

ANÁLISIS EN DOS Y TRES DIMENSIONES DE LA PRECIPITACIÓN DE HIDRUROS EN CENTRALES NUCLEARES DE TUBOS DE PRESIÓN

Gustavo C. Buscaglia y Enzo A. Dari

Centro Atómico Bariloche, C.N.E.A.
C.C. 439, San Carlos de Bariloche, Río Negro, Argentina.

RESUMEN

Presentaremos una extensión del método que fuera presentado en MECOM'91, para modelar la migración de hidrógeno en aleaciones de circonio. Las extensiones incluyen efectos de histéresis en la ley de precipitación de hidruros, ingreso no nulo de hidrógeno desde el refrigerante, así como también el tratamiento de geometrías tridimensionales. El método se aplica al problema del contacto tubo de presión - tubo calandria en reactores de tubos de presión, mostrándose resultados a tiempos mucho más largos que en el anterior trabajo, ya a escalas de interés tecnológico.

ABSTRACT

We present an extension of the method already presented at MECOM'91, to simulate hydrogen migration in zirconium alloys. The improvements account for hysteresis effects in the precipitation law, hydrogen pick-up from the coolant, and are applied to three dimensional problems. We deal with the pressure tube / calandria tube contact in pressure-tube-type nuclear reactors, and simulate much longer times (now at technological scale) than in previous work.

INTRODUCCIÓN

En este trabajo se estudia la redistribución de hidrógeno en el seno de un tubo de presión (TP) de Zr-2.5% Nb el cual, en una situación fuera de diseño, tocara el tubo de calandria (TC) que lo rodea y se encuentra a una temperatura mucho menor. Es sabido que la rotura de un tubo de la Unidad 2 de la central de Pickering (agosto de 1983) se produjo en un tubo que se encontraba en esta situación [8]. La fisura, de 2 metros de largo, exhibía una hilera de precipitados de hidruro (blisters, de aquí en más) que se supone contribuyeron a la iniciación del defecto. Aunque en dicho caso el tubo era de Zircaloy y existe fuerte evidencia de que este problema es mucho más improbable al usarse Zr-2.5% Nb, el presente trabajo se encuadra dentro de un programa preventivo de seguimiento y predicción del comportamiento de canales combustibles.

Hemos encarado la evaluación cuantitativa del ritmo de precipitación de hidruros por medio de la simulación computacional del fenómeno, tomando como hipótesis la ocurrencia del contacto TP/TC, de tal manera de generar información que permita estimar la respuesta mecánica del TP ante esa eventualidad.

En trabajos anteriores ([3], [6]) se realizaron simulaciones bidimensionales, considerando simetría plana y de revolución. La gran diferencia entre los resultados de ambos casos nos llevó a atacar el análisis tridimensional del problema. Por otra parte, es apreciable la influencia de la histéresis en el límite de solubilidad del hidrógeno en circonio. Según propusiera Puls [4], esto permite tener en cuenta el efecto de las tensiones generadas por la diferencia en parámetros de red del hidruro y la matriz.

MODELO MATEMÁTICO

Consideremos la evolución temporal de la concentración total de hidrógeno C en el seno de una aleación de circonio que ocupa un dominio espacial Ω . Si llamamos \mathbf{J} a la corriente de hidrógeno y q a una posible fuente volumétrica, la ecuación de conservación se escribe

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \text{div } \mathbf{J} = q \quad (1)$$

Para concentraciones de hidrógeno suficientemente altas, las aleaciones de circonio se saturan y esto lleva a la coexistencia de dos fases, α y δ , con concentraciones C_α y C_δ respectivamente, siendo la primera una fase de solución sólida y la segunda la fase hidruro.

Despreciando la difusión de hidrógeno en el hidruro, la ley constitutiva para \mathbf{J} es [7,8]

$$\mathbf{J} = -v_\alpha D \left(\nabla C_\alpha + \frac{Q^* C_\alpha}{RT^2} \nabla T \right) \quad (2)$$

donde $v_\alpha = (C - C_\delta)/(C_\alpha - C_\delta)$ es la fracción volumétrica de fase α , D el coeficiente de difusión, Q^* el calor de transporte, R la constante de los gases y T la temperatura, que asumimos conocida e independiente del tiempo por simplicidad. Puesto que el hidruro es un compuesto químico, su concentración C_δ es esencialmente constante, que tomamos igual a 16000 ppm-Heq en peso. Asimismo, D obedece una ley tipo Arrhenius

$$D = D_0 e^{-\frac{Q}{RT}} \quad (3)$$

donde D_0 es el factor de frecuencia y Q la energía de activación.

Es de importancia la relación entre C y C_α , que permitirá cerrar el sistema de ecuaciones. En el modelo sin histéresis, esta relación se expresa como

$$\begin{aligned} C_\alpha &= C \text{ si } C \leq TSS \\ C_\alpha &= TSS \text{ en caso contrario} \end{aligned}$$

donde TSS (Terminal Solid Solubility) es una función de la temperatura $TSS = C_T \exp(-H/RT)$, con H el calor de mezcla.

El modelo físico con histéresis es el siguiente: *Cuando la concentración total en un punto está aumentando (o la temperatura disminuyendo), los hidruros comienzan a precipitar de acuerdo a la curva TSSP(T). Una vez que ha precipitado cierta cantidad de hidruro, y si la concentración en el punto comienza a disminuir (o la temperatura a aumentar), la matriz se comportará independientemente de la presencia de hidruros hasta que se alcance la curva TSSD(T), momento en el cual los hidruros presentes se redisolven manteniendo la concentración de la matriz fija hasta que no queden más hidruros.* Las expresiones de TSSP(T) y TSSD(T) son también del tipo $C_T \exp(-H/RT)$, pero con C_T y H diferentes según se trate de precipitación o disolución.

Este modelo es mucho más complejo que el anterior, puesto que en este caso no existe una relación unívoca entre C_α y C , y de hecho puede haber, dependiendo de la historia del punto, varias C_α para la misma C .

Concretamente, reemplazando las expresiones de C y \mathbf{J} como función de C_α, v_α en la ecuación de conservación se obtendrá una ecuación para estas dos incógnitas. El problema cierra estableciendo, no una relación entre C_α y v_α como en el modelo sin histéresis, sino una relación *entre sus derivadas*. De hecho,

$$\frac{\partial C_\alpha}{\partial t} \frac{\partial v_\alpha}{\partial t} = 0$$

ya que, según lo arriba dicho, no pueden variar ambas simultáneamente. Rogamos al lector referirse a [2] por una exposición más profunda del modelo con histéresis.

CÁLCULO TÉRMICO

Según se discutiera en [5], el problema térmico es un problema standard de difusión que no presenta novedades desde el punto de vista de su resolución numérica. El punto más delicado es la determinación de las características del contacto térmico TP/TC. En cuanto a sus dimensiones, existe coincidencia entre varios trabajos [1,8] sobre que el contacto mediría aproximadamente 5 mm en la dirección circunferencial del tubo. Este valor se tomó para los cálculos en simetría plana, y también como diámetro del círculo de contacto en simetría de revolución. En los cálculos tridimensionales, se asumió un contacto elíptico con 5 mm de eje circunferencial y 40 mm de eje longitudinal. Este factor $b/a = 8$ surge de estimar las diferencias relativas de curvaturas circunferenciales y longitudinales entre el TP y el TC. En base al análisis de [9], tomamos un coeficiente h_{cont} de 0.02 Watt / mm² C. Este valor depende fuertemente de la presión de contacto, así como también de la posible presencia de óxidos entre las superficies, habiéndose tomado un valor conservativo.

MÉTODO NUMÉRICO

Descripción

Utilizando la formulación usual del método de elementos finitos, plantaremos el esquema numérico que se aplica tanto en 2 como en 3 dimensiones, para luego especificar algunos detalles que dependen del número de dimensiones espaciales.

Una vez conocida la temperatura en el interior del dominio de análisis Ω , es posible calcular en el dominio las funciones espaciales $TSSD$ y $TSSP$. Sea w_α^* un campo en Ω , real, que toma valores en $[0, 1]$. Comenzaremos la descripción del algoritmo introduciendo la función auxiliar $\mathcal{F}_{p,\beta}$ que jugará un rol central en el mismo.

$$\mathcal{F}_{p,\beta}(C_\alpha, w_\alpha^*) = \frac{C_\alpha \left[1 + \left(\frac{C_\alpha}{TSSP} \right)^p \right] - C_\delta}{C_\alpha - C_\delta} + \quad (4)$$

$$+ \frac{(1 - w_\alpha^*)(C_\delta - C_\alpha) \left(\frac{1}{\pi} \arctan([\beta(C_\alpha - TSSD)]) + \frac{1}{2} \right)}{C_\alpha - C_\delta} \quad (5)$$

El gráfico de la función $\mathcal{F}_{p,\beta}$, para p y β tendiendo a ∞ , y tomando en un punto dado w_α^* igual al v_α en ese punto a un dado tiempo, aproxima el conjunto de estados accesibles (C_α, v_α) al punto en consideración para tiempos posteriores cercanos, teniendo en cuenta los efectos de histéresis. De hecho, según se muestra en [2] el conjunto de estados admisibles es el que se muestra en la figura 1, junto con la aproximación (5), para diferentes p y β cuando $w_\alpha^* = v_\alpha$.

Utilizando esta función de regularización para hacer que v_α sea función de C_α , reemplazando la expresión $C = C_\delta + v_\alpha(C_\alpha - C_\delta)$ en la ecuación de conservación y tratando espacio y tiempo con las metodologías usuales de elementos finitos y diferencias finitas respectivamente, llegamos al sistema no lineal de ecuaciones

$$\mathbf{R}(\mathbf{X}) = \mathbf{0} \quad (6)$$

donde el residuo \mathbf{R} viene dado por

$$\mathbf{R}_j = \int_\Omega \left[\mathcal{F}_{p,\beta}(C_\alpha^{n+1}, w_\alpha^*) (C_\alpha^{n+1} - C_\delta) - v_\alpha^n (C_\alpha^n - C_\delta) \right] N_j + \quad (7)$$

$$+ \Delta t \int_\Omega v_\alpha^n D \left(\nabla C_\alpha^{n+1} + \frac{Q^* C_\alpha^n}{RT^2} \nabla T \right) \cdot \nabla N_j - \Delta t \int_\Omega q N_j - \Delta t \int_{\partial\Omega} g N_j \quad (8)$$

donde g es el flujo de hidrógeno por la frontera $\partial\Omega$, los supraíndices indican el paso temporal, y N_j es la j -ésima función de peso.

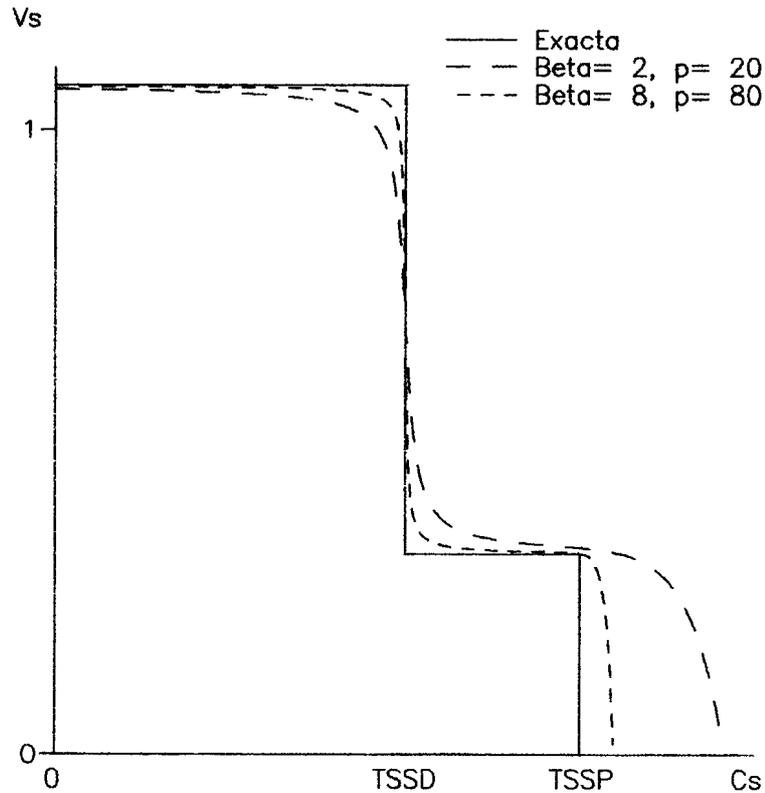


Figure 1: Estados admisibles al tiempo $n+1$ para un punto que se hallaba en el estado (C_α^n, v_α^n) al tiempo n . (Curvas exacta y regularizadas con distintos parámetros).

El sistema (6), de dimensión $NOD \times NOD$, siendo NOD el número de nodos de la red utilizada, es resuelto utilizando la conocida técnica de Newton-Raphson. Para la convergencia, es necesario en general realizar búsquedas lineales a lo largo de la dirección de Newton.

Pasemos ahora a la definición de w_α^* . Lo natural sería asignar a este campo el valor v_α^n , y de hecho esto es posible. Sin embargo, se han observado ciertos problemas de convergencia del algoritmo al usar esta opción en redes gruesas, por lo cual hemos implementado la siguiente actualización de w_α^* :

$$\Delta w_\alpha^* = w_\alpha^* + \gamma(v_\alpha^n - w_\alpha^*) \quad (9)$$

con γ un factor de "amortiguación" que toma valores entre 0 y 1. Con $\gamma = 1$, la actualización es instantánea, con $\gamma = 0$, w_α queda fijo en su valor inicial, que para bajas concentraciones iniciales es 1 por estar inicialmente todo el hidrógeno en solución sólida. Examinando la función $\mathcal{F}_{p,\beta}$, vemos que esto corresponde a no tener en cuenta la histéresis (el segundo sumando desaparece).

Por último, consideremos las funciones de interpolación utilizadas y las reglas de integración:

- En 2 dimensiones, tanto en simetría plana como de revolución, se utilizaron elementos triangulares conformes lineales. Se utilizaron como puntos de integración los vértices y los puntos

de las mitades de los lados. Los primeros con peso $1/12$ y los segundos con peso $1/4$.

- En 3 dimensiones utilizamos tetraedros conformes lineales, con cuatro puntos de integración, uno con coordenadas tetraedrales $(1/4, 1/4, 1/4, 1/4)$ (peso $5/8$) y los tres restantes con coordenadas $(1/8, 1/8, 1/8, 5/8)$ (peso $1/8$).

El algoritmo descrito no tiene, salvo la introducción de la histéresis, diferencias significativas con el que ya fuera introducido en [5]. En dicha referencia (cf. cap.5) se realiza un estudio del efecto del parámetro p y de la densificación de la red, demostrándose que la masa del blister es bastante independiente de estos parámetros. Sin embargo, allí se muestran resultados sólo cuando la concentración inicial es mayor que TSS en algún punto del dominio, y las conclusiones allí extraídas desafortunadamente sólo se aplican a ese caso. En efecto, cuando existe una zona de coexistencia $\alpha + \delta$ alrededor del blister, ésta actúa de "buffer", no permitiendo que los errores cometidos en la zona de blister afecten al perfil de concentración en la zona de solución sólida. Como en la zona de coexistencia se sabe que $C_\alpha = TSS$, y el modelo regularizado reproduce esta propiedad, la zona de coexistencia no permite la propagación en el espacio de los errores que inevitablemente se cometen en la zona de blister.

Cuando las concentraciones iniciales son pequeñas en general no se establece rodeando al blister una zona $\alpha + \delta$. En el elemento de la frontera del blister, la concentración en solución puede aumentar espúreamente algunos ppm por encima de TSSP, lo que lleva a subestimar la componente difusiva en (2). Una solución sería utilizar p tan grande como sea posible. De hecho, nuestro algoritmo funciona sin dificultad para p de valor muy grande, mayor que 1000 inclusive, **pero para ello es necesaria una red suficientemente fina**. El uso de redes muy finas es factible en 1 o 2 dimensiones, pero es impensable en 3D, al menos con el equipamiento de que disponemos en la actualidad (PC basado en procesador 486 con 8 Mb de RAM).

No nos queda entonces más que convivir con el error sistemático que cometeremos, en 3D, al utilizar $p \sim 10$ ó 20 . Cada red tiene un p límite por encima del cual el algoritmo se inestabiliza y se genera una oscilación creciente en un nodo. Este p límite crece si se utiliza $\gamma < 1$, pero esto introduce a su vez errores que deben ser tenidos bajo control. Para acotar y estimar los errores cometidos en los cálculos 3D, se realizó un exhaustivo estudio de los mismos en 2D, que se reporta en una de las próximas secciones. Todos los resultados 3D de este informe deben de ser interpretados teniendo en cuenta los errores presentes, ya que como dijéramos no es factible la obtención de una solución convergida.

En lo que respecta a β o Δt , son parámetros que no juegan un rol significativo en el error de los resultados que presentamos. Utilizamos en general $\beta \sim p/10$ por consideraciones de coherencia en la regularización (ver [2]). Nuestro algoritmo semi-implícito permite utilizar $\Delta t \sim 2 \times 10^6$ seg ~ 20 días sin errores significativos provenientes de la aproximación temporal.

CAMPO DE CONCENTRACIÓN EN AUSENCIA DE PRECIPITACIÓN (BAJO CONTENIDO DE HIDRÓGENO)

Las ecuaciones de gobierno de la migración de hidrógeno son exactamente solubles cuando la concentración es lo suficientemente baja como para que todo el hidrógeno permanezca en solución sólida y cuando se considera el estado estacionario. En efecto, en este caso debe ocurrir $\mathbf{J} = 0$ en todo el dominio si despreciamos el ingreso de hidrógeno (de otra manera no hay estado estacionario posible), obteniéndose de (2)

$$\nabla C_\alpha + \frac{Q^* C_\alpha}{RT^2} \nabla T = 0 \quad (10)$$

que admite como solución

$$C_\alpha^\infty = \mathbf{K} e^{\frac{Q^*}{RT}} \quad (11)$$

donde \mathbf{K} es una constante que permite fijar la masa total de hidrógeno. La ecuación (11) ya nos permite realizar algunas predicciones sobre la formación de blisters, a saber:

- La concentración máxima (recordar que cuando no hay hidruros se cumple $C = C_\alpha$) se da en el punto más frío. La relación C_{max}/C_{min} depende de las temperaturas mínimas y máximas respectivamente en la zona cercana al contacto.
- Si la concentración máxima no excede TSSP, y la historia térmica no ha hecho que precipitaran hidruros en algún transitorio, no habrá hidruros presentes en el material siempre que la concentración máxima no supere TSSP en el punto frío. Es de esta manera que se determina el "umbral" para la formación de blisters en, p.ej., [1]. Para ello, ajustamos la constante \mathbf{K} de tal manera que C tome el valor TSSP ($= C_{TP} \exp(-H_P/RT)$, P por precipitación) en el punto frío

$$\mathbf{K} = C_{TP} e^{-\frac{H+Q^*}{RT}} \quad (12)$$

y esto nos permite estimar cuál será la concentración en las zonas calientes cuando esto ocurra, que se constituye en una concentración umbral por debajo de la cual es imposible que se forme un blister

$$C_{umbral} = C_{TP} e^{-\frac{H+Q^*}{RT}} e^{Q^*/RT_{max}} \quad (13)$$

ANÁLISIS BIDIMENSIONAL Y ESTUDIO DE LA INFLUENCIA DE LOS PARÁMETROS NUMÉRICOS

En esta sección pretendemos cumplir dos objetivos. Por un lado mostramos los resultados más precisos obtenidos en simetría plana, esto es asumiento que el contacto entre el TP y TC es mucho más largo que el radio de los tubos. Estos resultados, por ser 2D, pueden obtenerse sobre redes que son lo suficientemente finas en la zona de blister como para permitir reducir mucho los errores del cálculo. Por otra parte, resolvemos el mismo problema pero con redes más gruesas y parámetros de regularización más bajos, de tal manera de poder estimar el error que se introduce en el cálculo en estas condiciones. Las conclusiones así extraídas serán utilizadas luego para estimar el error de las soluciones 3D.

Resultados numéricos

Tomando las condiciones térmicas a la salida del canal refrigerante, las temperaturas mínima y máxima en el tubo de presión obtenidas fueron 200 C y 294 C. La concentración umbral correspondiente es de 11.569 ppm y el límite de solubilidad en el punto de contacto 33.32 ppm. Se utilizó la red que se muestra en la figura 2, que tiene 729 nodos. Se tomó un paso de tiempo de 10^6 segundos, simulándose hasta 300×10^6 segundos. Se analizaron los casos con concentración inicial de 12, 15 y 18 ppm, con un pickup rate de 0.76 ppm/año. En la figura 3 se muestra la profundidad del blister en función de la concentración media. Como puede verse en la figura 3, las curvas correspondientes a diferentes concentraciones iniciales (esto es, diferentes concentraciones medias en el momento del contacto) se acercan asintóticamente, por lo cual, luego de un transitorio inicial, el momento exacto del contacto TP/TC se torna irrelevante. Vemos asimismo que la asíntota corresponde a concentraciones iniciales muy bajas. Estas consideraciones son de importancia por los siguientes motivos: A nivel tecnológico, esto sugiere que monitoreando la concentración local, aunque no se conozca el momento del contacto, es posible predecir la profundidad del blister. Por otro lado, a nivel de la simulación numérica, esto nos permite ahorrarnos el hacer multitud de corridas con diferentes concentraciones iniciales, ya que tomando concentraciones iniciales bajas obtendremos la asíntota de las curvas.

Influencia de los parámetros numéricos

Con un pick-up rate de 0.76 ppm/año y concentración inicial de 15 ppm se realizó un análisis exhaustivo para estimar la influencia de los parámetros numéricos.

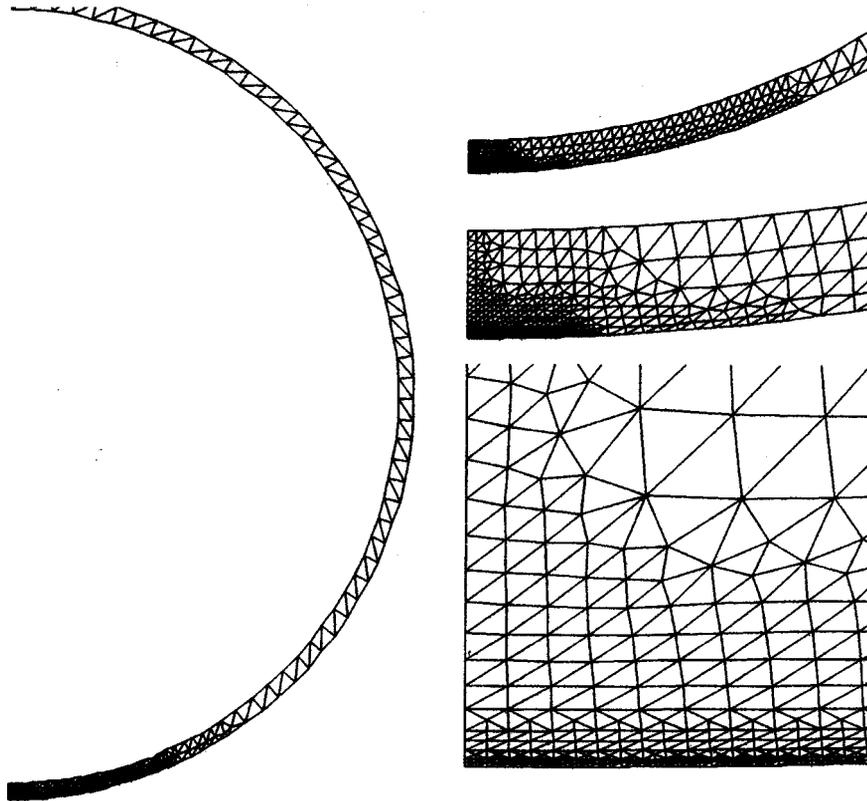


Figure 2: Red de 729 nodos utilizada para los cálculos bidimensionales.

Los resultados de este análisis pueden sintetizarse en los siguientes puntos:

- Siempre que la red utilizada sea tal que permita capturar al blister en no menos de dos o tres elementos, los resultados no se ven seriamente afectados por la discretización espacial.
- El principal efecto de densificar la red es que, con redes finas, es posible utilizar parámetros p , β y γ elevados. Esto es importante ya que estos parámetros tienen gran influencia en los resultados.
- Fijando $\beta = p/10$, estudiamos varios valores de p y γ . En la Figura 4 mostramos la masa de blister como función del tiempo para diferentes elecciones de parámetros. Los resultados se ordenan en orden de precisión creciente, siendo la red MESH3 la más gruesa y la MESHG2 la más fina.
- Consideremos los resultados a un tiempo fijo de 9 años y $1/2$, la siguiente tabla permite evaluar la subestimación del ritmo de crecimiento producida:

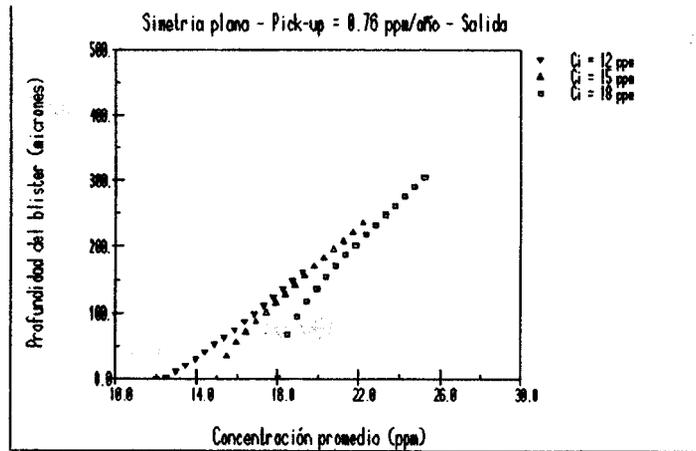


Figure 3: Profundidad del blister como función de la concentración media, para un campo térmico con $T_{min} = 200C$ y $T_{max} = 294C$ y un pick-up de 0.76 ppm/año. Notar que las curvas de diferente concentración inicial se vuelven mutuamente asintóticas.

p	γ	Masa del blister [ppm-mm ²]	Profundidad [micrones]
10	0.5	4388.	178
25	0.1	4325.	199
25	0.5	4715.	200
50	0.5	4933.	236
50	0.8	5008.	238
100	0.8	5118.	238

- De lo anterior resulta claro, por un lado, que dada la escasa variación que se observa entre $p = 50$ y $p = 100$, que dichos valores están prácticamente convergidos y aproximan la solución del problema no regularizado. Por otro lado, una regularización baja conduce a un error *por defecto* en el tamaño del blister que puede llegar al 20 o 30 %.

RESULTADOS TRIDIMENSIONALES

Por ser mucho más costosos los cálculos tridimensionales, preferimos no realizar un análisis de casos particulares sino centrarnos en la curva asintótica de profundidad del blister como función de la concentración media, similarmente a lo realizado en la sección anterior.

En este caso utilizamos una red de 13400 elementos tetraédricos y 3130 nodos. A pesar del elevado número de incógnitas, de examinar la solución resulta evidente que sería deseable incrementar aún más la densificación de la red. El p máximo que logramos poner fue de 25, con $\gamma = 0.2$. Como antes, fijamos la concentración inicial en 8 ppm y el pick-up rate en 0.5 ppm/año. Las curvas resultantes pueden verse en la Figura 5.

En la Fig. 6 mostramos la zona del contacto, cortada a través de sus planos de simetría, vista oblicuamente desde abajo. Allí hemos sombreado el blister calculado para las condiciones térmicas de la entrada del canal ($T_{min} = 180.5C$, $T_{max} = 255C$), con un pick-up rate de 0.5 ppm/año, cuando la concentración media es de 16.23, 17.5 y 18.77 ppm. Las profundidades respectivas son de 244, 338 y 468 micrones. Es evidente la forma elíptica del blister sobre la superficie exterior, de acuerdo con la forma del contacto.

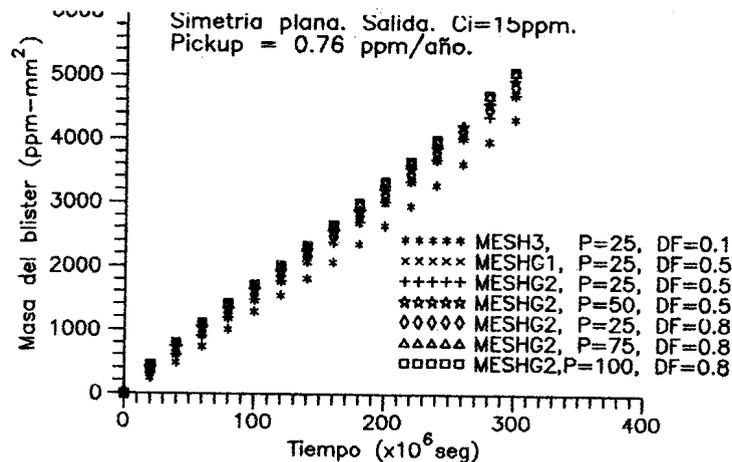


Figure 4: Influencia de los parámetros numéricos en la evolución de la masa de blister. Caso 1a, simetría plana. DF en la figura corresponde al parámetro γ del texto.

COMPARACION DE RESULTADOS 2-D Y 3-D

Para estudiar el efecto de la simplificación bidimensional se realizaron corridas en simetría plana y de revolución, y corridas tridimensionales, escaleando los campos térmicos en cada caso de tal manera de tener una temperatura mínima de 200.73 C y una temperatura máxima de 255 C. Se utilizó un pick-up rate de 0.76 ppm/año y se simuló hasta 19 años. En la Fig. 7 mostramos los resultados obtenidos.

DISCUSIÓN Y CONCLUSIONES

Se ha descripto un modelo matemático para el análisis de la precipitación de hidruros y crecimiento de blisters en aleaciones de circonio. Este modelo permite extraer ciertas conclusiones a partir de su solución exacta en el caso estacionario, y otras para las cuales es preciso recurrir a la resolución numérica. Entre las primeras está la existencia de una concentración umbral por debajo de la cual no se forman blisters, que depende sensiblemente del campo térmico.

Se ha presentado un método de elementos finitos que permite la aproximación del modelo matemático, y se ha profundizado en el análisis cuantitativo y cualitativo de los errores introducidos por el mismo. El método desarrollado es original para el problema en consideración, y ha quedado implementado en los códigos (FORTRAN) FEMHAZ y FEMHAZ3D, según se trate de aplicaciones en dos o tres dimensiones respectivamente.

Se ha mostrado que, para cada ritmo de ingreso de hidrógeno del refrigerante, las curvas de dependencia de la profundidad del blister formado con la concentración media en la zona, para cada concentración inicial, son asintóticas a una curva común que resulta de considerar concentraciones iniciales por debajo del umbral.

Se verificó que, para una misma temperatura de contacto, el ritmo de crecimiento varía fuertemente según se considere un contacto circular, elíptico ($a/b = 8$) o infinitamente largo, resultando concentraciones para una profundidad de 300 micrones de ~ 24 , ~ 28 y ~ 31 , respectivamente.

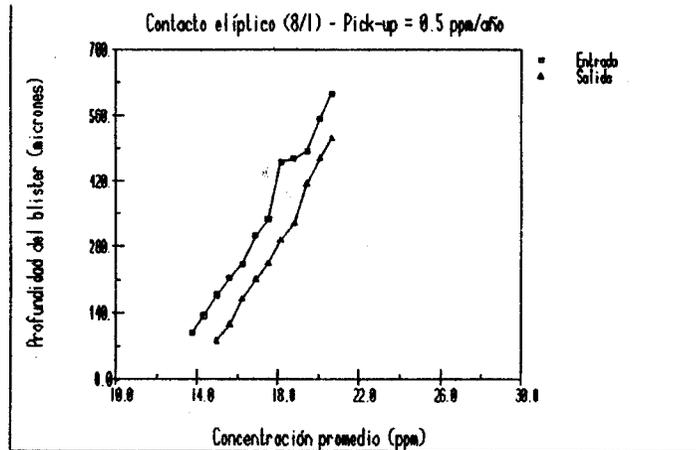


Figure 5: Profundidad del blister como función de la concentración media, en tres dimensiones y con contacto elíptico ($a/b = 8$), para condiciones térmicas de la entrada y salida del canal, cuando la concentración inicial es inferior al umbral.

References

- [1] T.P.Byrne and M.Leger, "Hydride blister growth modelling. Progress Report No. 2", *Ontario Hydro Research Division Report No. 85-29-H* (1985).
- [2] G.C.Buscaglia, "Numerical modelling of hysteresis effects in the precipitation of zirconium hydride", *Informe Técnico CAB-CNEA 92/024* (1992).
- [3] G.C.Buscaglia y R.O.Saliba, "Simulación de la migración de hidrógeno en aleaciones de circonio", *Rev. Int. de Métodos Numéricos para Cálculo y Diseño en Ingeniería*, en prensa.
- [4] M.P.Puls, "Elastic and plastic accommodation effects on metal-hydride solubility", *Acta Metall.* **32**, 1259-1269 (1984).
- [5] R.O.Saliba, "Simulación de la migración de hidrógeno y formación de blisters en aleaciones de circonio", *Trabajo especial de la carrera de Ingeniería Nuclear*, Instituto Balseiro, 1991.
- [6] R.O.Saliba and G.C.Buscaglia, "Finite element analysis of the growth of a hydride blister in a non-isothermal zirconium-alloy tube", in *Numerical Methods in Engineering and Applied Sciences*, H. Alder et al, Eds, CIMNE, Barcelona 1992, pp. 1245-1251.
- [7] A.Sawatzky, "Hydrogen in Zircaloy-2: Its distribution and heat of transport", *J. Nuclear Mat.* **2**, 321-328 (1960).
- [8] A.Sawatzky, "Formation of hydride blisters in zirconium alloy pressure tubes", *Canadian Metallurgical Quarterly* **24**, 227-234 (1985).
- [9] M.Shoukri and A.M.C.Chan, "On the thermal analysis of pressure tube/ calandria tube contact in CANDU reactors", *Nuclear Eng. and Design* **104**, 197-206 (1987).

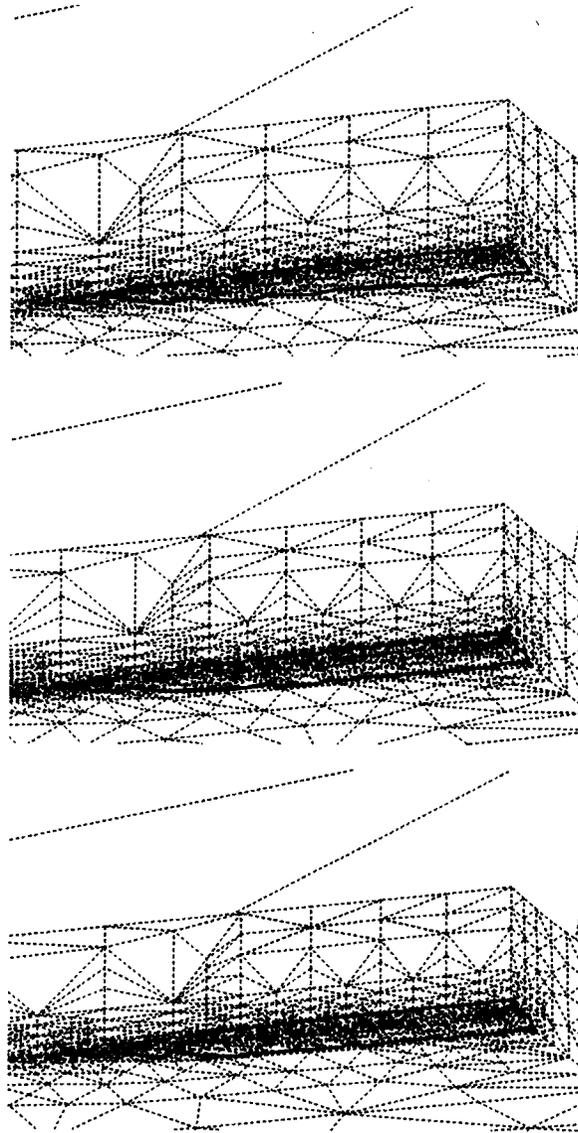


Figure 6: Secuencia de crecimiento de un blister tridimensional, formado en un campo térmico con extremos 180.5 C y 255 C

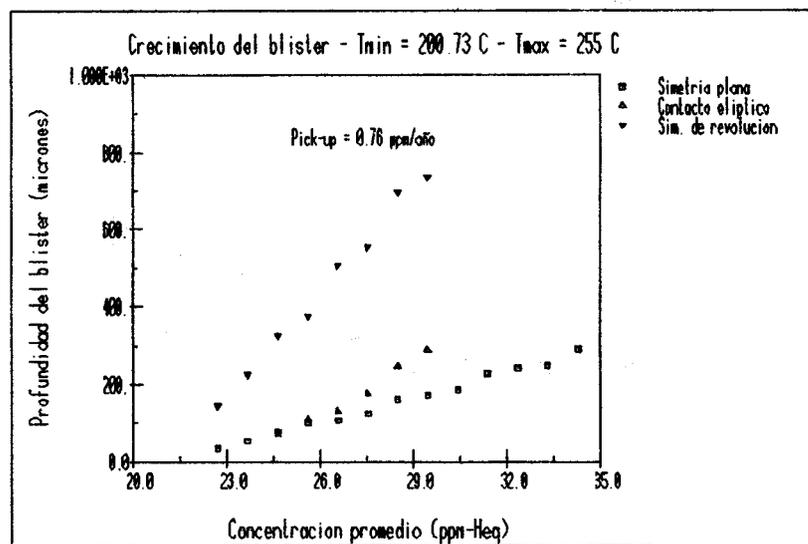


Figure 7: Profundidad del blister como función de la concentración media, para un campo térmico con $T_{min} = 200.73\text{ C}$ y $T_{max} = 255\text{ C}$.