

ESTUDIO DE BARRAS COMBUSTIBLES DE SECCIÓN ELÍPTICA II

Horacio H. Taboada* Adolfo Marajofsky*

RESUMEN

En el presente trabajo se continúa el análisis y la comparación del desempeño entre barras combustibles cilíndricas, de secciones circular y elíptica. Se estudiaron los siguientes ítems de acuerdo a los modelos aceptados en la literatura:

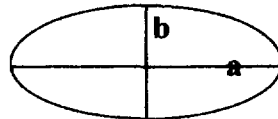
- Gases de fisión: liberación, hinchado y cracks inducidos

La comparación del desempeño de ambos tipos de barras revela una sensible reducción en la liberación de gases de fisión en el caso elíptico, una reducción de hasta el 50% en el hinchado debido a coalescencia de burbujas intragranulares y un importante aumento en el hinchado debido a burbujas en tránsito. Desde el punto de vista de seguridad de operación, una barra de sección elíptica se ve favorecida por la menor potencia lineal que alcanza, la menor liberación de gases de fisión, la mayor retención de los mismos en la matriz y la menor energía térmica acumulada (en caso de falla severa de refrigeración).

INTRODUCCIÓN

Como se mostró en un trabajo anterior [1] el radio R del círculo y los semiejes de la elipse a (mayor) y b (menor) están relacionados con R mediante:

$$\text{Semieje mayor } a = R\gamma^{1/2}$$



$$\text{Semieje menor } b = R/\gamma^{1/2}$$

donde $\gamma = a/b$ es la relación entre ambos semiejes.

La dependencia de la temperatura T_c del cerámico de sección elíptica respecto de la posición viene dada por la integral de conductividad K :

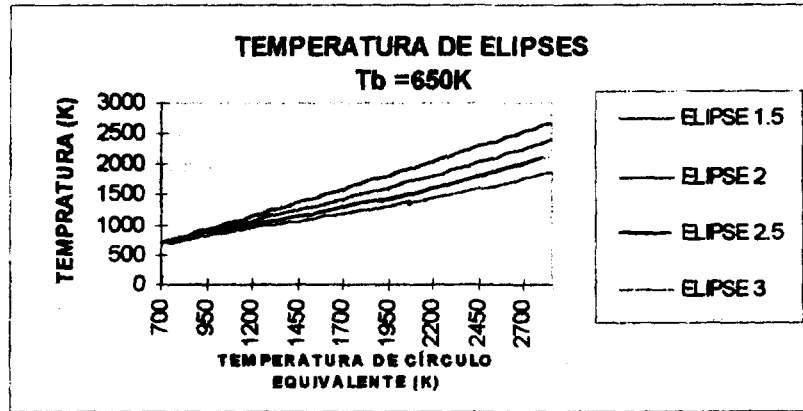
$$\begin{aligned} K(T_c(x), T_B) &= \eta(Q/4)(R^2 - (x_1^2)/\gamma - (x_2^2)\gamma) \\ &= \eta(QR^2/4)(1 - (r^2/R)^2) \\ &= \eta K(T_c(0), T_B)(1 - (r^2/R)^2) \end{aligned} \quad (1)$$

donde Q es el calor generado por unidad de volumen y tiempo, $\eta = 2\gamma/(\gamma^2+1)$ y $0 \leq r^2 = ((x_1^2)/\gamma + (x_2^2)\gamma)^{1/2} \leq R$. Para $\gamma = 1$ se tiene la expresión correspondiente para la temperatura T_c del círculo. T_B es la temperatura de borde de pastilla que se supone constante. La conductividad térmica empleada en este trabajo para calcular el miembro izquierdo de (1) es la debida a Washington [2]:

$$k(T) = (0.035 + 2.25 \times 10^{-4} T)^{-1} + 83.0 \times 10^{-12} T^3 \quad (2)$$

* División Elaboración UACN Gcia. CAC CNEA

Las temperaturas centrales de la elipse en función de las correspondientes al círculo se calculan mediante recursión numérica, de (1) en $x = 0$. En el gráfico se muestran los resultados hallados para $T_B = 650K$, $\gamma = 1.5, 2, 2.5, 3$



El cambio de geometría circular a elíptica puede verse como la transformación que asigna a cada punto del círculo $\mathbf{x} = (x_1, x_2) \rightarrow \mathbf{x}' = (x_1', x_2') = (x_1 \gamma^{-1/2}, x_2 \gamma^{1/2})$ un punto de la elipse. Para cada valor fijo de $r = (x_1^2 + x_2^2)^{1/2} \approx r' = ((x_1^2/\gamma) + x_2^2 \gamma)^{1/2}$ se relacionan curvas isoterma en cada geometría. Luego, para valores correspondientes \mathbf{x}, \mathbf{x}' , el valor de la temperatura en un punto interior arbitrario de (1) resulta:

$$K(T_c(r'), T_B) = \eta K(T_c(r), T_B) (1 - (r'/R)^2) / (1 - (r/R)^2) = \eta K(T_c(r), T_B) \quad (3)$$

Por lo tanto los valores de temperatura obtenidos de (1) son también adecuados para relacionar las temperaturas para radios correspondientes.

El valor del gradiente de temperatura $\nabla T = \partial T / \partial r'$, de acuerdo a (3) es:

$$\nabla T = -1/2 Q \eta r' / k(T) \quad (4)$$

1. LIBERACIÓN DE GASES DE FISIÓN: COMPARACIÓN DE DESEMPEÑO

Los gases de fisión se producen -en condiciones estacionarias de irradiación- a una tasa $\#g = \gamma F' t$ donde γ es el rendimiento (átomos/fisión), F' es la tasa de fisiones (fisiones $\text{cm}^{-3} \text{seg}^{-1}$) y t es el tiempo de irradiación. De esta cantidad una porción es liberada a los espacios vacíos que hay dentro de la barra combustible (gap y eventual vacío en el centro de pastilla) y otra queda retenida dentro de la matriz cerámica en forma de burbujas de gas y son responsables del hinchado de la pastilla.

Existen diversos modelos en la literatura para dar cuenta de la tasa de liberación de gases de fisión. Se pasa revista a los más conocidos y se compara el comportamiento de dos barras combustibles cilíndricas de secciones circular y elíptica con la misma masa fisil, es decir las áreas de las secciones son idénticas.

1.1 Modelo de difusión simple de gases de fisión.

Como la difusión de gases de fisión está gobernada por el coeficiente de difusión que depende de la temperatura T según la ley de Arrhenius:

$$D = D_0 \exp\{-E'/k_B T\} \quad (5)$$

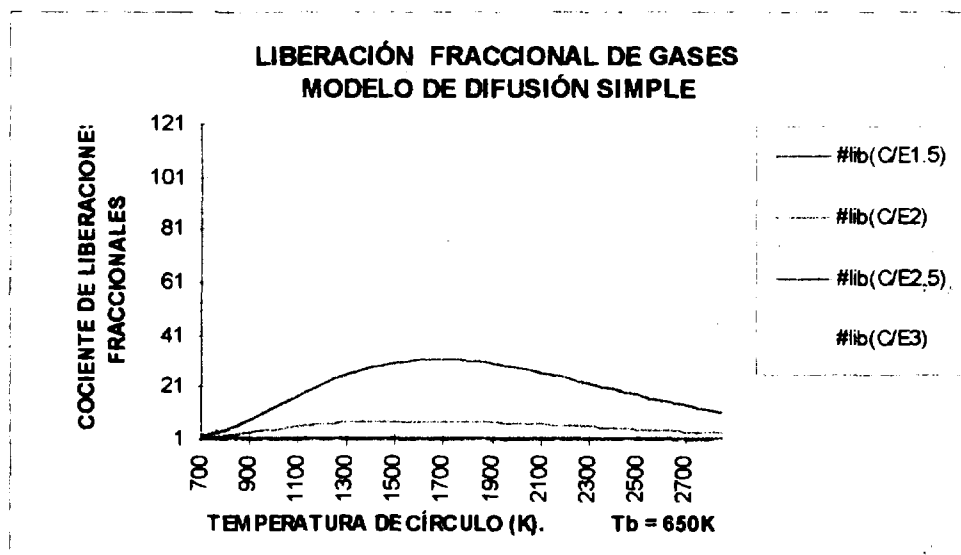
-donde $15000K \leq T^* = E'/k_B \leq 20000K$ es una energía de activación- es dable esperar en este modelo una menor difusión (y por lo tanto liberación) de los átomos de gases de fisión generados dentro de barras de sección elíptica en comparación con las de sección circular, debido a (1).

La cantidad de gas de fisión liberado por un volumen elemental $dV=2\pi r' dr'$ correspondiente a un anillo elíptico de altura unitaria [3], resulta del producto de la liberación fraccional de gases a tiempo t : $f = 4(Dt/\pi a^2)^{1/2}$ por la generación de gases $\#g=yF't$ y por el diferencial de volumen. La liberación de gases a tiempo t en la sección elíptica de altura unitaria es la integral de dicho producto respecto de r' entre 0 y R . Para eso deben relacionarse r' y T mediante la derivación respecto de r' de (1): $r' dr' = -2(k(T)/\eta Q)dT$, y debe evaluarse:

$$\#lib(T_c(0), T_B) = (1/\eta Q) 4t^{3/2} y F' (\pi D_0)^{1/2} \int_{T_B}^{T_c(0)} k(T) \exp\{-T^*/T\} dT \quad (6)$$

El propósito de esta sección es comparar (6) para ambas geometrías por lo que se pasa a calcular $\#lib(T_c(0), T_B)/\#lib(T_c(0), T_B)$. A fin de evaluar (6) se transforma la variable $T \rightarrow u = 1/T$ y se aproxima la integral exponencial que aparece. Luego:

$$\#lib(T_c(0), T_B)/\#lib(T_c(0), T_B) \cong (T_c(0)/T_c(0)) \exp\{-T^*/T_c(0) + T^*/T_c(0)\} \quad (7)$$



En este gráfico se muestran los valores hallados en (7), en función de los valores de T obtenidos en (1). De acuerdo a este modelo, las barras de sección elíptica liberarán una fracción mucho menor de gases de fisión.

1.2 Modelo de difusión con trampas y resolución en estado estacionario.

Se usó el modelo presentado por Denis y Piotrkowski [4] al efecto de ver la incidencia de la temperatura. Este modelo supone difusión atómica de los gases de fisión generado dentro del UO_2 al que se considera como una colección de granos esféricos. Dichos gases pueden precipitar en burbujas inter e intragranulares -las que eventualmente se interconectan- y cuyo contenido puede reingresar totalmente debido al mecanismo de resolución por impacto de fragmentos de fisión. Plantea condiciones estacionarias de atrapado y resolución de burbujas. Finalmente, mediante un esquema de diferencias finitas en t resuelve para cada iteración temporal t_k : i) balance del contenido de gas por unidad de área de borde de grano, antes de la saturación ii) la cantidad de gas liberada iii) la liberación fraccional de gases.

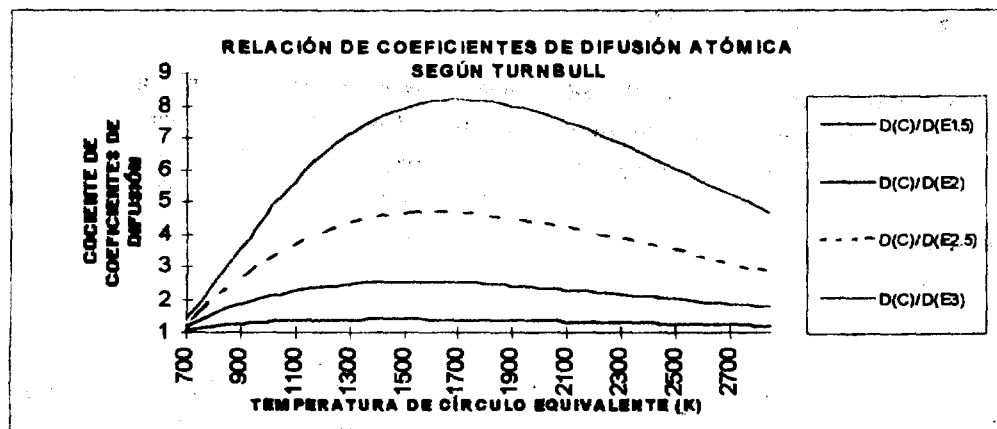
Dentro del modelo intervienen parámetros dependientes de la temperatura T y son los que importan al propósito de la presente comparación:

1 Coeficiente de difusión atómico y tasa de atrapado en burbujas: el coeficiente de difusión, (Turnbull y otros) contiene contribuciones por activación térmica de vacancias de la red catiónica, por vacancias producidas por irradiación (por debajo de $1400^\circ C$) y por un término proporcional a la tasa de fisiones F , que representa el mecanismo dominante en el rango de bajas temperaturas:

$$D = D_1 + 4D_2 + 4D_3 \quad (8)$$

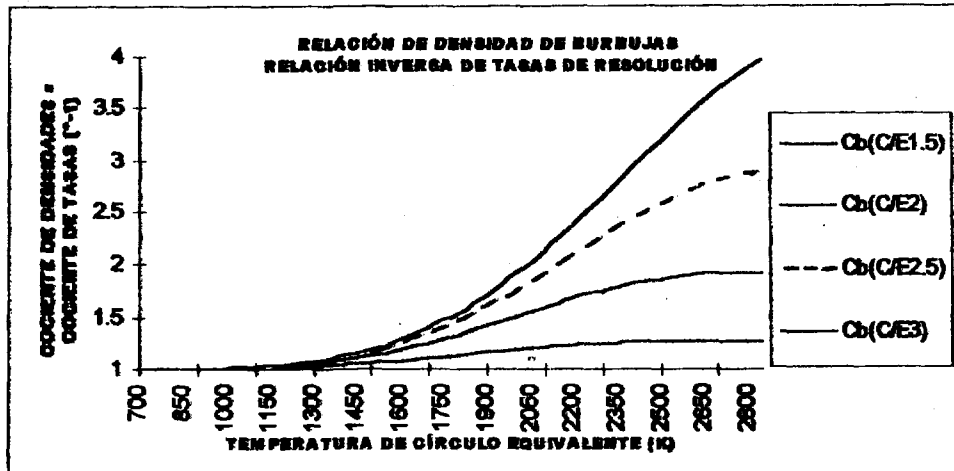
$$= 7.6 \times 10^{-10} \exp(-7 \times 10^4 / RT) + 4 \times 10^{13} \exp(-27780K/T) S C_v + 8 \times 10^{-40} F$$

donde S es la raíz cúbica del volumen atómico y C_v es la fracción de vacancias.



La tasa de atrapado es $g = 4\pi R_b D C_B$ donde $C_B = 1.52\alpha(\pi l_f(R_b + Z_0)^2)^{-1}$ es la densidad de burbujas y $R_b = 5 \times 10^{-10} [1 + 106 \exp(-8702K/T)]$ es el radio medio. Esto hace que la relación $g(T_C)/g(T_E)$ esté gobernada por el coeficiente de difusión, debido a la relativamente suave variación de R_b y C_B respecto de la temperatura, lo que hace que su gráfico sea similar al inmediatamente superior, por lo que se lo omite.

La tasa de resolución es $b = 3.03 F \pi l_f (R_b + Z_0)^2$. De lo anterior se deduce que $C_B(T_C)/C_B(T_E) = (b(T_C)/b(T_E))^{-1}$ por lo que el gráfico comparativo de densidad de burbujas resulta también el gráfico de comparación de tasas de resolución, pero en orden inverso:



El crecimiento del grano equiaxial está regulado por la expresión de Ainscough-Ito: $da/dt = p(1/a - f/a_m)$ y depende de la temperatura a través de p y a_m . Puede obtenerse una ecuación que vincula el crecimiento de grano según cada geometría cuyo principal parámetro resulta ser $2.96 \times 10^{-3} \exp(-16879K(1/T_c - 1/T_o))$ por lo que en cada caso es mayor el crecimiento de grano en la geometría circular.

La variación respecto de la temperatura de los parámetros antes vistos (coeficiente de difusión, tasas de atrapado y resolución, densidad de burbujas, crecimiento de grano), son consistentes con una mayor liberación de gases de fisión para el caso circular. Un análisis computacional recursivo detallado está fuera del alcance del presente trabajo y será objeto de próximos estudios.

1.3. Datos experimentales.

McEwan y otros [5], han llevado a cabo una correlación entre datos de tasas de liberación de gases y las potencias lineales alcanzadas en la barra combustible. Como la potencia lineal entregada por una barra combustible de sección elíptica es menor -de acuerdo a (1)- debido a que $0.6 \leq \eta = 2\gamma/(\gamma^2+1) \leq 0.923$ para los casos analizados aquí, se obtiene una sustancial disminución de la fracción de gases liberados: para distintas potencias lineales y para barras de sección circular ($\gamma=1$) y elípticas ($\gamma=1.5, 2, 2.5, 3$) se tiene:

P_L (W/cm)	% ($\gamma = 1$)	% ($\gamma = 1.5$)	% ($\gamma = 2$)	% ($\gamma = 2.5$)	% ($\gamma = 3$)
500	6	2.5	1	~0	~0
550	10	6	2	1	~0
600	18	10	3.5	2	0.5
650	26	18	7	3	1

2 HINCHADO DE PASTILLAS DEBIDO A BURBUJAS DE GASES DE FISION

Como se ha visto, bajo similares condiciones de irradiación, la barra de sección elíptica tiende -según el valor de γ - a liberar gases de fisión en cantidades varias veces menos que una barra de sección circular. Recíprocamente la primera tiende a

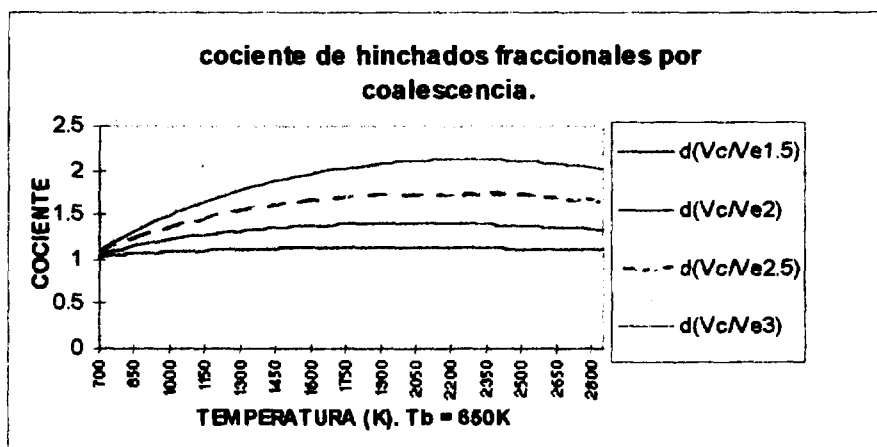
retener los gases dentro de la matriz, por lo que es de esperar que el hinchado de las pastillas sea importante en esta geometría.

Sin embargo, dado los bajos coeficientes de difusión debido a las menores temperaturas alcanzadas, la probabilidad de coalescencia de las burbujas será considerablemente menor que en el caso circular y este fenómeno es uno de los principales mecanismos de hinchado de pastillas. Las comparaciones entre los valores de hinchado para los diversos mecanismos, temperaturas y geometrías se presentan al final de la sección en el cuadro y gráficos respectivos.

2.1 Coalescencia de burbujas.

Se considera el modelo de Greenwood-Speight [6] de coalescencia bajo irradiación a tasa de fisiones constante. El hinchado fraccional debido a este mecanismo es $\delta V_{co} = \epsilon \exp\{-90000/RT(r)\} T(r)^{6/5} t^{7/5}$ donde ϵ colecta las constantes y t es el tiempo de irradiación. Por lo tanto:

$$\delta V_{co}^c / \delta V_{co}^e = \exp\{-(90000/R)(1/T_c(r) - 1/T_c(r'))\} (T_c(r)/T_c(r'))^{6/5} \quad (9)$$

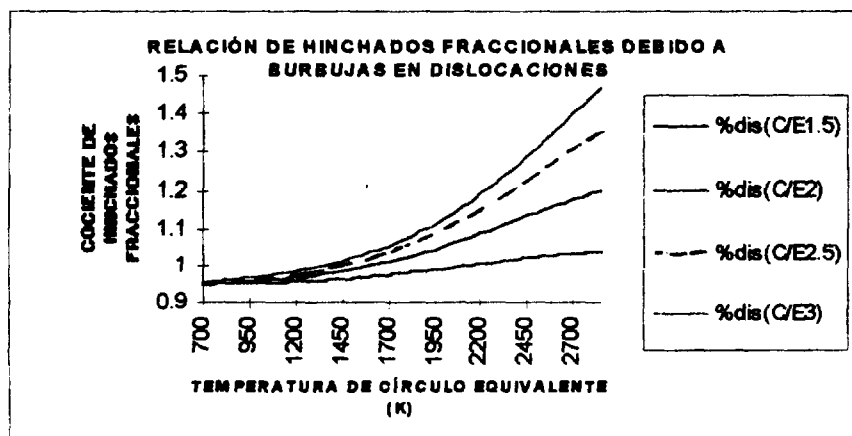


2.2 Burbujas retenidas en dislocaciones.

Se considera el modelo presentado por Olander [3] que establece:

$\delta V_d = \pi R_d [R_d + B(2\gamma/kT)] / X_d^2$, donde $R_d = [a_0^3 \tau_d T / (\pi Q_s \cdot \nabla T)]^{1/3}$ es el radio de saturación de la dislocación. Resulta: $R_d^c / R_d^e = (T_c / T_e)^{1/3} (\nabla T_e / \nabla T_c)^{1/3}$ y se tiene:

$$\delta V_d^c / \delta V_d^e = (R_d^c / R_d^e) [(R_d^c + B(2\gamma/k_B T_c)) / (R_d^e + B(2\gamma/k_B T_e))] \quad (10)$$



2.3 Burbujas intragranulares en tránsito a borde de grano y burbujas intergranulares en tránsito a su liberación.

Ambos hinchados son debidos a mecanismos similares:

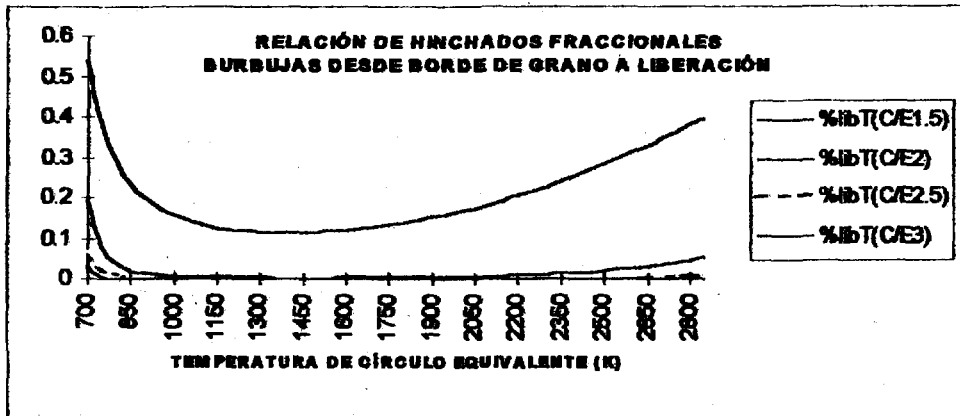
- el primero viene dado por [3] $\delta V_{\rightarrow bg} = 2\pi R_d^3 X_g / (t_d X_d^3 v_{\rightarrow bg})$
- el segundo se expresa como [3] $\delta V_{bg \rightarrow} = 2\pi R_{gb}^3 X_g / (3X_g^3 v_{bg} t_{bg})$,

resultando respectivamente:

$$\begin{aligned} \delta V_{\rightarrow bg}^c / \delta V_{\rightarrow bg}^e &= (R^c / R^e)^4 (D_s(T_c) / (D_s(T_e))) (VT / VT_c) (T / T_c)^2 \\ &= [D_s(T_e) / (D_s(T_c))] (VT / VT_c)^{5/3} (T / T_c)^{10/3} \\ &= \exp\{-(450000/R)(1/T_e - 1/T_c)\} (VT / VT_c)^{5/3} (T / T_c)^{10/3} \quad (11) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \delta V_{bg \rightarrow}^c / \delta V_{bg \rightarrow}^e &= [D_s(T_e) / (D_s(T_c))] (VT / VT_c)^{5/2} (T / T_c)^{9/2} \\ &= \exp\{-(450000/R)(1/T_e - 1/T_c)\} (VT / VT_c)^{5/2} (T / T_c)^{9/2} \quad (12) \end{aligned}$$

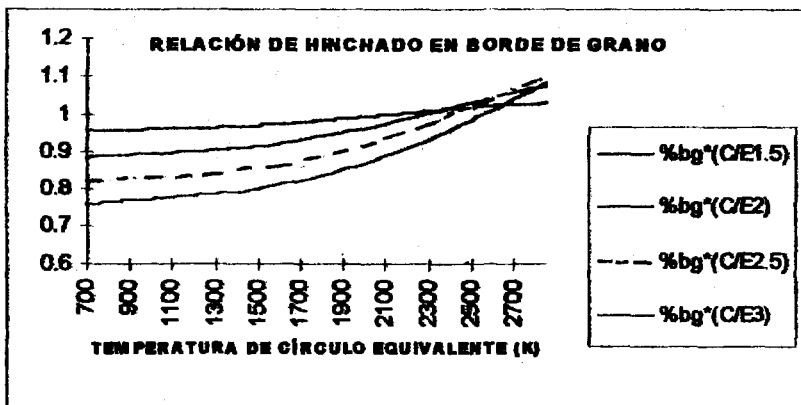
resultando similares cociente de hinchado, debido a que el término dominante en (11) y (12) es $\exp\{-(450000/R)(1/T_e - 1/T_c)\}$, por lo que se presenta uno de los gráficos:



2.4 Burbujas retenidas en borde de grano.

Este mecanismo aporta [3]: $\delta V_{bg} = (4\pi/3)(R_d/X_g)[5n_{bg}-9]/[32.1+7.8\ln(n_{bg})]$
donde $n_{bg} = \pi(\epsilon/T)\{\tau+R_d T\}^{-1}$, para ϵ, τ constantes respecto de la temperatura.
La relación de hinchados fraccionales pasa a ser:

$$\delta V_{bg}^c / \delta V_{bg}^e \approx (R^c / R^e) [(n_{bg}^c - 1.8) / (n_{bg}^e - 1.8)] [(1 + 0.243 \ln(n_{bg}^e / n_{bg}^c))] \quad (13)$$



3 CONCLUSIONES

- Los casos estudiados respecto de la liberación de gases de fisión indican una mucho menor liberación fraccional de gases para la barra de sección elíptica, dado que el mecanismo determinante en los modelos estudiados es el coeficiente de difusión, el cual varía con la temperatura según una ley exponencial inversa (ley de Arrhenius). Los datos experimentales de McEwan soportan esta conclusión.
- Los mecanismos de hinchado estudiados arrojan las siguientes conclusiones: una mayor coalescencia de burbujas en el caso circular, debido a la mayor temperatura y por consiguiente mayor difusión atómica y mayor probabilidad de coalescencia en trampas de burbujas. Como se sabe, el volumen de coalescencia de dos burbujas resulta superior a la suma de los volúmenes originales de las mismas, representando el 40% del hinchado fraccional en una barra de sección circular. Esta conclusión se ve apoyada por la relación de densidad de burbujas expuesta con el modelo de Denis y Piotrkowsky. Por lo tanto, se reduce el hinchado en una barra elíptica hasta un 50% de acuerdo al caso.
- un notablemente mayor hinchado fraccional en el caso elíptico para los mecanismos de tránsito hacia borde de grano y desde éste hacia su liberación, debido a la incidencia inversa de velocidades de migración, gobernadas por coeficientes de difusión (Ley de Arrhenius). Esto representa un aumento del hinchado de hasta el 500% según el caso elíptico.
- El aporte al hinchado por el mecanismo de burbujas en dislocaciones y en borde de grano no marca diferencias importantes por el cambio de geometría y en líneas generales puede decirse que, de acuerdo a los modelos, los hinchados en ambos casos son similares.

En conclusión, las barras de sección elíptica liberan un inventario bastante menor de gases de fisión, los que quedan retenidos en la matriz cerámica, al costo de presentar un mayor hinchado, que, a los efectos del posible diseño de una vaina será necesario tener en cuenta.

GLOSARIO: presente en cada sección

REFERENCIAS

- [1] H.H. Taboada A. Marajofsky "Estudio de barras combustibles de sección elíptica" XXIII Reunión AATN Actas (1996)
- [2] A.E.G. Washington UKAEA Report TRG Report 2236 (D) 1973
- [3] D.R. Olander "Fundamental Aspects of Nuclear Reactors Fuel Elements" TIC ERDA TID 26711-P1
- [4] A. Denis R. Piotrkowski J. Nucl. Mater. 229 (1996)
- [5] J.R. McEwan et al. Proceedings of the IV International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy Vol. 10, United Nations, New York, 1971
- [6] G.W. Greenwood M. V. Speight J. Nucl. Mater. 10:140 (1963)