la temperatura del vapor, para los fines de evaluar la transferencia de calor desde las placas, se ha

desarrollado el siguiente modelo de cálculo.

Si en el volumen de control diferencial, de la figura 11.2, hacemos el balance de flujo másico, de acuerdo a un modelo unidimensional temporal, se obtiene la siguiente expresión,

$$\dot{m}_i - \left(\dot{m}_i + \frac{\partial \dot{m}}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial t} \left[\int b e dz \right] \quad (3.2)$$

De la expresión anterior obtenemos la siguiente ecuación diferencial,

$$\frac{\partial \dot{m}}{\partial z} = - b e \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (3.3)$$

La ecuación anterior permite calcular el flujo másico de vapor en cada posición, conociendo el flujo másico y la densidad del vapor en la interfase líquido-vapor.

La ecuación utilizada para el cálculo de la entalpía del vapor considerando la radiación térmica es la siguiente,

$$\dot{m} \frac{\partial h}{\partial z} = 2 b \phi - \int b e \frac{\partial h}{\partial t} + 2 b \sigma \epsilon (\theta^4 - \tau^4) \quad (3.4)$$

En el modelo, para el flujo de vapor no se ha considerado el cálculo de la variación de presión a lo largo del canal recorrido por el vapor. Para las condiciones que se presentan, la variación de la presión es pequeña como para alterar sensiblemente las propiedades termodinámicas del vapor, con relación a las calculadas asumiendo la presión constante e igual a la presión atmosférica.

La parte inferior del canal se encuentra ocupada inicialmente por líquido subenfriado pero posteriormente alcanza la temperatura de saturación o de ebullición másica.

El modelo utilizado asume que al estancarse el fluido, se produce rápidamente la uniformización de la temperatura, de tal forma que se toma un valor promedio para la temperatura del refrigerante estancado. Al alcanzarse la temperatura de saturación cesa el incremento de temperatura del líquido.

III.1.1.3. TEMPERATURA DE LA PLACA COMBUSTIBLE EN LOS EXTREMOS INACTIVOS.

En el extremo inferior inactivo, el cálculo de la temperatura es idéntico al descrito en la sección II.1.1., con la fórmula (2.8). El cálculo de la temperatura en el extremo superior inactivo sigue diferente procedimiento. Conforme aumenta la temperatura de la placa se hace cada vez más importante la radiación térmica.

En este extremo superior, el cálculo de T_{∞} y \bar{H} se torna más complejo dado que el nivel del líquido en la piscina está en descenso. Se tienen las siguientes posibilidades:

- a. De acuerdo con la siguiente figura, cuando todavía no se descubre el extremo superior inactivo de cálculo, se toman los siguientes valores:

$$T_{\infty} = T(L) \text{ y } \bar{H} = H(L) \quad (3.5)$$

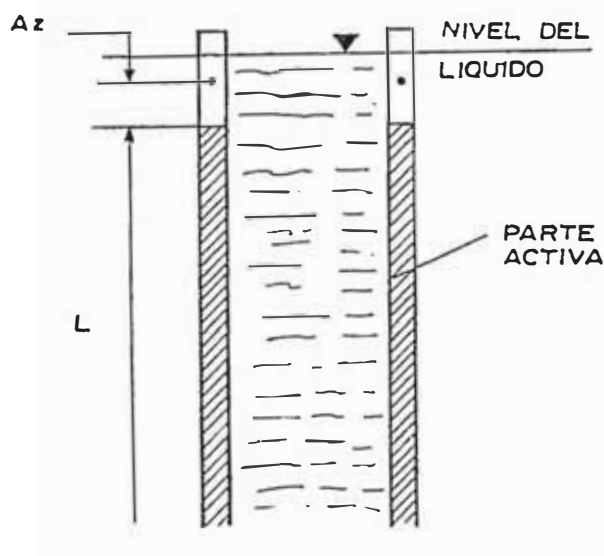


FIG. III.1. EXTREMO SUPERIOR INACTIVO CASO a

- b. Si el nivel del líquido está entre $z = L + \Delta z$ y $z = L$, figura III.1, se presentan los siguientes casos,
- b.1. Si la temperatura del líquido es inferior a la de saturación, H se calcula con la ecuación (3.18) y se hace T_{∞} igual a la temperatura del medio ambiente

conforme lo requiere la fórmula mencionada.

b.2. Si el líquido en el canal ha llegado a la de saturación o de ebullición másica, se toma $T_{\infty} = T_{\text{sat}}$ y el cálculo de H se efectúa con la fórmula (2.16). Tomando en cuenta la radiación térmica el cálculo de $\theta(\Delta z)$ se efectúa con la ecuación (3.7).

b.3. Si el nivel del líquido en la piscina se encuentra por debajo de $z = L$, se toman los valores indicados en (3,5) y se calcula con (3.7).

Para el cálculo de la temperatura en el extremo inactivo, cuando se ha alcanzado la temperatura de saturación, de acuerdo con la siguiente figura hacemos el siguiente balance :

CALOR QUE INGRESA POR CONDUCCION = CALOR QUE EGRESA POR CONDUCCION + CALOR QUE EGRESA POR CONVECCION + CALOR QUE EGRESA POR RADIACION

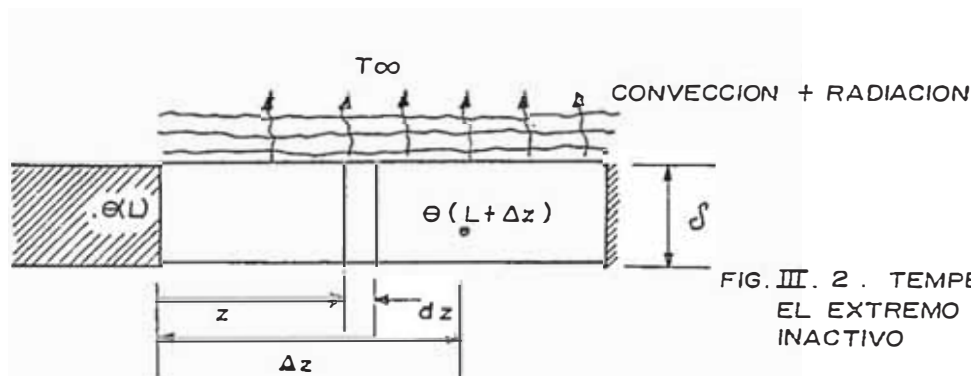


FIG. III. 2. TEMPERATURA EN EL EXTREMO SUPERIOR INACTIVO

Expresando el balance anterior en términos matemáticos y despreciando el espesor δ comparado a b , tenemos,

$$-Kr\delta b \frac{d\theta}{dz} = -Kr\delta b \frac{d\theta}{dz} + \frac{d}{dz} \left[-Kr\delta b \frac{d\theta}{dz} \right] dz + 2b\bar{H} dz (\theta - T_{\infty}) + 2b dz \sigma \epsilon [\theta^4 - T_{\infty}^4]$$

(3.6)

Al simplificar la expresión anterior obtenemos la siguiente,

$$\frac{d^2\theta}{dz^2} = \frac{2\bar{H}}{Kr\delta} (\theta - T_{\infty}) + \frac{2\sigma\epsilon}{Kr\delta} (\theta^4 - T_{\infty}^4)$$

(3.7)

La solución de esta última ecuación, en forma aproximada, se presenta en la sección III.1.7.

III.1.1.4. DISTRIBUCIÓN DEL CALOR GENERADOR

Esta sección es idéntica a la descrita en la II.1.1. El modelo es igual al descrito en el accidente de pérdida del caudal de refrigeración.

III.1.1.5. CALCULO DEL ESTADO ESTACIONARIO

Se aplica lo indicado en la sección II.1.1. Si el accidente fue provocado por la caída de un objeto pesado sobre el tubo tangencial, el scram y el corte de las bombas se produce cuando el nivel de la piscina ha alcanzado un determinado nivel. Hasta este momento el reactor continuará funcionando en estado estacionario. Si el accidente es provocado por un sismo de gran magnitud, el scram se produce inmediatamente y las bombas se cortarán al alcanzar el antes mencionado nivel.

III.1.2. COEFICIENTES DE CONVECCION Y GRADO REDUCIDO DE RADIACION INTEGRAL.

Antes del inicio del descubrimiento del núcleo los procesos son similares a los que se presentan en el accidente de pérdida del caudal de refrigeración. Las correlaciones para el cálculo del coeficiente de convección son las mismas que fueron descritas en la sección II.1.2.

III.1.2.1. COEFICIENTE DE CONVECCION EN CONVECCION NATURAL EN LIQUIDO SUBENFRIADO.

Durante la etapa previa a la ebullición nucleada, el líquido estancado en el canal recibe transferencia de calor en convección natural en líquido subenfriado. Para la evaluación del coeficiente de convección se utiliza la correlación de Landis -

Yanowitz (19).

$$H = \frac{K}{(e/2)} \cdot 0.123 \left[\frac{(e/2)}{L_f} \right]^{0.84} (Gr \cdot Pr)^{0.28} \quad (3.8)$$

Donde las propiedades se evalúan a la temperatura de película : $(\theta + T) / 2$, y el Gr está calculado tomando $(e/2)$ como longitud característica.

Si el valor de H es menor que $0.1K / (e/2)$, se usa el valor correspondiente a conducción de calor,

$$H = 0.1 \frac{K}{(e/2)} \quad (3.9)$$

Dado el pequeño valor de $e/2$ en este tipo de elementos combustibles es más probable estar en el campo de aplicación de (3.9).

III.1.2.2. COEFICIENTE DE CONVECCION NATURAL EN LIQUIDO EN EBULLICION SUBENFRIADA Y SATURADA

Conforme se incrementa la temperatura del líquido estancado, se alcanza la temperatura de ebullición subenfriada. A partir de este momento cambia la correlación de cálculo del coeficiente de convección. Tenemos las siguientes correlaciones ,

a. correlación de Stephan -Abdelsalam (20),

$$H = 3.6 \phi^{0.673} \quad [SI] \quad (3.10)$$

b. correlación de Mc-Adams (21) , para convección forzada,

$$\theta - T_{sat} = 0.81 \phi^{0.259} \quad (SI) \quad (3.11)$$

$$H = \frac{\phi}{\theta - T} \quad (SI) \quad (3.12)$$

$$H = \frac{\phi}{\theta - T_{sat}} \quad (SI) \quad (3.13)$$

Se utiliza (3.12) en ebullición subenfriada y (3.13) en ebullición saturada.

c. correlación de Rohsenow (22)

$$\frac{C_1 (\theta - T_{sat})}{h_{fg}} = 0.013 \left[\frac{\phi}{\mu_l h_{fg}} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \right]^{0.33} \left(\frac{C_1 \mu_l}{K_l} \right)^{1.7} \quad (3.14)$$

Si reemplazamos los datos correspondientes a las condiciones de saturación de la presión atmosférica, obtenemos la siguiente expresión,

$$\theta - T_{sat} = 0.29 \phi^{0.33} \quad [SI] \quad (3.15)$$

Se puede demostrar que las correlaciones (3.10) y (3.15) conducen a resultados similares en el rango de flujos de calor que se presentan en el accidente de pérdida del refrigerante.

En el presente trabajo se ha utilizado la correlación (3.15). La ebullición subenfriada se da inicio cuando la placa ha alcanzado la temperatura siguiente,

$$\theta = T_{sat} + 0.29 \phi^{0.33} \quad [SI] \quad (3.16)$$

El coeficiente de convección se determina con la expresión siguiente,

$$H = \frac{42.6 (\theta - T_{sat})^{3.03}}{\theta - T} \quad (3.17)$$

que se deduce de la ecuación (3.15).

III.1.2.3. COEFICIENTE DE CONVECCION NATURAL EN AIRE

De acuerdo con la siguiente figura, cuando ha descendido el nivel del líquido, se utiliza la correlación de SIEGEL-NORRIS-KREITH (23),

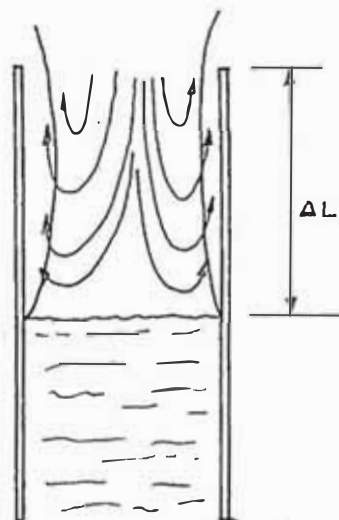


FIG. III. 3. CONVECCION NATURAL EN CANALES PARCIALMENTE CERRADOS

$$Nu_{,e} = 0.225 \left(Gr_{,e} Pr \frac{e}{\Delta L} \right)^{0.325} \quad (3.18)$$

donde:

$$Nu_{,e} = \frac{He}{K}$$

$$Gr_{,e} Pr \frac{e}{\Delta L} = g \beta \Delta T e^4 C_p \mu / (\Delta L K \gamma^2)$$

Las propiedades del aire se evalúan a la temperatura media entre la de la placa y la del medio ambiente.

III.1.2.4. COEFICIENTE DE CONVECCION EN FLUJO LAMINAR DE VAPOR

El coeficiente de convección (para el vapor de agua es calculado con la correlación de Sieder -Tate (2.16), con la acotación (2.17) . El flujo de vapor está en régimen laminar. Si no fuera el caso se utilizará una correlación para flujo turbulento (2.20)

También es factible usar la correlación de Hansen (24),

$$Nu = \frac{3.66 + 0.0668 Re \cdot Pr D / \Delta L}{1 + 0.04 (Re Pr D / \Delta L)^{0.66}} \quad (3.19)$$

donde las propiedades se evalúan a la temperatura másica del fluido.

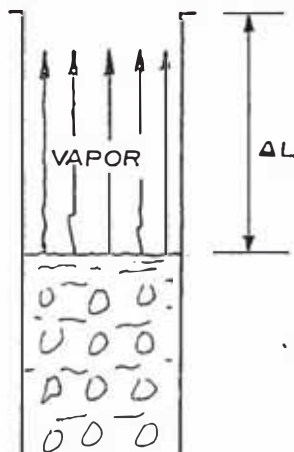


FIG. III. 4. FLUJO DE VAPOR EN EL CANAL

III.1.2.5. GRADO REDUCIDO DE RADIACION INTEGRAL

El modelo empleado para calcular la radiación térmica entre la superficie de la placa combustible y el vapor supone la factibilidad de efectuar el cálculo independiente de la convección y la radiación. El cálculo de la radiación térmica es bastante complejo por el hecho de tratarse de un sistema en el cual tanto la superficie de la placa como el vapor son cuerpos grises (absorben parcialmente la radiación) y por tener un campo de temperaturas variable. En el presente trabajo se ha supuesto que el intercambio de radiación térmica se realiza entre las zonas ubicadas en la misma horizontal, lo que equivale a suponer que la radiación es preferentemente de dirección horizontal. Asumir esto es una aproximación aceptable dentro de la precisión global de todo el proceso de cálculo. Se define el grado reducido de radiación integral ϵ , (25),

$$\epsilon = \frac{1}{\frac{1}{\epsilon_p} + \frac{1}{\epsilon_v} - 1} \quad (3.20)$$

donde : ϵ_p Es la emisividad de la superficie de la placa, calculada a la temperatura de la placa combustible.

ϵ_v Es la emisividad del vapor, cuyo cálculo se detalla en el ANEXO E. Si $T > \theta$, ϵ_v se calcula a la temperatura del vapor. Si $T < \theta$, ϵ_v se calcula a la temperatura de la placa. Esto se hace con la finalidad de tomar en consideración el efecto de selectividad en la absorción de la radiación proveniente de la placa por parte del vapor.

III.1.3. GENERACION DE POTENCIA

El cálculo de la potencia generada se efectúa de la misma forma como se describió en la sección II.1.3. Cuando el núcleo queda descubierto, la potencia neutrónica ha decaído sensiblemente y la potencia residual de los productos de fisión ha pasado -

largamente a ser la más importante. En la medida que tanto el aire, el vapor y el agua poseen una capacidad de absorción de la radiación β , bastante inferior a la de las placas combustibles, se asume que esta radiación es absorbida íntegramente por las placas, lo cual da un margen conservativo en los cálculos. Por otra parte la radiación β es absorbida en un alto porcentaje dentro de las mismas placas. De ahí que en lo fundamental el cálculo de la generación de potencia permanezca tal como se la calculó en la sección II.1.3.

III.1.4. EVOLUCION DEL CAUDAL DE REFRIGERACION

Durante la etapa previa al descubrimiento del núcleo, los cálculos relativos al caudal de refrigeración son los mismos a los descritos en la sección II.1.4. Al llegar el nivel del líquido en la piscina a la parte superior o boca del núcleo la velocidad del fluido se hace cero. El flujo de vapor que se produce posteriormente se calcula en la sección III.1.6.

III.1.5. DESCENSO DEL NIVEL DEL LIQUIDO EN LA PISCINA

Para los fines del cálculo del nivel del líquido en la piscina, tenemos el siguiente esquema,

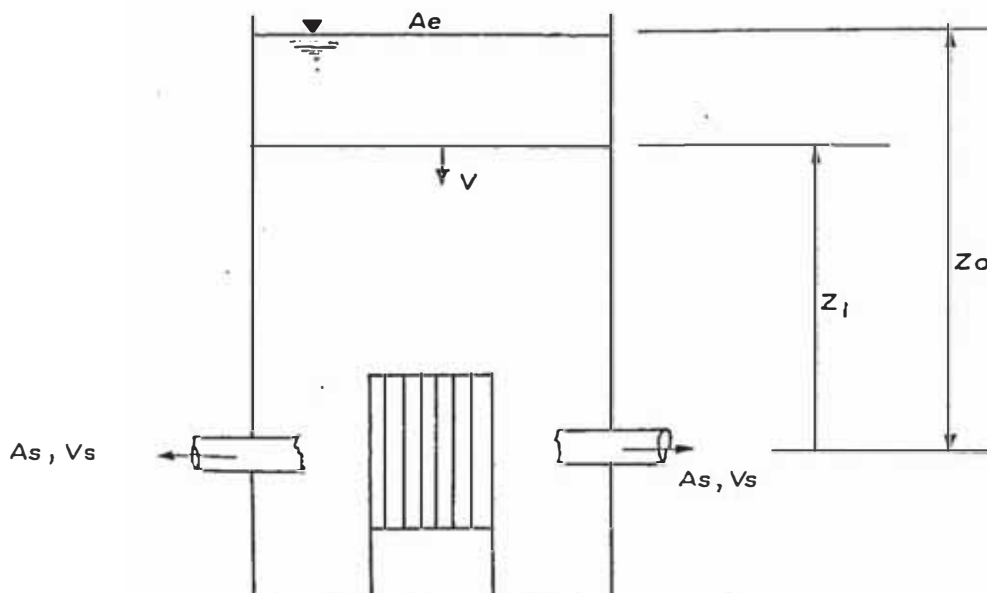


FIG. III. 5. DESCENSO DEL NIVEL DEL LIQUIDO EN LA PISCINA

De acuerdo con (26), la ecuación del proceso asumiendo flujo unidimensional es la siguiente,

$$z \frac{d^2 z}{dt^2} + \frac{1}{2} \left(\frac{dz}{dt} \right)^2 \left[1 - \left(\frac{A_e}{2 A_s} \right)^2 \right] + g z = 0 \quad (3.21)$$

El término $d^2 z / dt^2 = -dV/dt$ puede ser despreciado en este caso, de donde obtenemos,

$$\frac{dz}{dt} = - \sqrt{\frac{2 g z}{(A_e / 2 A_s)^2 - 1}} \quad (3.22)$$

Integrando la ecuación anterior desde Z_0 a Z_1 y desde 0 a t , se obtiene la siguiente expresión,

$$Z_1 = \left[\sqrt{Z_0} - \frac{t \sqrt{2g}}{2 \sqrt{A_e / 2 A_s - 1}} \right]^2 \quad (3.23)$$

Como en general $A_e \gg A_s$, la ecuación anterior se simplifica a la siguiente,

$$Z_1 = \left[\sqrt{Z_0} - \frac{t \sqrt{2g}}{A_e / A_s} \right]^2 \quad (3.24)$$

La fórmula anterior sólo es válida hasta cuando $Z_1 > r_t^2$, siendo r_t el radio del tubo tangencial. Si $Z_1 < r_t^2$, ya no se está en el caso de salida libre por un orificio de sección constante. Si respresiamos las pérdidas por contracción del flujo en la entrada al tubo, podemos asemejar este proceso al de salida por un vertedero de pared ancha, asumiendo así una solución conservativa.

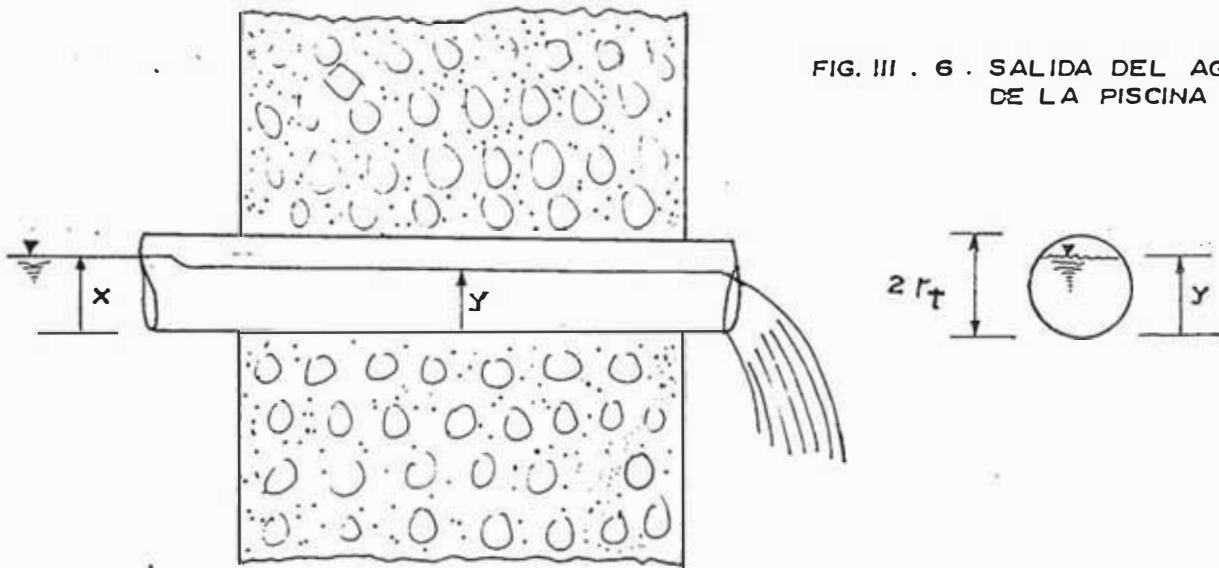


FIG. III . 6 . SALIDA DEL AGUA DE LA PISCINA

De acuerdo con Shames (27), si despreciamos el rozamiento en el tubo tenemos ,

$$Q' = \sqrt{2g} \left(\frac{2}{3} x \right)^{3/2} \quad (3.25)$$

donde Q' es el caudal por unidad de ancho. Como en nuestro caso no tenemos un ancho constante; utilizamos un ancho equivalente b^* , definido de acuerdo a la siguiente figura,

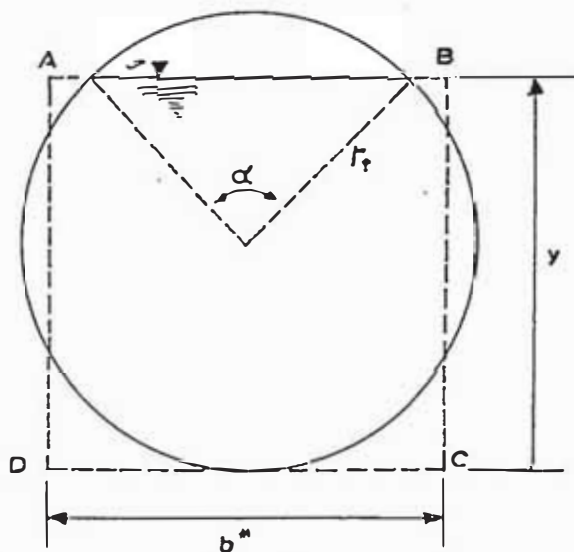


FIG. III . 7 ANCHO PROMEDIO EQUIVALENTE

AREA ABCD = Area Real de Salida

$$b^* Y = \pi r_t^2 - \frac{1}{2} r_t^2 (\alpha - \text{Sen } \alpha) \quad (3.26)$$

$$\text{donde } \alpha = 2 \cos^{-1} \left(\frac{Y - r_t}{r_t} \right) \quad (3.27)$$

$$\text{además como } X \approx Y : \alpha = 2 \cos^{-1} \left(\frac{X - r_t}{r_t} \right) \quad (3.28)$$

Combinando (3.25), (3.26) y (3.28) y considerando que la salida del fluido es por los 2 extremos, obtenemos ,

$$Q = \frac{2\sqrt{g}}{X} \left(\pi r_t^2 - \frac{1}{2} r_t^2 (\alpha - \text{Sen } \alpha) \right) \left(\frac{2}{3} X \right)^{3/2} \quad (3.30)$$

Por otro lado tenemos ,

$$Q = VA_e = \frac{dx}{dt} \cdot A_e \quad (3.31)$$

donde V es la velocidad de descenso del nivel en la piscina y A_e el área de la piscina
Igualando (3.30) y (3.31) se obtiene,

$$\frac{dx}{dt} = \frac{2\sqrt{g}}{x} \frac{\pi r_t^2}{A_e} \left[1 - \frac{\alpha - \text{Sen } \alpha}{2\pi} \right] \left(\frac{2}{3} x \right)^{3/2} \quad (3.32)$$

En la sección III.1.7. se presenta la solución numérica de la ecuación anterior.

Cuando el nivel del líquido en la piscina ha descendido hasta la zona del núcleo , por requerimientos del proceso de integración de las ecuaciones diferenciales del refrigerante, se desplaza el nivel de la piscina hasta ubicarla en el punto de cálculo numérico más cercano, como se muestra en la siguiente figura,

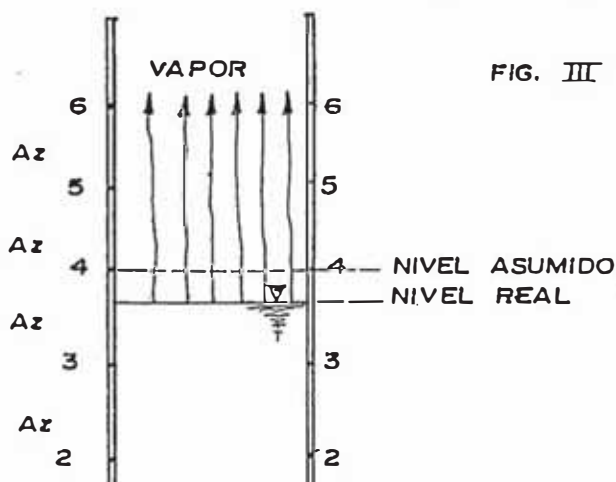


FIG. III 8 . NIVEL DE LA PISCINA ASUMIDO PARA LA INTEGRACION NUMERICA

En la figura al encontrarse el nivel más cercano al punto 4, para los fines de la integración se asume que el nivel está en este punto, lo que indica que el vapor inicia su recorrido ascendente en este punto.

III.1.6. CALCULO DEL FLUJO DE VAPOR GENERADO

Al producirse el estancamiento del fluido, el modelo asume que la temperatura del refrigerante se uniformiza rápidamente. La temperatura promedio se evalúa de acuerdo con la siguiente expresión,

$$\bar{T}(t) = \frac{\sum_{i=1}^N T(t,i)}{N} \quad (3.33)$$

donde i representa a cada punto de cálculo a lo largo del canal.

El cálculo del flujo de calor promedio transferido al fluido se efectúa de acuerdo con la expresión siguiente ,

$$\bar{\theta}(t) = \left[\sum_{i=1}^N \theta(t,i) \right] / N^* \quad (3.34)$$

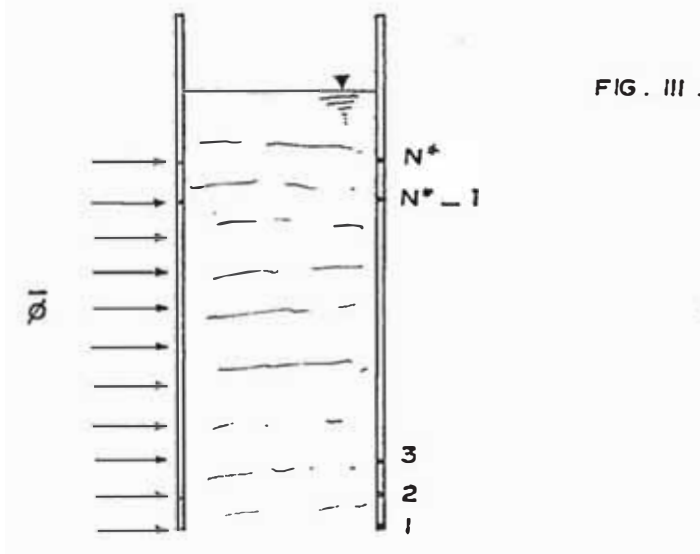


FIG. III . 9. CALCULO DEL INCREMENTO DE LA TEMPERATURA DEL REFRIGERANTE ESTANCADO

En la expresión anterior la interpretación de N^* es la siguiente,

- Si el nivel del líquido está por encima de la parte superior de la zona activa, entonces $N^* = N$, donde N es el número total de puntos dentro del canal ubicados en la zona activa, zona en la que se calculan valores de θ y T .
- Si el nivel del líquido está por debajo de la parte superior de la zona activa, entonces N^* es el punto, contando desde el extremo inferior, $z = 0$, en el que se encuentra el nivel del líquido de acuerdo con lo indicado en la sección anterior y la figura III.8.

El incremento de la temperatura del refrigerante líquido estancado se calcula de acuerdo al balance siguiente,

$$2 \Delta t b L \bar{\theta}(t) = \int_{z_1}^{z_1 + \frac{L}{2}} \rho e b (z_1 + \frac{L}{2}) C_p \Delta \bar{T} \quad (3.35)$$

de donde se obtiene la expresión siguiente,

$$\Delta \bar{T} = \frac{2L \Delta t \bar{\theta}(t)}{\int_{z_1}^{z_1 + L/2} \rho e (z_1 + L/2) C_p} \quad (3.36)$$

La expresión anterior es válida cuando el nivel del líquido en la piscina está por encima del punto N , cuando $N^* = N$.

Si el nivel del líquido está por debajo de N , $N^* < N$, el balance es el siguiente,

$$2 \Delta t b \left(\frac{L}{2} + z_1 \right) \bar{\vartheta}(t) = \rho e b \left(\frac{L}{2} + z_1 \right) C_p \Delta \bar{T} \quad (3.37)$$

de donde se obtiene la expresión siguiente ,

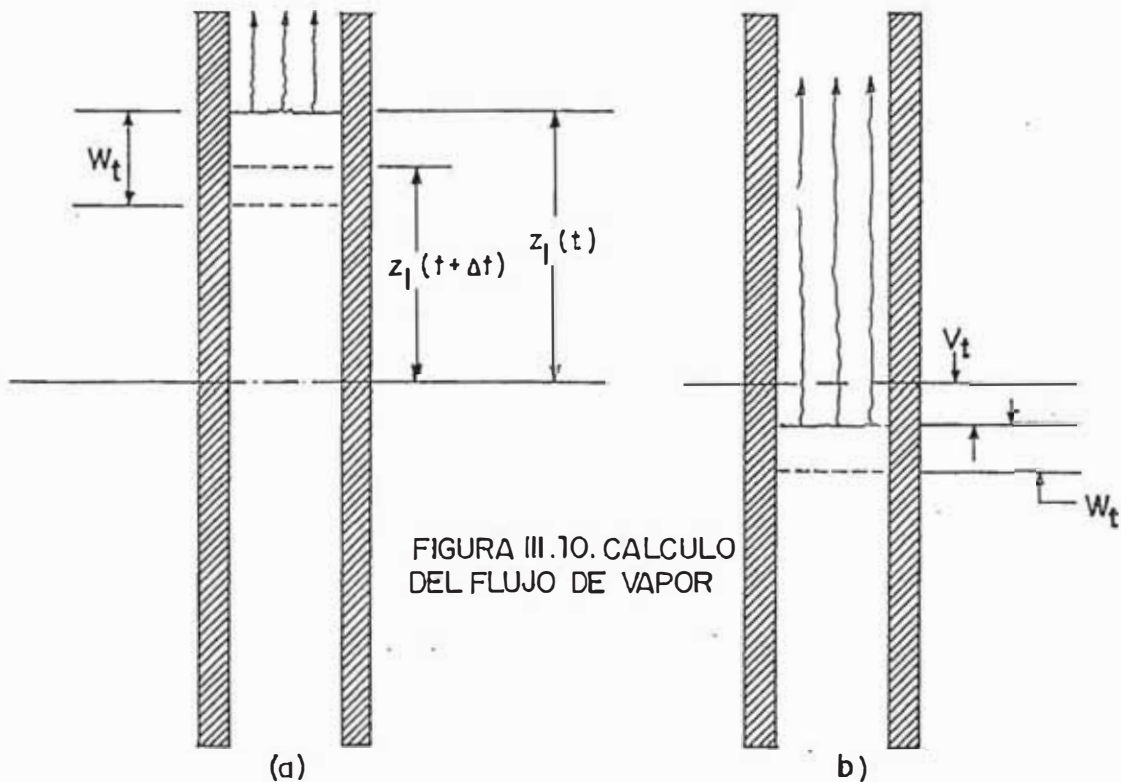
$$\Delta \bar{T} = \frac{2 \Delta t \bar{\vartheta}(t)}{\rho e C_p} \quad (3.38)$$

El nuevo valor de la temperatura del líquido estancado se evalúa de la forma siguiente,

$$\bar{T}(t + \Delta t) = T(t) + \Delta \bar{T} \quad (3.39)$$

Este proceso, desde (3.34) hasta (3.39), se repite hasta que se alcanza la temperatura de saturación , $\bar{T}(t + \Delta t) = T_{sat}$. A partir de este momento se genera vapor.

La potencia de generación de vapor se calcula de acuerdo con la siguiente figura,



La figura (III.10.a) representa la etapa en la que el nivel del líquido sigue disminuyendo y la figura (III.10.b) cuando se ha llegado al nivel inferior .

Sea W_d la masa de agua que ha descendido, como consecuencia del descenso del nivel en la piscina,

$$W_d = (Z_1 (t) - Z_1 (t + \Delta t)) b e \rho \quad (3.40)$$

Sea W_t la masa de agua que se ha evaporado en el tiempo Δt ,

$$W_t = \dot{m}_v (t) \Delta t \quad (3.41)$$

Si W_t es mayor que W_d , la diferencia es la cantidad de agua que ingresa al canal. Como esta cantidad de líquido ingresa a menor temperatura, parte del flujo de calor hacia el líquido confinado servirá para elevar su temperatura. El resto del flujo de calor generará vapor que refrigerará la parte superior de la placa. Una posición conservadora es asumir que este líquido ingresa a la temperatura de la piscina. Esta da como resultado un menor valor del flujo másico de evaporación. De acuerdo con esto, la potencia de generación de vapor P_v es la siguiente,

$$P_v = \bar{\varnothing} A - \left(\frac{W_t - W_d}{\Delta t} \right) C_p (T_{sat} - T_{pis}) \quad (3.42)$$

donde:

$$A = 2 b L, \text{ si } N^* = N$$

$$A = 2 b \left(\frac{1}{2} + Z_1 \right), \text{ si } N^* < N \quad (3.43)$$

Se demuestra que el calor por conducción que sale del canal hacia la parte inferior es despreciable con respecto a P_v durante las primeras horas del accidente (sección III.4).

El flujo de vapor generado se calcula de acuerdo con la siguiente expresión,

$$\dot{m}_v = \frac{P_v}{h_{fg}} \quad (3.44)$$

\dot{m}_v es el flujo de vapor que emerge en la interfase líquido-vapor.

III.1.7. SOLUCION NUMERICA DE LAS ECUACIONES

El método numérico empleado para solucionar la ecuación de balance de energía en la placa combustible es el que se utilizó en la sección II. 1.7. La diferencia reside en

La transferencia de calor por radiación térmica en la zona refrigerada por el vapor. Debido a esto, las ecuaciones utilizadas son las siguientes,

Para el extremo superior,

$$\begin{aligned} \Theta(t + \Delta t, L) = & \left[1 - \frac{K_r \Delta t}{\rho_{ex} C_{ex} \Delta z^2} - \frac{K_f \Delta t}{\rho_{ex} C_{ex} \Delta z^2} - \frac{2 \Delta t}{\rho_{ex} C_{ex} \delta} H(t, L) \right] \Theta(t, L) + \\ & \frac{K_r \Delta t}{\rho_{ex} C_{ex} \Delta z^2} \Theta(t, L + \Delta z) + \frac{K_f \Delta t}{\rho_{ex} C_{ex} \Delta z^2} \Theta(t, L - \Delta z) + \\ & \frac{2 \Delta t}{\rho_{ex} C_{ex} \delta} H(t, L) T(t, L) + \frac{\Delta t}{2 \rho_{ex} C_{ex} \delta b} q'(t, L) - \\ & \frac{2 \sigma \epsilon(t, L) \Delta t}{\rho_{ex} C_{ex} \delta} (\Theta^4(t, L) - T^4(t, L)) \end{aligned} \quad (3.45.a)$$

Para los puntos intermedios, $L < z < 0$

$$\begin{aligned} \Theta(t + \Delta t, z) = & \left[1 - \frac{2 K_f \Delta t}{\rho_f C_f \Delta z^2} - \frac{2 \Delta t}{\rho_f C_f \delta} H(t, z) \right] \Theta(t, z) + \\ & \frac{K_f \Delta t}{\rho_f C_f \Delta z^2} \left[\Theta(t, z + \Delta z) + \Theta(t, z - \Delta z) \right] + \frac{2 \Delta t}{\rho_f C_f \delta} H(t, z) T(t, z) + \\ & \frac{\Delta t}{\rho_f C_f \delta b} q'(t, z) - \frac{2 \sigma \epsilon(t, z) \Delta t}{\rho_f C_f \delta} (\Theta^4(t, z) - T(t, z)^4) \end{aligned} \quad (3.45.b)$$

donde en los puntos ubicados debajo del nivel del líquido, $\epsilon(t, z) = 0$

Para el extremo inferior, $z = 0$,

$$\begin{aligned} \Theta(t + \Delta t, 0) = & \left[1 - \frac{K_r \Delta t}{\rho_{ex} C_{ex} \Delta z^2} - \frac{K_f \Delta t}{\rho_{ex} C_{ex} \Delta z^2} - \frac{2 \Delta t}{\rho_{ex} C_{ex} \delta} H(t, 0) \right] \Theta(t, 0) + \\ & \frac{K_f \Delta t}{\rho_{ex} C_{ex} \Delta z^2} \Theta(t, -\Delta z) + \frac{K_f \Delta t}{\rho_{ex} C_{ex} \Delta z^2} \Theta(t, \Delta z) + \\ & \frac{2 \Delta t}{\rho_{ex} C_{ex} \delta} H(t, 0) T(t, 0) + \frac{\Delta t}{2 \rho_{ex} C_{ex} \delta b} q'(t, 0) \end{aligned}$$

La integración de la ecuación (3.3), de balance de flujo másico, conduce a la siguiente expresión,

$$\dot{m}(t + \Delta t, z) = \dot{m}(t + \Delta t, z - \Delta z) - \frac{be \Delta z}{\Delta t} \left[\rho(t + \Delta t, z - \Delta z) - \rho(t, z - \Delta z) \right] \quad (3.46)$$

La integración de la ecuación (3.4), de balance de entalpía de vapor, conduce a la siguiente expresión,

$$h(t + \Delta t, z) = \left[\frac{\dot{m}(t + \Delta t, z)}{\Delta z} + \frac{\rho(t, z) be}{\Delta t} \right]^{-1} \left[\frac{\dot{m}(t + \Delta t, z)}{\Delta z} h(t + \Delta t, z - \Delta z) + \frac{be \rho(t, z)}{\Delta t} h(t, z) + b(\theta(t, z) + \theta(t, z - \Delta z)) + 2b\sigma \epsilon(t, z)(\theta^4(t, z) - T^4(t, z)) \right] \quad (3.47)$$

La ecuación (3.7), para el cálculo de la temperatura en el extremo superior inactivo, se integra usando la expansión de Taylor, de acuerdo con la figura III.2 tenemos la siguiente expresión,

$$\theta(t + \Delta t, L + \Delta z) = \theta(t, L) + \Delta z \frac{\partial \theta(t, L)}{\partial z} + \frac{\Delta z^2}{2} \frac{\partial^2 \theta(t, L)}{\partial z^2} \quad (3.48)$$

La ecuación (3.7) tiene las siguientes condiciones de frontera,

$$z = L, \theta = \theta(t, L) \text{ y } z = L + \Delta L, \frac{\partial \theta}{\partial z} = 0 \quad (3.49)$$

de donde se obtiene la expresión siguiente,

$$\theta(t + \Delta t, L + \Delta z) = \theta(t, L) - \Delta z \left(\Delta L - \frac{\Delta z}{2} \right) \left[\frac{2\bar{H}}{Kr\delta} \theta(t, L) + \frac{2\sigma \epsilon(t, L + \Delta z)}{Kr\delta} \right]$$

$$\theta^4(t, L) = \frac{2\bar{H}}{Kr\delta} T_\infty - \frac{2\sigma \varepsilon(t, L + \Delta z)}{Kr\delta} T_\infty^4 \quad (3.50)$$

donde la emisividad $\varepsilon(t, L + \Delta z)$ se evalúa de acuerdo con lo especificado en la sección III.1.2.5.

En la ecuación (3.32), para el cálculo del nivel del líquido cuando $Z_1 < r_t$, hacemos constante el término de la derecha durante el intervalo Δt y tenemos,

$$X(t + \Delta t) = X(t) - \frac{2\sqrt{g}}{X(t)} \frac{\pi r_t^2}{Ae} \left[1 - \frac{\alpha(t) - \text{sen}(\alpha(t))}{2\pi} \right] \left(\frac{2}{3} X(t) \right)^{3/2} \Delta t \quad (3.51)$$

donde,

$$\alpha(t) = 2 \cos^{-1} \left[\frac{X(t) - r_t}{r_t} \right] \quad (3.52)$$

III.2. EJEMPLO DE CALCULO

III.2.1. GENERALIDADES

El ejemplo considerado es en lo fundamental, el mismo que se describió en la sección II.2, sin embargo para este accidente se requieren datos adicionales.

De todos los casos factibles de tomarlos como ejemplo numérico se han considerado los 3 siguientes,

CASO A : Potencia de la placa, de canal caliente, $P_o = 69206W$

Factor de Pico , $FP = 2.5$

Relación sección transversal de la piscina/sección transversal del tubo tangencial : 493.83

CASO B: Potencia de la placa, de canal nominal, $P_o = 27682W$

Factor de Pico, $FP = 1.0$

Relación sección transversal de la piscina/sección transversal del tubo tangencial : 493.83

CASO C: Potencia de la placa, de canal caliente, $P_o = 69206 W$

Factor de Pico = 2.5

Se simula aporte de tanque de reserva, relación: 1225.4

En cuanto a los datos restantes son los mismos para los 3 casos

III.2.2. DATOS PARA EL CALCULO DE LA POTENCIA RESIDUAL

Se usan los mismos datos descritos en la sección II.2.2.

III.2.3. DATOS GEOMETRICOS

Adicionalmente a los datos descritos en la sección II.2.3, se requieren los siguiente,

Altura desde el centro de la placa a la boca del núcleo, $Z_{nu} = 0.3775 m$

Altura desde el centro de la placa al nivel inicial de la piscina, $Z_0 = 9.0\text{m}$

Altura desde el centro de la placa a la posición del detector de nivel que da señal de scram y corte de las bombas, $Z_{sc} = 8.5\text{ m}$.

Altura desde el centro de la placa al rompesisfón , $Z_{sif} = 3.5\text{m}$

Relación entre las áreas de la sección transversal del tanque principal o piscina y la sección del tubo tangencial,

CASOS A y B : $AA = 493.83$

CASO C : $AA = 1225.4$

III.2.4. DATOS TERMODINAMICOS

Adicionalmente a todos los considerandos en la sección II.2.4, se tienen los siguientes,

Entalpía de vaporización del agua a 1 atm., $h_{sat} = 2256.9\text{KJ/kg}$

Temperatura de saturación del agua a 1 atm, $T_{sat} = 100^\circ\text{C}$

Temperatura de fusión de la vaina, $T_{fus} = 660^\circ\text{C}$

III.2.5. DATOS PARA EL CALCULO DE LA EVOLUCION DEL CAUDAL Y LA INVERSIÓN DEL FLUJO.

Se han tomado los mismos datos descritos en la sección II.2.5

III.2.6. DATOS GENERALES ,DE CALCULO NUMERICO Y DE CONTROL DE IMPRESION

En los casos A y C, la potencia inicial de la placa es $P_0 = 69206\text{W}$, y en el caso B, $P_0 = 27,682\text{ W}$

En los casos A y C, el factor de pico es 2.5 y en el B, $FP = 1.0$

Se consideran los mismos datos de la sección 2.2.6, combinándose los siguientes,

Debido al proceso de descenso del nivel del líquido en la piscina se han tomado $N = 61$ puntos longitudinales a lo largo de la placa.

El indicador del tipo de accidente, $J=2$, que indica pérdida del refrigerante por el tubo tangencial producida la rotura por la caída de un objeto pesado.

El indicador de impresión, $IW=3$, cada 3 puntos de cálculo se imprimirán resultados.

El indicador de impresión, $IWW=100$, cada 100 intervalos de tiempo se imprimirán resultados.

El indicador de finalización, $IWI=1$, los cálculos en el programa finalizarán cuando en la placa se alcance la temperatura de fusión.

El paso temporal, $\Delta T = 0.1$ seg. para el caso A y el caso C

$\Delta T = 0.05$ seg. para el caso B.

III.3. RESULTADOS

En las siguientes tablas se presentan los resultados obtenidos con el programa de cómputo, para los 3 casos considerados como ejemplo numérico. Se han tenido en cuenta las siguientes consideraciones :

- a. Durante la etapa previa al descubrimiento del núcleo el proceso transitorio es similar al de pérdida del caudal de refrigeración. Los resultados son presentados más espaciadamente en el tiempo, incidiéndose en instantes remarcables como aquel en que la placa combustible alcanza su temperatura máxima durante esta etapa del accidente.
- b. A partir del inicio del descubrimiento del núcleo los resultados se presentan en espaciamientos temporales más cercanos, debido a que esta etapa constituye la más crítica.
- c. Se tuvieron resultados numéricos cada 10 segundos y a lo largo de 21 puntos igualmente espaciados. Por razones de espacio no se muestran todos estos resultados. En el caso A, ilustrativamente, se muestran los resultados en 13 puntos, 10 ubicados en la parte superior de la placa.
En los casos B y C, se muestran los resultados en 8 puntos, 5 de los cuales en la parte superior de la placa. Se ha incidido en la parte superior de la placa, por constituir ésta la zona que se descubre y es crítica.
- d. El número de Reynolds, $Re(r, z)$, el coeficiente de convección, $H(t, z)$, la densidad del vapor $\rho_v(t, z)$ y el flujo de vapor, $\dot{m}_v(t, z)$ obtenidos como salida del programa, no se muestran por razones de espacio.
- e. En el anexo G se incluye la salida completa del Caso A del accidente de pérdida del refrigerante por rotura del tubo tangencial de irradiación.

III.1	C A S O A			
t	P (t)	V (t)	\dot{m}_v (t)	z_l (t)
s	W	m/s	gr/s	m
0 - 9.4	69206.0	4.68		9.00
59. 4	3265.6	1.009		6.086
109. 4	2525.3	0.340		4.075
119. 4	2437.7	- 0.056		3.720 (*)
159. 4	2173.1	- 0.100		2.465
209. 4	19 53.6	- 0. 080		1.258
266. 0	1781.4	-0.074		0.377 (**)
269. 4	1773.0	0.0		0.341
279. 4	1748.4	0.0		0.245
289. 4	1725.0	0.0	0.625	0.164 (***)
299. 4	1702.8	0.0	0.537	0.099
309. 4	1681.5	0.0	0.497	0.067
319. 4	1661.2	0.0	0.431	0.044
329. 4	1641.8	0.0	0.426	0.026
339. 4	1623.2	0.0	0.381	0.012
349. 4	1605.4	0.0	0.366	0.000
359. 4	1588.3	0.0	0.346	-0.009
369. 4	1571.8	0.0	0.318	-0.017
379. 4	1555.9	0.0	0.335	-0.023
383. 1	1550.2	0.0	0.337	-0.026

P (t) Potencia total de la placa combustible

V (t) Velocidad del Refrigerante líquido

\dot{m}_v (t) Flujo de vapor en la interfase

z_l (t) Nivel del líquido en la piscina

(*) Inversión del flujo, $t = 116.9$ s

(**) Estancamiento del flujo, $t = 266.0$ s

(***) Se llegó a T_{sat} , $t = 284.1$ s

III.2		DISTRIBUCION DE TEMPERATURAS (°C) Y DEL FLUJO DE CALOR (W/ cm ²)														
CASO A		LONGITUD A LO LARGO DE LA PLACA COMBUSTIBLE (m)														
T (s)	0.000	0.154	0.3075	0.338	0.369	0.400	0.431	0.461	0.492	0.523	0.554	0.584	0.615			
9.4	T 56.3	52.9	48.0	47.0	45.9	44.9	44.0	43.1	42.3	41.6	40.9	40.4	40.0			
	θ 70.9	88.4	91.7	90.5	88.9	86.7	83.9	80.5	76.6	72.3	67.4	62.2	56.5			
	∅ 35.94	89.59	110.0	109.6	102.5	95.79	95.79	89.59	81.02	71.22	60.32	48.50	35.94			
59.4	T 43.5	42.9	41.8	41.6	41.3	41.1	40.9	40.7	40.5	40.3	40.2	40.1	40.0			
	θ 44.8	49.5	50.0	49.5	48.7	48.1	47.4	46.7	46.0	45.1	44.3	43.4	41.2			
	∅ 0.7731	4.198	5.162	5.618	5.257	4.937	4.617	4.241	3.823	3.354	2.838	2.279	0.7944			
109.4	T 47.5	46.1	43.8	43.3	42.8	42.3	41.9	41.4	41.1	40.7	40.4	40.2	40.0			
	θ 50.3	61.8	63.9	63.4	62.7	61.7	60.4	58.8	56.9	54.8	52.5	49.9	43.5			
	∅ 0.5652	3.116	3.831	3.801	3.712	3.567	3.366	3.114	2.815	2.473	2.093	1.671	0.5893			
119.4	T 46.1	67.7	72.7	72.3	71.4	70.0	68.3	66.1	63.6	60.8	57.7	54.5	50.8			
	θ 59.7	102.4	110.3	109.2	107.2	104.4	100.8	96.3	91.1	85.2	78.5	70.6	55.5			
	∅ 0.8312	3.004	3.407	3.327	3.195	3.015	2.789	2.522	2.218	1.883	1.519	1.093	0.2347			
159.4	T 46.1	50.6	57.8	59.4	60.9	62.4	63.8	65.1	66.3	67.4	68.4	69.1	69.6			
	θ 56.1	85.8	98.0	99.1	99.7	99.8	99.4	98.5	97.0	95.0	92.4	88.9	78.4			
	∅ 0.5656	2.826	3.471	3.445	3.366	3.235	3.056	2.829	2.559	2.250	1.905	1.498	0.5536			
209.4	T 40.0	45.0	53.1	54.8	56.5	58.1	59.7	61.3	62.7	64.0	65.3	66.3	67.1			
	θ 49.7	78.4	91.1	92.4	93.3	93.7	93.7	93.1	92.1	90.6	88.5	85.5	76.0			
	∅ 0.5266	2.565	3.160	3.144	3.081	2.973	2.820	2.625	2.388	2.112	1.799	1.424	0.5512			
266.0	T 40.0	45.0	53.0	54.7	56.4	58.1	59.6	61.1	62.4	63.6	64.7	65.5	66.1			
	θ 48.8	75.8	88.0	89.3	90.1	90.5	90.5	89.9	88.9	87.4	85.4	82.5	73.6			
	∅ 0.4695	2.312	2.838	2.817	2.752	2.645	2.498	2.312	2.091	1.838	1.555	1.220	0.4339			
269.4	T 58.7	58.7	58.7	58.7	58.7	58.7	58.7	58.7	58.7	58.7	58.7	58.7	58.7			
	θ 61.1	92.6	105.2	105.7	105.4	104.5	102.8	100.4	97.4	93.7	89.5	83.9	69.1			
	∅ 0.0887	1.346	1.850	1.869	1.860	1.822	1.756	1.664	1.544	1.400	1.231	1.013	0.0420			

t (s)	0.000	0.154	0.3075	0.338	0.369	0.400	0.431	0.461	0.492	0.523	0.554	0.584	0.615
279.4	T 85.2 87.4 0.0893	85.2 109.2 0.9480	85.2 109.2 4.559	85.2 110.0 0.9722	85.2 109.1 4.396	85.2 109.7 0.9629	85.2 108.8 3.903	85.2 109.2 0.9480	85.2 108.3 3.118	85.2 108.3 0.9202	85.2 108.8 0.0077	85.2 130.5 0.0236	85.2 97.6 0.0183
289.4	T 100.0 104.1	100.0 107.9	100.0 108.5	100.0 108.4	100.0 108.4	100.0 108.3	100.0 108.1	100.0 108.5	101.6 137.5	105.8 156.2	110.8 162.8	115.3 154.6	118.0 135.8
299.4	T 0.3155 100.0 104.1 0.3116	2.233 100.0 107.9 2.204	2.742 100.0 108.4 2.707	2.721 100.0 108.4 2.686	2.659 100.0 108.3 2.625	2.555 100.0 109.6 3.907	2.413 102.6 157.8 0.1330 0.0022	2.775 109.4 191.0 0.2072 0.0038	0.0284 0.0013 118.3 211.1 0.2438 0.0048	0.1433 0.0022 127.9 218.7 0.2427 0.0050	0.1503 0.0022 136.8 213.7 0.2064 0.0043	0.1131 0.0016 143.7 197.1 1.1415 0.0029	0.0499 0.0007 147.8 174.3 0.0686 0.0013
309.4	T 100.0 104.1 0.3078	100.0 107.8 2.177	100.0 108.4 2.673	100.0 108.4 2.654	100.0 110.9 5.898	104.9 200.3 0.2273	116.8 243.8 0.3226	131.5 267.9 0.3611	147.0 278.5 0.3574	161.5 276.7 0.3166	173.5 263.1 0.2452	182.1 239.9 0.1555	186.8 214.1 0.0717
319.4	T 100.0 104.1 0.3042	100.0 107.8 2.151	100.0 108.4 2.641	100.0 109.8 4.084	104.7 205.4 0.2245	120.2 278.7 0.3905	141.5 318.7 0.4648	164.9 337.0 0.4697	187.2 340.3 0.4270	206.6 331.3 0.3499	221.6 311.2 0.2495	231.3 283.2 0.1417	235.9 255.6 0.0523
329.4	T 100.0 104.1 0.3007	100.0 107.8 2.126	100.0 108.3 2.630	100.0 172.7 0.1518	114.3 283.5 0.4074	138.8 349.9 0.5588	168.5 385.5 0.6111	198.9 399.4 0.5867	226.8 397.7 0.5103	249.8 383.3 0.4002	266.8 358.6 0.2722	277.2 327.3 0.1452	281.9 298.6 0.0476
339.4	T 100.0 104.1 0.2974	100.0 107.7 2.101	100.0 111.3 6.607	107.9 250.6 0.3117 0.0083	132.6 353.4 0.5539 0.0191	167.8 414.2 0.6782 0.0274	207.2 446.0 0.6990 0.0313	245.6 456.8 0.6425 0.0307	279.3 451.7 0.5353 0.0266	305.8 433.8 0.3989 0.0202	324.1 405.9 0.2518 0.0127	334.3 372.5 0.1148 0.0056	337.7 343.5 0.0170 0.0008

t (s)	0.000	0.154	0.3075	0.338	0.369	0.400	0.431	0.461	0.492	0.523	0.554	0.584	0.615
349.4	T 0 0 0 _R	100.0 104.1 2.078	100.0 177.0 0.1494 0.0033	118.2 319.8 0.4698 0.0152	153.0 416.0 0.6994 0.0284	197.8 472.3 0.7991 0.0375	245.4 501.2 0.7915 0.0409	290.2 509.8 0.7069 0.0390	328.2 502.7 0.5748 0.0322	357.4 482.8 0.4172 0.0242	376.9 453.0 0.2506 0.0145	386.9 418.5 0.1011 0.0058	389.5 389.6 0.0003 0.0
359.4	T 0 0 0 _R	100.0 104.0 2.056	104.4 239.0 0.2744 0.0074	132.0 380.9 0.6108 0.0233	177.3 471.9 0.8224 0.0385	231.7 524.8 0.8944 0.0479	287.8 551.5 0.8765 0.0503	339.7 558.8 0.7751 0.0466	382.9 550.9 0.6160 0.0382	414.9 530.4 0.4282 0.0270	435.0 500.1 0.2385 0.0151	444.3 465.3 0.0750 0.0047	445.3 437.1 -0.029 -0.0017
369.4	T 0 0 0 _R	100.0 104.0 2.035	110.8 290.2 0.3772 0.0120	148.9 435.6 0.7288 0.0323	205.8 521.6 0.9267 0.0487	272.6 571.6 0.9990 0.0575	339.4 596.9 0.9457 0.0582	389.6 604.0 0.8047 0.0520	445.7 596.5 0.6130 0.0410	479.0 576.6 0.4013 0.0274	498.3 546.9 0.1972 0.0135	505.4 512.8 0.0287 0.0020	503.6 485.6 -0.070 -0.0046
379.4	T 0 0 0 _R	100.0 104.0 2.014	116.0 349.8 0.5348 0.0193	162.1 483.2 0.8757 0.0418	225.8 565.2 1.071 0.0594	298.1 612.9 1.128 0.0680	369.1 637.8 1.059 0.0680	431.5 645.9 0.9019 0.0680	481.4 639.9 0.6937 0.0486	517.1 621.6 0.4644 0.0333	538.6 593.4 0.2421 0.0175	547.4 560.7 0.0574 0.0041	547.1 534.5 -0.053 -0.0038
383.1	T 0 0 0 _R	100.0 104.0 2.007	117.1 364.0 0.5739 0.0213	166.2 499.3 0.9252 0.0454	232.9 579.7 1.121 0.0631	307.9 626.8 1.170 0.0716	380.9 651.7 1.093 0.0712	444.9 660.3 0.9289 0.0636	495.9 655.0 0.7145 0.0508	532.5 637.5 0.4795 0.0349	554.6 610.1 0.2522 0.0186	563.8 578.1 0.0633 0.0047	563.7 552.2 -0.051 -0.0036

III.3	CASO B			
t	p (t)	V (t)	\dot{m}_v (t)	z_j (t)
s	W	m/s	gr/s	m
0 - 9.4	27682.0	4.68		9.00
59.4	1306.2	1.009		6.086
109.4	1010.1	0.340		4.075
129.4	944.1	-0.083		3.383 (*)
159.4	869.2	-0.078		2.465
209.4	781.4	-0.075		1.258
266.0	712.6	-0.047		0.377
279.4	699.3	0.0		0.244 (**)
299.4	681.1	0.0		0.099
319.4	664.5	0.0	0.235	0.044 (***)
339.4	649.3	0.0	0.156	0.012
359.4	635.3	0.0	0.146	-0.009
379.4	622.3	0.0	0.143	-0.023
399.4	610.3	0.0	0.134	-0.034
419.4	599.1	0.0	0.126	-0.041
439.4	588.7	0.0	0.112	-0.047
459.4	578.9	0.0	0.118	-0.052
479.4	569.6	0.0	0.118	-0.056
499.4	560.9	0.0	0.109	-0.059
519.4	552.7	0.0	0.110	-0.061
527.5	549.4	0.0	0.110	-0.062

(*) Inversión del Flujo , $t = 119.1$ s

(**) Estancamiento del flujo , $t = 266.0$ s

(***) Se llegó A T_{sat} , $t = 319.2$ s

DISTRIBUCION DE TEMPERATURAS (°C) Y DEL FLUJO DEL CALOR (W/cm ²)										
CASO B										
LONGITUD A LO LARGO DE LA PLACA COMBUSTIBLE (m)										
t (s)	0.000	0.154	0.3075	0.369	0.431	0.492	0.554	0.615		
0-9.4	T	46.4	45.2	43.2	42.4	41.6	40.9	40.4	40.0	
	Ø	52.9	61.1	62.7	61.4	59.1	55.8	51.6	46.9	
	Ø	14.37	35.84	44.00	42.66	38.71	32.41	24.13	14.37	
59.4	T	41.4	41.4	40.7	40.5	40.3	40.2	40.1	40.0	
	Ø	41.9	43.7	43.7	43.4	43.0	42.4	41.7	40.5	
	Ø	0.3357	1.758	2.092	2.017	1.826	1.526	1.135	0.3179	
109.4	T	43.0	42.4	41.5	41.3	40.7	40.4	40.2	40.0	
	Ø	44.2	49.3	50.1	49.6	48.5	47.0	45.1	41.4	
	Ø	0.2261	1.238	1.524	1.478	1.342	1.123	0.8359	0.2362	
129.4	T	47.7	50.2	55.1	57.5	60.0	62.4	64.0	64.4	
	Ø	52.8	69.4	77.8	79.2	79.0	76.9	72.4	63.7	
	Ø	0.2558	1.311	1.663	1.591	1.364	0.9891	0.5069	- 0.0286	
159.4	T	47.7	50.0	53.7	55.3	56.8	58.1	59.2	59.8	
	Ø	52.5	67.1	73.5	74.5	74.5	73.3	71.1	64.3	
	Ø	0.2348	1.132	1.391	1.349	1.225	1.026	0.7635	0.2308	
209.4	T	47.7	49.8	53.4	54.9	56.3	57.5	58.5	59.1	
	Ø	52.2	65.7	71.8	72.8	72.7	71.7	69.6	63.3	
	Ø	0.2116	1.036	1.272	1.233	1.120	0.9379	0.6976	0.2113	
266.0	T	40.0	43.1	48.2	50.4	52.4	54.2	55.6	56.5	
	Ø	44.3	58.1	65.5	67.0	67.7	67.3	65.8	60.3	
	Ø	0.1960	0.9257	1.137	1.103	1.001	0.8384	0.6228	0.1885	
279.4	T	59.9	59.9	59.9	59.9	59.9	59.9	Aire	Aire	
	Ø	61.4	76.7	82.0	81.4	79.2	75.6	71.7	67.1	
	Ø	0.0595	0.6692	0.8843	0.8596	0.7717	0.6259	0.0031	0.0070	

f (s)		0.000	0.154	0.3075	0.369	0.431	0.492	0.554	0.615
299.4	T	79.1	79.1	79.1	79.1	Aire 111.9	Aire 124.7	Aire 119.0	Aire 99.7
	Ø	80.6	95.7	100.8	100.0	0.0175	0.0215	0.0197	0.0139
	Ø	0.0586	0.6645	0.8664	0.8338				
319.4	T	100.0	100.0	100.0	102.5	121.1	140.4	150.1	148.5
	Ø	100.9	106.0	106.9	140.0	184.7	186.0	164.6	135.8
	Ø	0.0025	0.9555	1.515	0.0642	0.1157	0.0859	0.0305	-0.0164
	Ø				0.0014	0.0019	0.0019	0.0019	-0.0004
339.4	T	100.0	100.0	100.0	122.6	165.6	199.0	210.5	203.4
	Ø	103.1	105.7	108.3	206.1	243.8	240.4	211.6	181.0
	Ø	0.1265	0.8405	2.535	0.1450	0.1526	0.0845	0.0022	-0.0422
	Ø _R				0.0044	0.0020	0.0031	0.0001	-0.0014
359.4	T	100.0	100.0	103.5	152.3	214.4	255.4	265.4	253.2
	Ø	103.0	105.7	161.0	261.0	297.5	291.9	259.7	227.7
	Ø	0.1240	0.8223	0.0903	0.2153	0.1869	0.0861	-0.0130	-0.0550
	Ø _R			0.0024	0.0076	0.0076	0.0037	-0.0005	-0.0021
379.4	T	100.0	100.0	112.4	184.1	261.6	308.3	317.0	301.5
	Ø	103.0	105.6	209.9	310.1	346.7	341.6	308.2	275.6
	Ø	0.1218	0.8056	0.1676	0.2769	0.2168	0.0896	-0.0231	-0.0633
	Ø _R			0.0050	0.0110	0.0100	0.0043	-0.0011	-0.0028
399.4	T	100.0	100.0	126.3	221.1	312.6	362.5	368.7	349.3
	Ø	103.0	105.6	251.2	352.8	392.8	390.2	356.9	324.2
	Ø	0.1197	0.7900	0.2330	0.3212	0.2297	0.0836	-0.0347	-0.0693
	Ø _R			0.0077	0.0142	0.0118	0.0045	-0.0018	-0.0034
419.4	T	100.0	100.0	144.6	260.6	363.3	415.1	418.7	396.1
	Ø	103.0	105.6	285.9	391.1	436.5	437.6	405.5	372.9
	Ø	0.1177	0.7755	0.2844	0.3508	0.2333	0.0760	-0.0432	-0.0716
	Ø _R			0.0103	0.0170	0.0131	0.0045	-0.0025	-0.0039

t (s)		0.000	0.154	0.3075	0.369	0.431	0.492	0.554	0.615
439.4	T	100.0	100.0	164.4	304.4	415.7	466.7	466.8	441.2
	Θ	103.0	105.5	313.6	425.4	477.1	483.0	453.2	421.2
	Ø	0.1158	0.7619	0.3206	0.3564	0.2160	0.0608	-0.0492	-0.0683
	Ø _R			0.0125	0.0187	0.0132	0.0039	-0.0031	-0.0041
459.4	T	100.0	100.0	177.4	327.6	448.1	506.6	511.1	487.4
	Θ	103.0	105.5	341.5	456.3	515.5	526.9	500.0	468.9
	Ø	0.1141	0.7492	0.3726	0.4034	0.2546	0.0820	-0.0441	-0.0695
	Ø _R			0.0154	0.0223	0.0164	0.0056	-0.0030	-0.0045
479.4	T	100.0	100.0	185.9	351.0	480.9	545.5	553.7	531.8
	Θ	103.0	105.5	361.7	483.3	549.8	567.8	545.0	515.5
	Ø	0.1124	0.7372	0.4145	0.4380	0.2778	0.0967	-0.0372	-0.0664
	Ø _R			0.0178	0.0253	0.0188	0.0070	-0.0027	-0.0046
499.4	T	100.0	100.0	211.6	389.1	523.5	588.7	596.5	574.2
	Θ	102.9	105.5	380.1	509.8	584.3	607.9	586.7	560.4
	Ø	0.1109	0.7259	0.4205	0.4275	0.2631	0.0898	-0.0361	-0.0612
	Ø _R			0.0190	0.0260	0.0187	0.0068	-0.0027	-0.0045
519.4	T	100.0	100.0	223.0	410.2	551.7	623.5	636.0	616.3
	Θ	102.9	105.4	399.7	523.6	614.8	645.1	630.6	604.2
	Ø	0.1094	0.7152	0.4582	0.4534	0.2870	0.1074	-0.0269	-0.0578
	Ø _R			0.0215	0.0285	0.0211	0.0085	-0.0021	-0.0044
527.5	T	100.0	100.0	226.5	418.1	562.6	636.9	651.3	632.9
	Θ	102.9	105.4	405.9	541.1	626.2	659.4	646.9	621.5
	Ø	0.1089	0.7111	0.4710	0.4630	0.2949	0.1140	-0.0226	-0.0559
	Ø _R			0.0223	0.0295	0.0220	0.0091	-0.0018	-0.0044

III.5	C A S O C			
t	P (t)	V (t)	\dot{m}_v (t)	z_l (t)
S	W	m/s	gr/s	m
0 - 23.4	69206.0	4.68		9.0
73.4	3265.6	1.009		7.478
123.4	2525.3	0.340		6.523
133.4	2437.7	-0.056		6.339 (*)
233.4	1918.6	-0.077		4.650
333.4	1661.0	-0.071		3.222
433.4	1497.8	-0.068		2.055
533.4	1381.6	-0.065		1.149
660.0	1272.8	-0.062		0.377 (**)
673.4	1263.1	0.0		0.321
683.4	1256.0	0.0		0.281
693.4	1249.0	0.0	0.521	0.244 (***)
713.4	1235.5	0.0	0.457	0.178
733.4	1222.5	0.0	0.412	0.122
753.4	1210.0	0.0	0.360	0.083
773.4	1198.0	0.0	0.340	0.061
793.4	1186.4	0.0	0.311	0.044
813.4	1175.2	0.0	0.307	0.029
833.4	1164.3	0.0	0.297	0.017
853.4	1153.9	0.0	0.286	0.006
873.4	1143.8	0.0	0.273	-0.002
884.3	1138.4	0.0	0.248	-0.006

(*) Inversión del Flujo , $t = 116.9$ s

(**) Estancamiento del Flujo , $t = 660$ s

(***) Se llegó a T_{sat} , $t = 688.2$ s

III.6		DISTRIBUCION DE TEMPERATURAS (°C) Y DEL FLUJO DE CALOR (W/ cm ²)									
CASO C		LONGITUD A LO LARGO DE LA PLACA COMBUSTIBLE (m)									
t (s)		0.000	0.154	0.3075	0.369	0.431	0.492	0.554	0.615		
0-23.4	T	56.3	52.9	48.0	45.9	44.0	42.3	40.9	40.0	40.0	
	Θ	70.9	88.4	91.7	88.9	83.9	76.6	67.4	56.5		
	Ø	35.94	89.59	110.0	106.6	95.79	81.02	60.32	35.94		
73.4	T	43.5	42.9	41.8	41.3	40.9	40.5	40.2	40.4	40.4	
	Θ	44.8	49.5	50.0	48.7	47.4	46.0	44.3	41.2	41.2	
	Ø	0.7731	4.198	5.162	5.257	4.617	3.823	2.838	0.7944	0.7944	
123.4	T	47.5	46.1	43.8	42.8	41.9	41.1	40.4	40.0	40.0	
	Θ	50.3	51.8	63.9	62.7	60.4	56.9	52.5	43.5	43.5	
	Ø	0.5652	3.116	3.831	3.712	3.366	2.815	2.093	0.5893	0.5893	
133.4	T	46.1	67.7	72.7	71.4	68.3	63.6	57.7	50.8	50.8	
	Θ	59.7	102.4	110.3	107.2	100.8	91.1	78.5	55.5	55.5	
	Ø	0.8312	3.004	3.407	3.195	2.789	2.218	1.529	0.2347	0.2347	
233.4	T	40.0	45.2	53.6	57.1	60.4	63.3	65.6	67.1	67.1	
	Θ	49.4	77.8	90.6	92.7	93.0	91.3	87.5	75.0	75.0	
	Ø	0.5046	2.492	3.058	2.964	2.687	2.246	1.666	0.4799	0.4799	
333.4	T	40.0	44.8	52.6	55.8	58.9	61.6	63.8	65.2	65.2	
	Θ	48.4	74.0	85.7	87.8	88.2	86.8	83.4	72.3	72.3	
	Ø	0.4389	1.154	2.645	2.564	2.327	1.948	1.448	0.4237	0.4237	
433.4	T	40.0	44.5	51.9	55.0	58.0	60.5	62.6	63.9	63.9	
	Θ	47.7	71.4	82.5	84.5	85.0	83.7	80.7	70.5	70.5	
	Ø	0.3973	1.941	2.383	2.310	2.097	1.755	1.304	0.3828	0.3828	
533.4	T	40.0	44.4	51.4	54.4	57.3	59.7	61.7	62.9	62.9	
	Θ	47.2	69.6	80.2	82.2	82.6	81.5	78.7	69.2	69.2	
	Ø	0.3676	1.790	2.197	2.130	1.933	1.618	1.202	0.3538	0.3538	

t (s)		0.000	0.154	0.3075	0.369	0.431	0.492	0.554	0.615
660.0	T	40.0	44.2	51.0	53.9	56.5	58.9	60.8	62.0
	Ø	46.8	67.9	78.0	79.9	80.4	79.4	76.8	67.8
	Ø	0.3698	1.648	2.023	1.961	1.780	1.490	1.107	0.3266
673.4	T	70.4	70.4	70.4	70.4	70.4	70.4	70.4	70.4
	Ø	73.5	100.9	107.8	107.5	105.1	98.5	89.6	73.9
	Ø	0.1236	1.221	2.187	1.939	1.388	1.124	0.7687	0.1394
683.4	T	89.7	89.7	89.7	89.7	89.7	89.7	89.7	Aire
	Ø	91.6	108.2	108.4	108.8	108.5	107.8	105.7	95.4
	Ø	0.0770	0.7330	3.209	0.7520	0.7415	0.7214	0.8125	0.0212
693.4	T	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	105.5
	Ø	103.7	107.1	107.6	107.5	107.3	106.9	117.1	119.6
	Ø	0.2312	1.617	1.985	1.925	1.747	1.462	0.0541	0.0453
	Ø _R							0.0006	0.0005
713.4	T	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.9	114.9	128.7
	Ø	103.7	107.1	107.6	107.5	107.3	132.5	181.5	165.0
	Ø	0.2290	1.599	1.964	1.904	1.728	0.0804	0.1842	0.0998
	Ø _R						0.0011	0.0031	0.0017
733.4	T	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	119.1	147.2	166.5
	Ø	103.7	107.1	107.5	107.5	133.4	224.4	242.0	211.8
	Ø	0.2268	1.582	1.943	1.884	0.0741	0.2674	0.2520	0.1185
	Ø _R					0.0012	0.0058	0.0060	0.0028
753.4	T	100.0	100.0	100.0	100.0	115.9	157.7	197.8	220.3
	Ø	103.7	107.0	107.5	107.7	241.6	303.9	300.7	262.1
	Ø					0.2930	0.3792	0.2754	0.1095
	Ø _R					0.0073	0.0116	0.0090	0.0035
773.4	T	100.0	100.0	100.0	100.0	140.7	203.0	253.0	277.7
	Ø	103.7	107.0	107.5	161.0	328.5	374.4	358.4	315.2
	Ø	0.2225	1.551	1.904	0.1217	0.4709	0.4746	0.2989	0.1039
	Ø _R				0.0025	0.0154	0.0187	0.0124	0.0042

f (s)		0.000	0.154	0.3075	0.369	0.431	0.492	0.554	0.615
793.4	T	100.0	100.0	100.0	108.7	174.4	255.6	314.1	339.7
	θ	103.7	107.5	107.5	242.4	399.5	436.9	414.8	369.9
	∅	0.2204	1.536	1.887	0.2808	0.5944	0.5284	0.3006	0.0880
	∅ _R				0.0076	0.0245	0.0258	0.0155	0.0045
813.4	T	100.0	100.0	100.0	121.9	209.1	304.4	370.2	397.8
	θ	103.7	107.0	107.5	322.3	460.6	493.2	469.7	425.3
	∅	0.2185	1.521	1.897	0.4579	0.7106	0.6002	0.3312	0.0898
	∅ _R				0.0154	0.0342	0.0334	0.0193	0.0052
833.4	T	100.0	100.0	100.0	139.3	247.3	357.7	430.1	458.5
	θ	103.7	106.9	107.9	387.5	513.1	543.6	522.7	480.9
	∅	0.2166	1.507	2.209	0.6029	0.8110	0.6596	0.3463	0.0826
	∅ _R				0.0241	0.0437	0.0399	0.0221	0.0053
853.4	T	100.0	100.0	100.0	160.9	290.2	413.1	490.1	518.8
	θ	103.7	106.9	112.5	442.7	558.1	590.1	574.6	536.6
	∅	0.2147	1.493	9.004	0.7200	0.9000	0.6949	0.3515	0.0733
	∅ _R				0.0332	0.0520	0.0452	0.0242	0.0051
873.4	T	100.0	100.0	100.0	186.5	336.0	468.7	549.1	577.8
	θ	103.6	106.9	200.3	488.3	597.7	634.2	625.4	591.7
	∅	0.2130	1.480	0.1823	0.8337	0.9602	0.7122	0.3499	0.0634
	∅ _R			0.0048	0.0419	0.0590	0.0493	0.0258	0.0047
884.3	T	100.0	100.0	105.1	207.4	374.2	512.5	590.9	615.0
	θ	103.6	106.9	233.2	509.8	617.6	657.2	652.3	621.0
	∅			0.2331	0.8781	0.9446	0.6595	0.2972	0.0289
	∅ _R			0.0069	0.0458	0.0603	0.0476	0.0228	0.0022

III.4. OBSERVACIONES Y CONCLUSIONES

- a. Las observaciones hechas en la sección II.4, referidas al modelo matemático utilizado en el cálculo, son igualmente válidas en este accidente para la etapa previa al inicio del descubrimiento del núcleo.
- b. En los ejemplos numéricos considerados se han interrumpido los cálculos en el momento en el que se produce la fusión de las placas combustibles, debido a que a partir de ese instante deja de tener validez el modelo matemático utilizado.
- c. Durante la etapa previa al inicio del descubrimiento del núcleo, la temperatura de la placa combustible se mantiene en valores moderados (ver gráficos III.1 y III.2) en los casos considerados como ejemplo numérico.
- d. La simplificación efectuada al considerar un modelo puntual para el líquido estancado no introduce un error notable en los cálculos debido a que durante el período que va desde el inicio del descubrimiento del núcleo hasta el inicio de la ebullición subenfriada, momento en el cual la uniformización de la temperatura del líquido estancado se acelera sensiblemente, la temperatura de la placa combustible se mantiene en valores moderados, motivo por el cual no constituye un período crítico.
- e. La zona de la placa combustible que se mantiene cubierta con líquido en ebullición no es una zona crítica, manteniéndose la temperatura de la placa en valores moderados debido al, relativamente, alto valor del coeficiente de transferencia de calor por convección.
- f. La zona de la placa que alcanza mayores temperaturas, zona crítica, es aquella que queda al descubierto. Esto es debido al bajo valor de los coeficientes de transferencia de calor del aire en convección natural y del vapor en flujo laminar. Otro factor que influye en las altas temperaturas alcanza

das en esta zona es el aumento de temperatura del vapor conforme asciende por el canal, que reduce el calor transferido de la placa al flujo de vapor.

- g. En los tres casos considerados como ejemplo numérico, la placa combustible alcanza la temperatura de fusión (ver tablas III.2, III.4 y III.6). El tiempo transcurrido desde el inicio del accidente hasta la fusión de la placa es el siguiente :

CASO A, $t = 383.1 \text{ s}$ (6.4 min)

CASO B, $t = 527.5 \text{ s}$ (8.8 min)

CASO C, $t = 884.3 \text{ s}$ (14.7 min)

- h. Para reducir el error en los resultados en este accidente, se requiere considerar un mayor número de puntos axiales de cálculo. Esto se debe a la aproximación que se hace en el modelo al "correr" la cota del nivel del líquido en el canal, al punto de cálculo numérico más próximo.
- i. No se ha tomado en cuenta en el modelo matemático, el calor transferido por conducción desde el canal formado por las placas combustibles hacia afuera del mismo, a través del refrigerante líquido. Esto es debido a que este calor por conducción es un porcentaje bastante bajo del calor generado en la placa combustible.
- j. En el modelo tampoco se ha considerado la transferencia de calor por conducción hacia los componentes estructurales, que sirven de soporte a los elementos combustibles. En nuestro caso la zona con líquido en ebullición está más cercana a la zona crítica. En esta zona se evacúa el calor en mayor proporción que a través de los componentes estructurales.
- k. En el rango de temperaturas, que se presentan en los tres casos del ejemplo numérico, la radiación térmica sólo constituye un bajo porcentaje, menos del 10%, del calor transferido en la zona descubierta (ver tablas III.2 ,

III,4 y III.6).

1. Para evitar la fusión de los elementos combustibles, el núcleo no debe descubrirse hasta luego de un período en el cual la potencia residual decaiga a valores bajos para los cuales el descubrimiento posterior no conduzca a la fusión de las placas combustibles; o utilizar un sistema de refrigeración de emergencia, como es el caso de un sistema de rociado. El flujo de rociado para los casos considerados como ejemplo numérico se calcula en el anexo D.

IV. OBSERVACIONES Y CONCLUSIONES GENERALES

1. El programa de cómputo desarrollado, permite realizar el seguimiento de los accidentes de tipo termohidráulico producido por el corte del suministro de electricidad a las bombas hidráulicas del cricuito primario de refrigeración y por la rotura del tubo tangencial de irradiación.
2. La verificació n experimental, en circuitos termohidráulicos, del programa de cómputo, permitirá su posterior desarrollo y modificación.
3. El programa de cómputo elaborado es factible de modificaciones con la fina_ lidad de adaptarlo a otros tipos de accidentes termohidráulicos.
4. En el mode lo de cálculo, no se ha considerado la interacción entre canales y placas adyacentes por cuanto su influencia en los transitorios tratados es de segunda importancia. Un desarrollo posterior en ese sentido permitirá mejorar el modelo.
5. No se ha tenido en consideración la interacción entre los circuitos primario y secundario , por estimarse que su influencia no es determinante en los dos accidentes tratados.
6. Para la utilización del pro grama para simular el accidente de pérdida del re frigerante por rotura del tubo tangencial en período de días se requiere modi- ficarlo a fin de considerar la transferencia de calor por conducción a través del refrigerante hacía el exterior del canal formado por las placas combu sti_ bles.

A. REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS

1. Glasstone, S. y Sesonke, A. ,Ingeniería de Reactores Nucleares, Ed.Reverté, S.A. Barcelona, 1975, p. 110.
2. Meyer, J.E, Smith, R.B. , Gelbard, H.G., George, D.E, y Paterson, W.D., Art- A Program for the Treatment of Reactor Thermal Transients on the IBM-704, Bettis Atomic Power, Informe WAPD-TM - 156, Noviembre 1959,
3. Callaghan J.B . y Williams, J.S. Jr, FOO20 -An IBM -704 Thermal Transient Analysis Code , Bettis Plant, Informe WAPD -TM- 145, Enero 1959
4. Birkhoff, G y Kimes, chic Programs for Thermal Transients, Bettis Atomic Power Laboratory, Informe WAPD -TM - 245, Febrero 1962
5. Blanc, H. , Dutraive, P., Fabrega, S y Millot, J. P. Calcul des Accidents de Piles d'Eau au Cours d'un Fonctionnement en Puissance, Bulletin D'Informations Scientifiques et Techniques, Centre d' Etudes Nucléaires de Saclay, N° 112 , Febrero 1967, p. 87-94
6. Kreith, Frank, Principios de Transferencia de Calor, Ed. Herrero Hermanos , sucesores, S.A. , México, 1970, p. 49-57.
7. Kreith, Frank, Ibidem, p. 422- 423
8. Pitts, D.R. y Sisson, L.E., Transferencia de Calor, Ed. Mc Graw-Hill Latinoamericana, S. A. 1979, p. 138- 139.
9. Kreith, Frank, Op.cit, p. 424 - 425
10. Parkansky, David y García , Alicia, RA-3 Termic 1-B (Código de Cálculo) , CNEA - Re 159, Julio 1979, p. 7
11. Pitts, D.R., y Sissom, L.E. , Op.cit, p. 168 - 170.
12. Fábrega, Serge, Le Calcul Thermique des Reacteurs de Recherche Refroidis par Eau, Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble , Informe CEA - R ,

4114, 1971, p. 40

13. Glasstone, S. y Sesonske, A., *Op.cit.*, p. 110
14. Rietini, André, *Entrainement des Pompes du circuit de Refrigeration d' un Reacteur par Volant a Embayage sous couple controle*, Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble, Informe CEA - 2517, 1964.
15. Fuls, G.M., *FLOT 1: Flow transient analysis of a pressurized water reactor during flow coast down*, Bettis Atomic Power Laboratory, Informe WAPD, TM , 428, Abril 1968.
16. Rietini, André, *Op.cit.* , p. 25-26
17. Kalambi, V y Prasad, M., *An Introduction to Energy Conversion, Vol. III Turbobomachinery*, Ed. John Wiley & Sons, New York, 1977 , p. 19 - 33
18. Churchill, S.W., *Friction-Factor Equation Spans All Fluid Flow Regimes*. *Chemical Engineering*, Vol 84, N°24, P.91-92, 1977.
19. Landis, F. y Yanawitz, H., *Transients Natural Convection in a Narrow Vertical Cell*, *Actas de la Tercera Conferencia Internacional de Transferencia de Calor*, 1966, p. 139 - 151.
20. Stephan, K. y Abdelsalam, M., *Heat Transfer Correlations for Natural Convection Boiling*, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 23, 1980, p. 73-87.
21. Guglielmini, G., Nannei, E., y Pisoni, C., *Esame Comparativo delle correlazioni di Scambio Termico nella ebolliziane Nucleata in Convezione Forzata*, Comitato Nazionale Energia Nucleare, RT /ING (78) 18, Noviembre 1978, .
22. Tong, L.S., *Boiling Heat Transfer and Two -Phase Flow*, Ed. John Wiley & Sons, INC, New York, 1965, p. 28 - 29.
23. Siegel, R. y Norris, R. H., *Test of Free Convection in a Partially Enclosed Space Between Two Heated Vertical Plates*, *Transactions of the ASME*, Vol. 79, No . 3, Abril 1957, p. 663 - 673.

24. Pitts, D.R. y Sissom, L.E. , Op.cit, p. 138 - 139.
25. Mijeev, M.A. y Mijeeva, I.M., Fundamentos de Termotransferencia, Ed. Mir Moscú, 1979, p. 208 - 109.
26. Hansen, Arthur, Mecánica de Fluidos, Ed. Limusa - Wiley, S.A. México, 1971. p. 154 - 158.
27. Shames, Irving , La Mecánica de los Fluídos, Ed. McGraw -Hill, New York, 1967, p. 535 - 537.
28. Ash, Milton, Nuclear Reactor Kinetics, Ed. Mc Graw-Hill International, USA, 1979, p. 9 - 21.
29. Blaquiere, A., Theorie de la Réaction de Fission en Chaîne, Institute National des Sciences et Techniques Nucléaires, Saclay 1967, p. 351 - 352.
30. Fujiie, y. y Miyasaki, K., A. Numerical Analysis of Reactor Kinetics by Digital Computer Journal of Nuclear Science and Technology, Tokyo, Vol. 3, No. 4, Abril 1966, p. 131 - 139.
31. Kopchenova, N. y Maron, I., Computational Mathematics, Ed. Mir, Moscú, 1975 p. 222- 224.
32. Cox, J.A. y Webster, C.C. , Water-Loss Test at the Low Intensity Testing Reactor , Oak Ridge National Laboratory, Informe ORNL TM-632, agosto 1964.
33. Ginoux, Jean J., Two -Phase Flows and Heat Transfer with Application to Nuclear Reactor Design Problems, Ed. Hemisphere Publishing Corporation, Washington, 1978, p. 419 y 439.
34. Munthe Andersen, Jeans, REMI/HEAT COOL, a Model for Evaluation of core-heat- Up and Emergency core Spray Cooling System Performance for Ligth - Water Cooled Nuclear Power Reactors, Danish Atomic Energy Commission, Informe

RISØ , N° 296, Setiembre 1973.

35. Jakob ,Max, Heat Transfer, Tomo II, Ed. John Wiley & Sons, Inc, New York, 1957, p. 358.
36. Tong, L.S. y Weisman J., Thermal Analysis of Pressurized Water Reactor , Ed. American Nuclear Society, 1970, p. 283.
37. Ginoux, Jean., J. Op.cit, p. 113.
38. Jakob ,Max, Op.cit.p., 357 - 358.
39. Perry ,Robert H., y Hilton , Cecil H. , Chemical Engineer's Handbook, Ed. Mc Graw -Hill Kogakusha, Ltd., Tokyo , 1973., p. 3-247 y 3 - 248.
40. UK Steam Tables in SI Units 1970, United Kingdom Committee on the Properties of Steam, Ed. Edward Arnold (Publishers) Ltd. , London , p. 153.
41. Ibidem, p. 154.
42. Kreith, Frank, Op.cit, p. 229
43. Krasnoshchekov, E y Sukomel A., Problems in Heat Transfer, Ed. Mir, Moscú, 1977, p. 294 - 296.
44. Hurtado, P y Vernier Ph, Régime d'Expulsion et Burn -Out en Convection Naturelle a Basse Pression, Commissariat a L'Energie Atomique, Informe No. 1050, abril 1969.
45. Caro R., Ahnert, C., Esteban Naudin, A. Martinez Fanegas, R., Minguez, E. y Rovira , A., Analisis Neutrónico y Termohidráulico del Reactor C.E.N.E. , Parte II, Junta de Energía Nuclear, Madrid, 1976 .
46. Tijonov, A. N., y Samarsky, A.A., Ecuaciones de la Física Matemática, Ed. Mir, Moscú, 1972.