C.I. Biblioteca
ARCHIVO PUBLICACIONES
AÑO 1978

04.78.04

NT-CNEA 9/78

COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA
Gerencia de Desarrollo

BACO, Código de simulación termomecánico de una barra combustible en un reactor de potencia

S. Harriague, E. J. Savino

BUENOS AIRES
1978

R E S U M E N

Se documenta el estado actual de desarrollo del código BACO. Se presenta una descripción general de los fenómenos simulados por el código. Se resumen el formalismo matemático y los modelos de comportamiento. Finalmente las subrutinas que componen actualmente el código son enunciadas y se realiza una somera descripción de las mismas.

1. INTRODUCCION

En el Grupo de Teoría de la Comisión Nacional de Energía Atómica se ha desarrollado el código BACO (BArra - COmbustible) de simulación del comportamiento termo-mecánico de una barra de combustible con vaina autoportante en un reactor de potencia. El propósito del presente informe es documentar este código a fin de su conocimiento por los usuarios. BACO se ha desarrollado generalizando la estructura del código PELT [1] que describe el comportamiento mecánico de una pastilla de dióxido de uranio bajo irradiación. En su estado actual BACO describe una sección de la barra combustible en la aproximación de simetría axial y deformaciones planas pero finitas. Una descripción tridimensional puede realizarse a través de cálculos iterativos.-

El propósito en el desarrollo del código que nos ocupa es su utilización a los fines del diseño de elementos combustibles. Esto implica el compatibilizar el uso de modelos físicos de comportamiento de materiales realistas y sofisticados con la necesidad de contar con tiempos de ejecución economicamente razonables. Esta restricción impone la necesidad de las hipótesis de simetría axial y deformaciones planas que permiten la realización de un cálculo unidimensional (o cuasi-bidimensional). Para el análisis de tensiones-deformaciones localizadas se cuenta con el apoyo del Grupo de Cálculo del Centro de Cómputo del CAB [2] . Este Grupo ha desarrollado códigos de análisis termo-mecánico en regiones de geometría variable [3].-

En la sección 1 de este informe se presentan los métodos de análisis utilizados para la descripción térmica y mecánica de la barra combustible; luego, en la sección 2, se detallan los modelos de comportamiento de materiales y en la sección 3 se describen las subrutinas que realizan el cálculo de acuerdo a estos modelos. Finalmente en la sección 4 algunos futuros desarrollos son enunciados.-

2. DESCRIPCION DEL CODIGO

A los fines del cálculo el cilindro cuyo comportamiento termo-

-mecánico desea calcularse (pastilla combustible o vaina) se divide en anillos circulares. Esta división espacial permite utilizar un método de diferencias finitas para la integración de las ecuaciones de comportamiento. A fin de efectuar la integración temporal el tiempo de irradiación es también subdividido en intervalos finitos, más adelante discutimos los criterios adoptados para la elección de la longitud de estos. En [1] se han discutido las ventajas de este método de cálculo frente a otros utilizados en la literatura.

2.a) CALCULO DE TEMPERATURA

El perfil de temperatura se calcula por integración sucesiva de la ecuación de Fourier suponiendo conocida la temperatura en la superficie de la vaina y la potencia térmica extraída por el refrigerante.-

Dado el espesor de las vainas normalmente utilizadas es razonable en estas utilizar una conductividad promedio $\bar{\lambda}$ a fin de calcular la caída de temperatura (+). La temperatura en un radio r resulta entonces

$$T(r) = T_{ext} - \frac{q}{2\pi \bar{\lambda}} \ln \frac{r}{r_{ext}} \qquad (1)$$

donde T_{ext} es la temperatura superficial de la vaina de radio r_{ext} y q la potencia extraída por unidad en longitud. (1) permite entonces evaluar la temperatura en el interior de la vaina y dado un modelo de transmisión del calor en la separación radial entre combustible y vaina ("gap") puede calcularse la temperatura superficial de la pastilla. Como en general los modelos de transmisión en el "gap" dependen de la temperatura este cálculo debe realizarse numéricamente y puede requerir de un esquema iterativo. Sea hg el coeficiente efectivo de transmisión del calor por unidad de superficie - dependiente de la temperatura - y T_{int} la temperatura interior de la vaina, la temperatura superficial de la pastilla debe satisfacer la ecuación [4] :

(+) En caso de no resultar válido este promedio el programa puede adoptarse facilmente para trabajar en conductividades radialmente dependientes.

$$T_s = T_{int} + \frac{q}{2\pi r_{int} h_g} \qquad (2)$$

Conocido T_s la distribución de temperaturas en la pastilla se calcula utilizando el método descripto por Harriague y Elbel [5] . La depresión de flujo neutrónico en el elemento combustible es parametrizada en función del radio a fin de representar la variación espacial de la potencia generada.

2.b) CALCULO DEL ESTADO TENSION - DEFORMACION

Conocido el estado tensión deformación para un dado tiempo to se supone que el correspondiente a un tiempo to + δt (para δt suficientemente pequeño) pueda calcularse como

$$\varepsilon = \varepsilon_o + \delta\varepsilon \qquad (3)$$

donde ε_o es el valor de una magnitud tensión o deformación en t_o y $\delta\varepsilon$ su variación temporal. Las ecuaciones a integrar consisten esencialmente en las ecuaciones de compatibilidad para cada anillo, la de equilibrio con la aproximación de simetría axial y deformaciones planas y las ecuaciones de Hooke generalizadas. Esto constituye un sistema de siete ecuaciones diferenciales acopladas. Al aplicar la aproximación de diferencias finitas antes discutida se obtiene un sistema de ecuaciones algebraicas el cual es linealizable. Esto implica que la solución al fin del intervalo δt puede obtenerse por un proceso numérico de inversión de matrices. A los fines del análisis mecánico la barra combustible es dividida en sus componentes : pastilla y vaina.

2.b - 1) ANALISIS DE LA PASTILLA

Suponer un estado plano de deformación y simetría axial implica, tomando coordenadas cilíndricas, que las variables dependen sólo de la coordenada radial r.

Si denotamos con δ las variaciones en un intervalo (t ; $t + \delta t$), para δt suficientemente pequeño se supone que la

variación de deformación $\delta\varepsilon_i$ en la dirección principal i ($i = r, \theta, z$) se puede escribir como superposición lineal de los diversos procesos físicos contribuyentes a la misma:

$$\delta\varepsilon_i = \delta\varepsilon_i^{el} + \delta\varepsilon_i^{term} + \delta\varepsilon_i^{creep} + \delta\varepsilon_i^{hinch} + \delta\varepsilon_i^{redens} + \delta\eta_i \quad (4)$$

En la ecuación (4) $\delta\varepsilon_i^{el}$ es la contribución elástica al incremento de deformación. Utilizando la ley de Hooke para un medio isótropo, esta contribución resulta

$$\delta\varepsilon_i^{el} = \delta\left(\frac{\sigma_i}{E} - \frac{\nu}{E}\sum_{j\neq i}\sigma_j\right) \quad (5)$$

donde E: módulo de Young

donde ν: módulo de Poisson

La contribución térmica, $\delta\varepsilon_i^{term}$ es:

$$\delta\varepsilon_i^{term} = \delta(\alpha_i T) \quad (6)$$

siendo α_i el coeficiente de expansión térmica en la dirección i.-

Las contribuciones $\delta\varepsilon_i^{creep}$, $\delta\varepsilon_i^{hinchado}$ y $\delta\varepsilon_i^{redensific.}$ debidas al creep, al hinchado y a la redensificación se supone que cumplen leyes empíricas apropiadas para el material en estudio (ver sección 3). En general las leyes correspondientes a una deformación plástica se obtienen de experiencias bajo una tensión uniaxial. Para pasar de éstas a las correspondientes expresiones en un estado tridimensional de tensiones utilizaremos la teoría de von Mises. En un medio isótropo la misma supone que las mediciones uniaxiales de deformación plástica o creep pueden extenderse como:

$$\varepsilon_{eq} = f(\sigma_{eq}) \quad (7\text{-a})$$

$$\dot{\varepsilon}_{eq} = g(\sigma_{eq}) \quad (7\text{-b})$$

donde las funciones f y g coinciden con las medidas bajo carga uniaxial, y donde se define:

$$\varepsilon_{eq} = \frac{\sqrt{2}}{3}\sqrt{(\varepsilon_r - \varepsilon_\theta)^2 + (\varepsilon_\theta - \varepsilon_z)^2 + (\varepsilon_z - \varepsilon_r)^2} \qquad (8)$$

$$\sigma_{eq} = \frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{(\sigma_r - \sigma_\theta)^2 + (\sigma_\theta - \sigma_z)^2 + (\sigma_z - \sigma_r)^2} \qquad (9)$$

Las relaciones de von Mises:

$$\frac{\varepsilon_r - \varepsilon_\theta}{\sigma_r - \sigma_\theta} = \frac{\varepsilon_r - \varepsilon_z}{\sigma_r - \sigma_z} = \frac{\varepsilon_\theta - \varepsilon_z}{\sigma_\theta - \sigma_z} \qquad (10)$$

y la condición de constancia de volumen:

$$\varepsilon_r + \varepsilon_\theta + \varepsilon_z = 0 \qquad (11)$$

permiten deducir la contribución a la deformación plástica (7-a) en la dirección principal i [6]

$$\varepsilon_i = \frac{\varepsilon_{eq}}{\sigma_{eq}}\left(\sigma_i - \sum_{j \neq i} \sigma_j\right) \qquad (12\text{-a})$$

En el caso que modelemos el fenómeno a través de una ley uniaxial para la derivada de la deformación (como es usual por ej. en el creep) y suponiendo expresiones equivalentes a (10) y (11) para las derivadas de la deformación resulta:

$$\dot{\varepsilon}_i^{creep} = \frac{\dot{\varepsilon}_{eq}}{\sigma_{eq}}\left(\sigma_i - \sum_{j \neq i} \sigma_j\right) \qquad (12\text{-b})$$

En el caso del hinchado, en general lo que se mide experimentalmente es el cambio de volumen relativo $S = \frac{\Delta V}{V}$ del material. Su contribución a la deformación tridimensional se supone isótropa, o sea que:

$$\delta\varepsilon_i^{hinchado} = \frac{1}{3}\,\delta S \qquad (13)$$

Es similar la situación con la contribución $\delta\varepsilon_i^{redensif.}$ debida al fenómeno de redensificación. Por lo general lo que se mide experimentalmente, y lo que se determina en los modelos,(7) es el cambio relativo de volumen debido al cierre de la porosidad del combustible cerámico ya sea por efectos térmicos o por efecto de la irradiación. Si el fenómeno se supone isótropo resulta:

$$\delta\varepsilon_i^{redensif.} = \frac{1}{3}\left(\frac{\Delta V}{V}\right)_{redensif.} \qquad (14)$$

Finalmente, en la ecuación (4) se ha indicado con $\delta\eta_i$ la contribución a la deformación debida a la apertura de fisuras en la dirección i. Consideraremos la posibilidad de la aparición de fisuras axiales (i=z) y radiales ($i=\theta$). Esta deformación se considera como debida a una distribución uniforme de infinitas fisuras de apertura infinitesimal para un dado valor del radio, tales que la suma de sus aperturas resulte en un valor finito ηi. Esta aproximación trata de responder al hecho físico de que una pastilla cerámica fisionable bajo irradiación presenta un gran número de pequeñas fisuras (8).-

El estado de tensión-deformación en el material debe satisfacer, tal como se señalara anteriormente, la ecuación de equilibrio para las tensiones y las ecuaciones de compatibilidad entre deformaciones y desplazamientos, sujetas a las apropiadas condiciones de borde.-

En coordenadas cilíndricas, y para el caso de simetría axial y estado plano de deformaciones, la condición de equilibrio es:

$$\frac{\partial\sigma_r}{\partial r} + \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{r} = 0 \qquad (15)$$

Bajo la hipótesis de simetría axial (que implica $u_\theta = 0$), la relación entre las deformaciones y el desplazamiento radial ($u = u_r$) es:

$$\varepsilon_r = \frac{\partial u}{\partial r} \qquad (16.a)$$

$$\varepsilon_\theta = \frac{u}{r} \qquad (16.b)$$

La hipótesis de estado plano de deformaciones (pero con deformación $\varepsilon_z \neq 0$ y fuerza aplicada axialmente sobre el combustible $F_z \neq 0$) permite la independencia de las deformaciones axiales del radio, o sea,

$$\varepsilon_z = \frac{\Delta z}{z} = \text{cte.} \qquad (17)$$

Además esta hipótesis es compatible con la condición de borde axial

$$\int_0^{r_{ext}} \sigma_z \, 2\pi r \, dr = F_z \qquad (18)$$

La condición radial sobre la superficie exterior es:

$$\sigma_r \Big|_{r=r_{ext}} = - p_{ext} \qquad (19)$$

donde p_{ext} varía con el tiempo o el ciclo de irradiación.

Para el caso de una pastilla cilíndrica hueca de radio interior r_{int} , la condición en $r = r_{int}$ es:

$$\sigma_r \Big|_{r=r_{int}} = - p_{int} \qquad (20.a)$$

mientras que en el caso de pastillas macizas, en su centro:

$$\frac{\partial \sigma_r}{\partial r}\Big|_{r=0} = 0 \qquad (20.b)$$

Las ecuaciones (4), (15), (16) y (17) constituyen un sistema de 7 ecuaciones diferenciales con incógnitas:

$$\sigma_r , \sigma_\theta , \sigma_z , \varepsilon_r , \varepsilon_\theta , \varepsilon_z , \eta_\theta , \eta_z , u$$

dependientes del radio y del tiempo, sujetas a las condiciones de contorno (18), (19) y (20), y con condiciones iniciales a fijar. Las hipótesis presentadas en 2-b y desarrolladas en la referencia (1) permiten su integración dentro de un esquema de diferencias finitas. A tal fin se divide la sección del cilindro en (N-1) anillos limitados por N circunferencias de radio r(+) .

(+) Estas se numeran comenzando por aquella de menor radio.

La derivada de una función f en el radio r_i con respecto a r (única derivada espacial no nula bajo nuestras hipótesis) resulta aplicando diferencias finitas centrales:

$$\left.\frac{df}{dr}\right|_{r=r_i} = \frac{1}{2}\left(\frac{f_{i+1}-f_i}{r_{i+1}-r_i} + \frac{f_i-f_{i-1}}{r_i-r_{i-1}}\right) \qquad (21)$$

donde fi es el valor de f en r = ri.

La integración del sistema de ecuaciones diferenciales requiere expresar también en diferencias finitas las variaciones de las variables con el tiempo. Dado un incremento de tiempo δt la variación de una variable ε se expresará por:

$$\delta\varepsilon = \varepsilon(t+\delta t) - \varepsilon(t) \qquad (22.a)$$

En los casos de creep, hinchado y redensificación se desarrolla la variación en serie de Taylor hasta el 1er. orden:

$$\delta\varepsilon = \langle\dot{\varepsilon}\rangle\,\delta t \qquad (22.b)$$

donde, a fin de garantizar la convergencia, la derivada temporal $\langle\dot{\varepsilon}\rangle$ puede evaluarse como un promedio entre sus valores inicial y final del intervalo$(t,t+\delta t)$.O sea:

$$\langle\dot{\varepsilon}\rangle = (1-\theta)\,\dot{\varepsilon}(t+\delta t) + \theta\,\dot{\varepsilon}(t) \qquad (22.c)$$

donde $0 \le \theta \le 1$

Utilizando la aproximación (22), y las relaciones (5), (6),(12), (13) y (14), la ecuación (4) puede escribirse como:

$$\delta\varepsilon_{r_i} = \delta\left[\frac{\sigma_{ri}}{E_i} - \frac{\nu_i}{E_i}(\sigma_{\theta i}+\sigma_{zi})\right] + \delta(\alpha_i T_i) + \left\langle\frac{\dot{\varepsilon}_{eqi}}{\sigma_{eqi}}\left[\sigma_{r_i} - \frac{1}{2}(\sigma_{\theta i}+\sigma_{zi})\right]\right\rangle\delta t + \frac{\langle\dot{S}_i\rangle}{3}\delta t + \frac{1}{3}\left\langle\left(\frac{\Delta V}{V}\right)_{redens.}\right\rangle\delta t \qquad (23.a)$$

$$\delta\varepsilon_{\theta i} = \delta\left[\frac{\sigma_{\theta i}}{E_i} - \frac{\nu_i}{E_i}(\sigma_{ri}+\sigma_{zi})\right] + \delta(\alpha_i T_i) + \left\langle\frac{\dot{\varepsilon}_{eqi}}{\sigma_{eqi}}\left[\sigma_{\theta i} - \frac{1}{2}(\sigma_{ri}+\sigma_{zi})\right]\right\rangle\delta t + \frac{\langle\dot{S}_i\rangle}{3}\delta t + \frac{1}{3}\left\langle\left(\frac{\Delta V}{V}\right)_{redens.}\right\rangle\delta t + \delta\eta_{\theta i} \qquad (23.b)$$

$$\delta\varepsilon_z = \delta\left[\frac{\sigma_{zi}}{E_i} - \frac{\nu_i}{E_i}(\sigma_{ri}+\sigma_{\theta i})\right] + \delta(\alpha_i T_i) + \left\langle \frac{\dot{\varepsilon}_{eq\,i}}{\sigma_{eq\,i}}\left[\sigma_{zi} - \frac{1}{2}(\sigma_{ri}+\sigma_{\theta i})\right]\delta t \right.$$

$$\left. + \frac{\langle \dot{S}_i \rangle}{3}\delta t + \frac{1}{3}\left\langle \left(\frac{\dot{\Delta V}}{V}\right)_{\text{sedens}} \right\rangle \delta t + \delta\eta_{zi} \right. \qquad (23.c)$$

válidas para toda circunferencia i.-

La ecuación de equilibrio (15) se desarrolla en diferencias finitas, y a fines de mejorar la convergencia el término $\frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{r}$ se evalúa en la circunferencia i como promedio de sus valores entre los anillos limitados por i e $i+1$ y por i e $i-1$. Es decir que (15) resulta:

$$\frac{1}{2}\left(\frac{\sigma_{r\,i+1}-\sigma_{ri}}{r_{i+1}-r_i} + \frac{\sigma_{ri}-\sigma_{r\,i-1}}{r_i - r_{i-1}}\right) + \frac{1}{2}\left[\frac{\sigma_{r\,i+1}+\sigma_{ri}-(\sigma_{\theta\,i+1}+\sigma_{\theta i})}{r_{i+1}+r_i} + \right.$$

$$\left. \frac{\sigma_{ri}+\sigma_{r\,i-1}-(\sigma_{\theta i}+\sigma_{\theta\,i-1})}{r_i + r_{i-1}}\right] = 0 \qquad (24.a)$$

válida para $2 \leq i \leq N-1$

Para el primer y último radio esta expresión no es válida, por lo que se opta por escribir la ecuación de equilibrio para un radio intermedio entre la 1a. y 2a. circunferencia y entre la N y N-1, respectivamente. Se obtiene así:

$$\frac{\sigma_{r2}-\sigma_{r1}}{r_2 - r_1} + \frac{\sigma_{r2}+\sigma_{r1}-(\sigma_{\theta 2}+\sigma_{\theta 1})}{r_2 + r_1} = 0 \qquad (24.b)$$

$$\frac{\sigma_{rN}-\sigma_{r\,N-1}}{r_N - r_{N-1}} + \frac{\sigma_{rN}+\sigma_{r\,N-1}-(\sigma_{\theta N}+\sigma_{\theta\,N-1})}{r_N + r_{N-1}} = 0 \qquad (24.c)$$

La condición de equilibrio axial (18) se introduce expresando la integración por trapecios. Es decir:

$$\frac{1}{2}r_1(r_2-r_1)\sigma_{z1} + \sum_{j=2}^{N-1}\frac{1}{2}r_j(r_{j+1}-r_{j-1})\sigma_{zj} + \frac{1}{2}r_N(r_N - r_{N-1})\sigma_{zN} = \frac{F_z}{2\pi}$$

(25)

La (1a) resulta:

$$\sigma_{rN} = - p_{ext} \qquad (26)$$

Para pastilla hueca, la (20.a) es:

$$\sigma_{r1} = - p_{int} \qquad (27.a)$$

mientras que para pastillas macizas la (20.b) se convierte en:

$$\sigma_{r2} = \sigma_{r1} \qquad (27.b)$$

Las ecuaciones de compatibilidad(16) pueden escribirse en diferencias finitas en cada radio. Las variaciones de las deformaciones radiales y tangenciales durante el intervalo δt se vinculan entonces con la correspondiente variación de desplazamiento por las ecuaciones:

$$\delta \varepsilon_{ri} = \frac{\delta u_{i+1} - \delta u_i}{2 (r^{\circ}_{i+1} - r^{\circ}_i)} + \frac{\delta u_i - \delta u_{i-1}}{2 (r^{\circ}_i - r^{\circ}_{i-1})} \qquad (28.a)$$

$$\delta \varepsilon_{\theta i} = \frac{\delta u_i}{r_i^{\circ}} \qquad (28.b)$$

En (28) se ha introducido la notación que un supraíndice $^{\circ}$ indica términos evaluados en el instante inicial del intervalo temporal $(t; t+\delta t)$. Las (28) se obtienen desarrollando en serie de Taylor hasta el primer orden de variación temporal de las deformaciones (16).

Las deformaciones (28) permiten eliminar las variaciones de desplazamiento como incógnitas del problema, obteniéndose ecuaciones que vinculan las variaciones de las deformaciones radiales y tangenciales. Estas ecuaciones resultan:

$$\frac{r^{\circ}_{i+1}}{2 Q_i} \delta \varepsilon_{\theta i+1} + \frac{r^{\circ}_i}{2} \left(\frac{1}{Q_{i-1}} - \frac{1}{Q_i} \right) \delta \varepsilon_{\theta i} - \delta \varepsilon_{ri} - \frac{r^{\circ}_{i-1}}{2 Q_{i-1}} \delta \varepsilon_{\theta i-1} = 0 \qquad (29)$$

válidas para $2 < i \leq N-1$, y donde:

$$Q_i = r^{\circ}_{i+1} - r^{\circ}_i \qquad (30)$$

Reemplazando en (29) las deformaciones radiales y tangenciales por sus expresiones en función de las tensiones (23.a) y

(23.b), se eliminan también dichas deformaciones como incógnitas del problema.-

Para el caso de una pastilla maciza, la simetría del problema permite escribir:

$$\sigma_{r1} = \sigma_{\theta 1} \qquad (31)$$

El sistema de ecuaciones a resolver para determinar el estado tensión-deformación se estructura de acuerdo a las conclusiones alcanzadas en la sección(II-d)de ref. (1). Para el el caso de una pastilla maciza, dicho sistema es el siguiente:

ecuación (27.b)
ecuación (29) con $2 \leq i \leq N-1$
ecuación (17) con $1 \leq i \leq N$
ecuación (31)
ecuación (24.a) con $2 \leq i \leq N-1$
ecuación (24.c)
ecuación (25)
ecuación (26)

es decir, un total de 3N+1 ecuaciones. Las incógnitas (en el caso de que no haya fisuras, situación que es analizada más adelante), son las 3N tensiones principales σ_r , σ_θ , σ_z en las N circunferencias que limitan los anillos y la variación de deformación axial $\delta\varepsilon_z$ independiente de r.

En la referencia (1) estas ecuaciones tienen la siguiente numeración:

(27.b) ⟶ (22)
(29) ⟶ (26)
(17) ⟶ (19.c)
(24.a) ⟶ (20) pero en (1) no se promedia el término $\frac{\sigma_r - \sigma_z}{r}$
(24.c) ⟶ (24)
(25) ⟶ (15)
(31) ⟶ (28)

La ecuación (26) no figura en la ref. (1) dado que en el código PELT σ_{rN} no es una incógnita, sino que es reemplazada explícitamente por su valor -p en todas las ecuaciones.

En el caso de una pastilla con agujero central la ecuación (31) es reemplazada por la (27.a), y la (27.b) por la (24.b).- Esto difiere del sistema utilizado en el código PELT , en el cual en lugar de la ecuación de equilibrio para el anillo 1 (24.b) se utiliza una ecuación similar a la (29) para dicho anillo.

En este modelo se supone que cuando la tensión tangencial σ_θ , o la axial σ_z , en una dada circunferencia supera la tensión de fractura del material σ_{fr} , una fisura penetra hasta el anillo limitado por esta circunferencia. La tensión principal correspondiente se supone desciende a un valor constante en el anillo (dado por las condiciones de borde), desapareciendo por lo tanto como incógnita del sistema de ecuaciones. La nueva incógnita a calcular es la apertura η_i de la correspondiente fisura en el anillo i. Una vez abierta la fisura el estado de tensión-deformación en la pastilla puede tender a aumentar o a disminuir la deformación debida a ésta en el anillo.

Se concluye que en los intervalos de tiempo en los cuales hay fisuras abiertas, las incógnitas del problema son las tensiones principales en aquellos anillos y direcciones donde no se han producido fisuras, y las variaciones de deformación debidas a la apertura de fisuras en aquellos anillos y direcciones en que éstas se encuentran abiertas.-

El programa va acumulando la apertura de las fisuras; cuando dicha apertura acumulada se hace negativa, se supone que la fisura se ha cerrado y la incógnita correspondiente a este anillo y dirección vuelve a ser la respectiva tensión principal. A fin de reproducir ciclos de potencia complejos se distiguen dos posibilidades en la zona donde existió una fisura: que ésta se haya sellado o simplemente cerrado. La diferencia depende de la temperatura alcanzada por la zona mencionada. Ante una nueva subida

de potencia, las fisuras que se han simplemente cerrado se vuelven a abrir cuando la tensión en la correspondiente dirección principal resulta de tracción, mientras que en el caso de fisuras selladas es necesario superar la tensión de fractura para que esto ocurra.

2.b - 2) ANALISIS DE LA VAINA

El análisis del estado tensión-deformación de la vaina es análogo al de la pastilla. Las diferencias surgen, del hecho de que la vaina es cilindro hueco y metálico. Por lo tanto algunos de los fenómenos contribuyentes a la deformación defieren de los indicados en la ecuación (4) para la pastilla. La variación $\delta\varepsilon_i$ de deformación en el intervalo $(t\,;\,t+\delta t)$ se considera ahora:

$$\delta\varepsilon_i = \delta\varepsilon_i^{el} + \delta\varepsilon_i^{term} + \delta\varepsilon_i^{creep} + \delta\varepsilon_i^{plástico} \qquad (32)$$

donde las contribuciones elásticas $\delta\varepsilon_i^{el}$, térmica $\delta\varepsilon_i^{térm}$, y del creep $\delta\varepsilon_i^{creep}$, tienen expresiones análogas a las de la pastilla, ecuaciones (5), (6) y (12-b). La deformación plástica $\delta\varepsilon_i^{plástico}$, que se escribe usando la teoría de von Mises, corresponde a la diferencia entre la deformación dada por la curva $\sigma-\varepsilon$ del material para el estado de tensiones correspondiente, y la deformación elástica

$$\frac{\sigma_i}{E} - \frac{\nu}{E}\sum_{j\neq i}\sigma_j$$

Cuando la tensión equivalente de von Mises es menor que el límite elástico (o bien que $\sigma_{0.2}$), no hay deformación plástica y en (32) será $\delta\varepsilon_i^{plast} = 0$. Cuando la tensión equivalente supera dicho límite, entra a jugar el término $\delta\varepsilon_i^{plast}$ en la (32) pero, por tener restada la deformación elástica, cancela al término $\delta\varepsilon_i^{elást.}$ de dicha expresión. Finalmente si la tensión equivalente disminuye respecto

de su valor en el intervalo de tiempo anterior, se hace $\delta\varepsilon_i^{plast} = 0$, con lo cual la descarga del material se hace elásticamente a través del término $\delta\varepsilon_i^{elast}$, pero a partir de los valores de deformación plástica alcanzados.-

Se utilizan las mismas hipótesis y el mismo esquema de diferencias finitas que en el caso de la pastilla subdividiendo la vaina en M-1 anillos limitados por M circunferencias. Sin embargo no se realiza el promedio del término $(\sigma_r - \sigma_\theta)/r$ en la ecuación de equilibrio (24.a), con lo cual esta resulta:

$$\frac{1}{2}\left(\frac{\sigma_{ri+1} - \sigma_{ri}}{r_{i+1} - r_i} + \frac{\sigma_{ri} - \sigma_{ri-1}}{r_i - r_{i-1}}\right) + \frac{\sigma_{ri} - \sigma_{\theta i}}{r_i} = 0 \qquad (33)$$

válida para $2 \leq i \leq M - 1$

La tensión σ_{rM} es reemplazada en las ecuaciones por su valor dado por la condición de borde similar a la (26), por lo cual el número de incógnitas son 3M-1 tensiones principales en las M circunferencias, y la variación de deformación axial $\delta\varepsilon_z$ de la sección plana de la vaina.-

En su estado actual el código BACO no considera anisotropía en la vaina, por lo cual no se puede introducir el efecto del crecimiento bajo irradiación. Tiene incluída una subrutina donde se puede introducir un modelo de hinchado (isótropo), lo que permite su uso en el caso de vainas de acero inoxidable y para alto quemado, donde el hinchado por agujeros puede ser importante.-

2.b - 3) CONTACTO PASTILLA-VAINA

i) Situación de contacto:

La simulación del comportamiento mecánico de la barra combustible se realiza resolviendo, en los sucesivos intervalos de tiempo, las ecuaciones para la pastilla (sección 2.b - 1) y para la vaina (2.b - 2) sujetas como vimos a la condición:

$$\sigma_{r_N}^{past} = -p_{gas}$$
$$\sigma_{r_1}^{vaina} = -p_{gas} \qquad (34)$$

donde p_{gas} es la presión de los gases de llenado y de fisión liberados durante la irradiación, los cuales ocupan el "gap" pastilla-vaina.-

Cuando como resultado de una integración en un intervalo de tiempo se obtiene $r_{ext.}^{past.} > r_{int.}^{vaina}$, deberá considerarse que el gap se ha cerrado. Esta nueva situación de contacto modifica el sistema de ecuaciones a resolver en lo referente a:

a) comportamiento axial: en el código BACO se hace la hipótesis (usada en varios códigos similares), que el contacto produce la adherencia total entre pastilla y vaina. Esto implica que en la zona de contacto las pastillas arrastran en sus deformaciones axiales a la vaina, es decir:

$$\delta\varepsilon_z^{past} = \delta\varepsilon_z^{vaina} \qquad (35)$$

válida para la zona de contacto.

Esta hipótesis implica a su vez que el equilibrio entre tensiones axiales debe plantearse ahora para la totalidad de la barra, y no para la pastilla y la vaina por separado, como se hace en la situación previa al contacto:

$$\int_0^{r_{ext}^{past}} \sigma_z \, 2\pi r \, dr + \int_{r_{int}^{vaina} = r_{ext}^{past}}^{r_{ext}^{vaina}} \sigma_z \, 2\pi r \, dr = F_z^{total} \qquad (36)$$

Esta ecuación reemplaza a la (18) y a su equivalente en la vaina.

b) Comportamiento radial: el hecho de que las velocidades de deformación radial de pastilla y vaina sean distintas determina que se alcance el contacto entre ambos componentes y que, luego de

alcanzado, estos ejerzan entre sí una tensión-presión de contacto. Otros códigos de comportamiento de barras combustibles [9] calculan esta presión mediante un proceso iterativo. En el BACO se calcula directamente a partir de la condición de que, mientras se mantenga el contacto, el radio exterior de la pastilla se deforme solidariamente con el radio interior de la vaina. Esto implica:

$$\delta u_1^{vaina} = \delta u_N^{pastilla} \qquad (37)$$

Por (28.b) es:

$$\delta u_1^{vaina} = r_1^{o\,vaina} \cdot \delta \varepsilon_{\theta 1}^{vaina}$$

$$\delta u_N^{past} = r_N^{o\,past} \cdot \delta \varepsilon_{\theta N}^{past}$$

y como

$$r_1^{o\,vaina} = r_N^{o\,past}$$ resulta:

$$\delta \varepsilon_{\theta 1}^{vaina} = \delta \varepsilon_{\theta N}^{past} \qquad (38)$$

resultado que es físicamente obvio.

Escribiendo las variaciones de tensión tangencial en la pastilla usando (23.b), y en la vaina usando la equivalente a la (23.b), la ecuación (38) se convierte en una relación entre las tensiones σ_z y σ_θ para ambos materiales en la zona de contacto, y la tensión de contacto (tener en cuenta que, para la circunferencia de contacto, $\sigma_r^{vaina} = -p_{cont}$, $\sigma_r^{past} = -p_{cont}$).

En base a estas consideraciones, el sistema de ecuaciones que describe el estado tensión-deformación del conjunto pastilla-vaina en contacto resulta:

ecuación (27.b)
ecuación (29) con $2 \leq i \leq N-1$
ecuación (17) con $1 \leq i \leq N$
ecuación (31)
ecuación (24.a) con $2 \leq i \leq N-1$
ecuación (24.c)
ecuación (36)

ecuación (26) escrita para una pastilla en contacto como:

$$\sigma_{rN} = -p_{contacto}$$

ecuación (37)
ecuación (35)
ecuación (24.b) escrita para la vaina
ecuación (29) con $2 \leq i \leq M-1$ escrita para la vaina
ecuación (17) con $1 \leq i \leq M$ escrita para la vaina
ecuación (27.a) que para vaina en contacto resulta: $\sigma_{r1}^{vaina} = -p_{contacto}$
ecuación (33) con $2 \leq i \leq M-1$
ecuación (24.c) escrita para la vaina

es decir un sistema de 3N + 3M + 2 ecuaciones algebraicas. Las incógnitas son 3N tensiones principales en la pastilla, 3M-1 tensiones principales en la vaina (recordar que σ_{rM}^{vaina} es reemplazada explicitamente por la condición de borde - p_{ext}), las variaciones de deformación axial $\delta\varepsilon_z^{past}$ y $\delta\varepsilon_z^{vaina}$ en pastilla y vaina, y la presión de contacto $p_{contacto}$.-

ii) Ruptura del contacto

Si como resultado de la integración en un intervalo de tiempo se obtiene un valor de presión de contacto negativa se considera que el contacto se ha roto (+). En este caso se vuelve a integrar las ecuaciones anteriormente presentadas para pastilla y vaina separadas por un gap gaseoso.-

2.c) ELECCION DEL INTERVALO DE TIEMPO EN LA INTEGRACION

A fin de determinar la longitud de un paso de integración la variación de tres magnitudes físicas es considerada
Estas variables son:

i) la potencia entregada por el elemento

ii) la apertura o cerrado de fisuras

iii) la deformación debida al creep

En la integración durante las rampas de potencia se permiten pasos

---

(+) Evidentemente este criterio es equivalente al adoptado cuando se considera que una fisura simplemente cerrada, pero no sellada, se reabre por la aparición de una tensión de tracción.-

de tiempo máximos que no superen un valor fijado "a priori" por el usuario. Por otro lado en un dado paso de integración se permite la apertura o cerramiento de una fisura, en el sentido anteriormente definido, en sólo un anillo. Por ejemplo, supongamos que durante una subida de la potencia hallamos en un intervalo de integración que la tensión en más de una circunferencia sobre la pastilla supera la defractura. Entonces se efectuaría un nuevo cálculo, desechando estos valores y considerando un intervalo de duración mitad. Como este proceso sufre del riesgo de entrar en circuitos cerrados ("loops") numéricos, el programa posee el seguro de no permitir el intervalo reducirse a menos de un cierto valor prefijado. Además se puede, a fin de ahorrar tiempo de computación, limitar el número de iteraciones que se efectuan a fin de avanzar en la integración temporal. Sin embargo la experiencia con rampas normales en reactores térmicos muestra que, si no se exige del programa una duración del cálculo inferior a la normal, rara vez se alcanzan las condiciones en que se necesita recurrir a estos seguros.-

Mientras que la limitación sobre la propagación de fisuras determina el intervalo de integración durante las rampas de potencia, en los períodos de operación a potencia aproximadamente constante el intervalo n+1, conocido el n, es determinado por el mínimo de la función

$$\delta t_i^{n+1} = 0.3 \; \frac{\varepsilon_{ri}^n}{\delta \varepsilon_{ri}^{cicl} / \delta t^n} \qquad (39)$$

donde i implica que se evalúa en la circunferencia i, ε_{ri}^n es la tensión termoelástica total acumulada en el elemento i en la dirección radial:

$$\varepsilon_{ri}^n = \sum_{j=1}^{n} \delta \left\{ \left[\frac{\sigma_{ri}^j}{E_i^j} - \frac{\nu_i^j}{E_i^j} \left(\sigma_{\theta i}^j + \sigma_{zi}^j \right) \right] + \alpha_i^j T_i^j \right. =$$

$$\left. \frac{\sigma_{ri}^n}{E_i^n} - \frac{\nu_i^n}{E_i^n} \left(\sigma_{\theta i}^n + \sigma_{zi}^n \right) + \sum_{j=1}^{n} \alpha_i^j T_i^j \right.$$

3. MODELOS DE COMPORTAMIENTO DE MATERIALES USADOS EN EL CODIGO BACO.

El código BACO se ha desarrollado de modo de poder cambiar facilmente los modelos de comportamiento de materiales. Se describen a continuación los modelos incluídos en la versión actual de dicho código.-

3 - 1. COMPORTAMIENTO MECANICO DE LA PASTILLA

-Constantes elásticas: (subrutina ELAST) se usan los valores recomendados por Matthews para UO_2 [10].

$$E\ (MPa) = 0.22 \cdot 10^{6} \left[1 - 0.92 \cdot 10^{-4} (T - 298)\right] \qquad (40.a)$$

$$\nu = 0.3253 - 1.299 \cdot 10^{-4} (T - 298) \qquad (40.b)$$

donde T es la temperatura absoluta.

-Tensión de fractura del UO_2 : se usa el valor recomendado por Matthews [10]:

$$\sigma_{fr} = 150\ MPa \qquad (41)$$

-Creep (Subrutin FLUIR y funciones DER1F, DER2F y EPF)

-a) Térmico: usando expresiones recomendadas en (10) se tiene:

$$\dot{\varepsilon}_{eq}(h^{-1}) = \frac{5.3 \cdot 10^{9}\ \sigma_{eq}\ e^{-0.377/RT}}{L^{2}\ (D - 88)} \qquad (42.a)$$

donde: D = densidad del material en % de la teórica

L = tamaño de grano (μm)

R = constante de los gases ($8.23 \cdot 10^{-6}$ MJ/mol°K)

σ_{eq} se expresa en MPa, y T en grados Kelvin.

A altas temperaturas se debe agregar el término:

$$\dot{\varepsilon}_{eq}(h^{-1}) = 9 \cdot 10^{6}\ \sigma_{eq}^{4.5} \cdot e^{-0.558/RT} \qquad (42.b)$$

-b) Por irradiación: la misma referencia recomienda:

$$\dot{\varepsilon}_{eq}(h^{-1}) = 2 \cdot 10^{9}\ W\ \sigma_{eq} \qquad (43)$$

donde W es la potencia específica en watt/gr.

-Hinchado por irradiación (función PUAJF).

Se utiliza la expresión recomendada por Hayns y Wilmore,[11] que ajusta aproximadamente los valores de Gittus[12]:

$$\dot{S}(d^{-1}) = W \left[1.2 \cdot 10^{-4} + \frac{1.08 \cdot 10^{-6} + 0.73 \cdot \Lambda \cdot B_u^{-1}}{1 + e^{(40\Lambda - 4.8)}} \right] \qquad (44)$$

donde:

$$\Lambda = 3.24 \cdot 10^{-8} \cdot B_u^{0.75} \cdot T^{1.5} \cdot e^{-15000/RT}$$

y R se expresa en cal/mol°K, y el quemado B_u en M wat × día/ton.

-Redensificación térmica y por irradiación (función PUAJF):

Se utiliza el modelo de Assmann et al[7]. El post-sinterizado térmico está dado por:

$$\frac{\Delta V}{V} = -\frac{6\,\Omega\,\gamma\,D}{kT} \sum_i \frac{P_{oi}}{r_{oi}^3} \frac{G_o^3}{K_k} \ln\left(1 + \frac{K_k}{G_o^3}\, t\right) \qquad (45)$$

siendo: Ω = volumen de vacancia ($4 \cdot 10^{-23}$ cm^3)

γ = tensión superficial de los poros ($6 \cdot 10^{-5}$ j/cm^2)

D (cm^2/seg) = $9 \cdot 10^{-2}\, e^{-53000/T}$ el coeficiente de autodifusión de U en UO_2

k= cte de Boltzman en j/°k

P_{oi}= fracción de porosidad de radio r_{oi} (r_{oi} en μm)

G_o= tamaño de grano (μm).

K_k= constante que da el crecimiento del tamaño de grano. Según Stehle[13]:

$K_k = 3 \cdot 10^{12} \cdot e^{-87000/RT}$ (k_k en μm^3/h)

t= tiempo (horas)

Para el post-sinterizado por irradiación se usa el modelo de Assmann y Stehle[14]. La fracción de porosidad muy fina Pomf (diámetromenor de 0.01μm) post-sinteriza según:

$$\frac{\Delta V}{V} = -P_{omf} \left(1 - e^{-\tau F \Omega_s t}\right) \qquad (46)$$

donde Ω_s = volumen momentáneamente fundido en cada fisión (10^{-15} cm^3)

. τ = fracción de volumen desaparecido de Ω_s (0.01)

F = número de fisiones por unidad de volumen y de tiempo ($cm^{-3} seg^{-1}$)

t = tiempo (seg)

mientras que para poros de mayor tamaño es

$$\frac{\Delta V}{V} = - \sum_i P_{oi} \left[1 - \left(1 - \frac{\omega_{ef} \cdot \lambda \cdot F}{3 r_{oi}} t \right)^3 \right] \qquad (47)$$

donde ω_{ef}=volumen de poro que migra hacia los bordes de grano después que el poro es atravezado por un producto de fisión ($1,4 - 5 \times 10^{-21} cm^3$)

λ =camino libre medio de los productos de fisión ($6 \mu m$).

- Dilatación térmica (función ALFAF):

Usando los valores de Roth y Malterman[15] es:

$$\alpha = 9.6895 \times 10^{-6} + 4.7503 \times 10^{-10} T \qquad (48)$$

con T en °C

- Sellado de fisura.

Se considera que una zona que ha estado fisurada y las fisuras se han cerrado mecanicamente, cuando alcanza temperatura superior a los 1420°C se sella instantaneamente.

3.2. COMPORTAMIENTO MECANICO DE LA VAINA (ZIRCALLOY):

-Constantes elásticas (subrutina MODULO) (16)

Se usa para el módulo de Poisson el valor:

$$\nu = 0.4$$

y para el de Young [17]

$$E = 98000 \text{ MPa}$$

no siendo necesario, dado el relativamente estrecho rango de temperaturas de trabajo de la vaina, introducir dependencias con la temperatura.

-Deformación plástica (subrutina MODULO):

Se usa una expresión [18]

$$\dot{\varepsilon}_{eq} = C\ \sigma_{eq}^{k}$$

donde C, para temperaturas antre 300°C y 370°C, toma los valores:

$C(kg/cm^2)^{-k}$	Dosis (n/cm^2)
0.3×10^{-17}	0
0.1×10^{-17}	1×10^{20}
0.3×10^{-18}	3×20^{20}
0.18×10^{-18}	5×10^{20}
0.10×10^{-18}	8×10^{20}
0.78×10^{-19}	10×10^{20}
0.55×10^{-19}	15×10^{20}
0.50×10^{-19}	20×10^{20}

y K = 10

-Creep:(subrutina MODULO) Se usa la expresión [18], válida entre 260°C y 340°C:

$$\dot{\varepsilon}_{eq} = A \times \varphi^{0.85}\ \sigma_{eq}^{n}$$

donde : $\dot{\varepsilon}_{eq}$ en h^{-1}

φ flujo de neutrones rápidos (E > 0.1MeV) en $n/cm^2 seg.$

σ_{eq} en kg/mm^2

A y n toman los valores:

σ_{eq} (kg/mm^2)	n	A
< 2	1	0
2 - 13	1	1.5×10^{-19}
13 - 15	10	4.55×10^{-32}
15 - 20	1	3.45×10^{-19}
> 20	4	4.3×10^{-22}

- Dilatación térmico (función ALFAV):

Se usa el valor [19]:

$$\alpha = 6.3 \times 10^{-6}$$

3.3. COMPORTAMIENTO TERMICO DE LA BARRA:

i) Vaina:

- Conductividad térmica (subrutina TEMPV)

Se utiliza el valor medio dado por Scott[19]:

$$\lambda_{Zrly} = 0.16 \text{ w/cm°C}$$

ii) Gap gaseoso (subruti/GAP^{na}):

Se utiliza la expresión de Ross y Stoute[4]:

$$h_g = \frac{\bar{k}\,(p_{cont} + \Delta p_{cont})}{0.5\,\bar{R}_g \cdot H} + \frac{k_{fg}}{2.5\,(R_1 + R_2) + (g_1 + g_2) + \delta_g}$$

donde: hg = coeficiente efectivo de transmisión del calor en el gap ($w/cm^2 °C$)

$\bar{k} = \frac{2\lambda_{UO_2}\lambda_{Zrly}}{\lambda_{UO_2} + \lambda_{Zrly}}$ conductividad media de los materiales(w/cm°C)

p_{cont} = presión de contacto(MPa)

Δp_{cont} = coeficiente de correción a p_{cont}

$\bar{R}g$ = rugosidad superficial media de los materiales en contacto (cm)
$= \left[\frac{1}{2}\,(R_1^2 + R_2^2)\right]^{1/4}$

H= dureza Meyer del zircaloy (MPa)

k_{fg} = conductividad de la mezcla de gases en el gap (w/cm°C)

R_1, R_2 = rugosidad superficiales de pastilla y vaina (cm)

g_1 g_2 = factores empíricos vinculados al camino libre medio del gas y a las propiedades de las superficies en contacto.-

iii) Pastilla:

Para la conductividad térmica del UO_2 se utiliza la expresión de Lyons[20]:

$$k_o = \frac{38.24}{T + 129.4} + 4.79 \times 10^{-13} \cdot T^3$$

k_o en W/cm°k

T en °k

corregida por la porosidad p del combustible usando la expresión de Ondracek y Schulz[21]:

$$k = k_o \frac{(1-p)^{1.5}}{0.95^{1.5}}$$

4. DESCRIPCION DE SUBRUTINAS

VAINA: llamada por el MAIN en cada paso en que no hay contacto. Recibe las temperaturas TOV_i y TV_i en los tiempos t y $t+\delta t$, $(T, T+DT)$, los radios $RV_i = ROV_i$ de los anillos, tensiones $SGOV_i$ en t, para la vaina. En el primer paso calcula las tensiones termoelásticas. En los otros pasos calcula las tensiones SGV_i en $t+\delta t$, los incrementos de desplazamiento, DUV_i entre t y $t+\delta t$ y sus componentes elástica $DUVE_i$, térmica $DUVT_i$, plástica $DUVP_i$, por hinchado (swelling) $DUVS_i$ y por creep $DUVC_i$, y la tensión equivalente SQV_i.

EQUIV: LLamada por VAINA y por TUTI, recibiendo las tensiones SGV_i en la vaina calcula las tensiones equivalentes SQV_i

TENV: llamada por VAINA y por TUTI, recibiendo la solución XV_i del sistema de ecuaciones para la vaina, calcula las tensiones SGV_i

MODULO: llamada por VAINA y por TUTI, recibe las tensiones equivalentes SQV_i, flujo de neutrones rápidos FNR y dosis neutrónica - DOSIS, calcula los módulos de Young EV_i y Poisson NUV_i en la vaina, y las constantes $C1_i^{(A)}$, $C2_i^{(n)}$; $B1^{(c)}$ $B2^{(K)}$ de las leyes de deformación plástica y de creep en la vaina, donde se indica el significado de cada constante según la nomenclatura de la sección 3.2.

REACTO: llamada por VAINA y por TUTI, recibe el tiempo inicial del intervalo T, su duración DT, el quemado B en T+DT, y calcula FNR y DOSIS.-

LINEA: llamada por VAINA y por TUTI, recibe EV_i, NUV_i ; $C1_i$, $C2_i$, B1 , B2 , DT, $SGOV_i$, la tensión equivalente $SQOV_i$ en t, los parámetros CP_i que determinan si en RV_i se calcula ($CP_i = 1$) o no ($CP_i = 0$) la deformación plástica, y calcula los parámetros $GV_{k,i}$, $GN_{k,l,i}$ que se usan para calcular los coeficientes del sistema linealizado para la vaina.-

FUNCV: llamada por VAINA y por FUNT, calcula los segundos miembros FV_i de las ecuaciones para la vaina.

COEFV: llamada por VAINA y por FUNT, calcula los coeficientes AV_i de las ecuaciones para la vaina.

DEFV: llamada por VAINA y por DEFT, recibe GN, GNO, GV, GVO, SGV, SGOV, XV, NUV, NUOV, EV, EOV, TV, TOV, SQOV, los parámetros $PV_i = RV_i$, C1, C2, C1O. C2O, FNR, T, B1, B2, DT, CP, y calcula las variaciones de desplazamiento totales en la vaina DUV_i y sus componentes $DUVE_i$, $DUVT_i$, $DUVP_i$, $DUVS_i$, $DUVC_i$.

IMPRE: llamada por el MAIN, imprime los resultados en cada intervalo de tiempo.

PELT: llamada por el MAIN en cada paso en que no hay contacto. Recibe los siguientes valores para la pastilla: radios $R_i = RO_i$, aperturas de craks radiales UTO_i y axiales UZO_i en t, tensiones SGO_{ki} en t, tensiones equivalentes $SEQO_i$ en t, potencias (w/gr) en t-WGA, quemados en t - BO, estructura de cracks en t dada por $NTET_i$ y $NZET_i$, T y DT . Calcula las temperaturas de pastilla TP_i y de vaina TV_i en $t + \delta t$, la potencia WG y el quemado B en $t + \delta t$, las tensiones SG_{ki} en $t + \delta t$ en la pastilla, tensiones equivalentes SEQ_i en $t + \delta t$, la nueva estructura de cracks en $t + \delta t$ dada por $NTET_i$ y $NZET_i$, las aperturas de cracks en $t + \delta t$ UT_i y Uz_i , las variaciones de apertura de cracks en el intervalo DUT_i y DUZ_i, las variaciones de desplazamiento en el intervalo $DDRT_i$ y sus componentes elástica DRE_i , térmica DRT_i, por swelling y redensificación DRS_i , por creep DRC_i , y por cracks $DRCRA_i$.

ELAST: llamada por PELT y TUTI, recibe las temperaturas TP_i y calcula los módulos de Young E_i y de Poisson NU_i de la pastilla.

FLUIR: llamada por PELT y TUTI, recibe las temperaturas TP_i y potencia WG y calcula los coeficientes AA_i y PSI_i directamente proporcionales a aquellos del creep lineal y no lineal de la sección 3.1..-

MODPEL: llamada por PELT y TUTI, recibe TP, AA, PSI, E, NU, radios RO_i, y calcula los parámetros G_i, H_i, GO_i, HO_i, Q_i, $D1_i$, $D2_i$, $D3_i$ usados para calcular los coeficientes del sistema de ecuaciones para la pastilla.

FUNC: llamada por PELT y FUNT, calcula los segundos miembros $F_i = BB_i$ de las ecuaciones para la pastilla .

COEFP: llamada por PELT y COEFT, calcula los coeficientes A_i del sistema de ecuaciones para la pastilla.

CRACK: llamada por PELT y TUTI, recibe la estructura de cracks en t, temperaturas TP, UT, UZ, solución X_i del sistema para la pastilla, y analiza la estructura de cracks, Devuelve un parámetro NCRAC que vale 1 si la estructura de cracks no cambia, 2 si cambia más de un crack por dirección (caso en que reduce DT a la mitad para recalcular), y 3 si cambia a lo sumo un crack por dirección (caso en que da los NTET y NZET que definen la nueva estructura de cracks). En caso de cierre de cracks determina si el crack cerró (KCERT/Z_i=0) o selló (KCERT/Z_i= 1).

SCRASH: llamada por PELT y TUTI, dada las X_i y la estructura de cracks calcula las tensiones $SG_{k,i}$ en pastilla.

EQUIP: llamada por PELT y TUTI, dadas las SG calcula las tensiones equivalentes SEQ_i en la pastilla.

DEFP: llamada por PELT y por DEFT, calcula las variaciones de desplazamiento en la pastilla DDRT, DRE, DRT, DRS, DRC y DRCRA.

TUTI: llamada por MAIN en cada paso en que hay contacto.-

Tiene éstructura análoga a PELT (calcula temperaturas, potencia, quemado, tensiones, cracks y desplazamientos), solo que resuelve el sistema de ecuaciones para pastilla y vaina en contacto.

FUNT: llamada por TUTI, calcula los segundos miembros FT_i de las ecuaciones en el caso de contacto. A tal fin llama a FUNC y FUNCV, pues varias de las ecuaciones siguen siendo las mismas que para la pastilla y vaina antes de contacto.

COEFT: llamada por TUTI, calcula los coeficientes AT_i de las ecuaciones en el caso de contacto. A tal fin llama a COEFV y COEFP.

DEFT: llamada por TUTI, calcula las variaciones de desplazamiento DUV_i y $DDRT_i$ en el caso de contacto para pastilla y vaina, y sus componentes elástica DUVE, térmica DUVT, de hinchado DUVS, plástica DUVP, de creep DUVC, para la vaina y elástica DRE, hinchado DRS, de creep DRC y por fisura DRCRA, para la pastilla. A tal fin llama a DEFV y a DEFP.

IPAS: llamada por MAIN y por IPTU, determina la estructura de la matriz de coeficientes del sistema de ecuaciones para la pastilla sin contacto mediante el cálculo de los vectores IRN_i, IP_i. Dichos vectores son pasados a PELT.

IPVA: llamada por MAIN y por IPTU, determina la estructura de la matriz de coeficientes del sistema de ecuaciones para la vaina sin contacto mediante el cálculo de los vectores $IRNV_i$, IPV_i. Dichos vectores son pasados a VAINA.-

IPTU: llamada por MAIN, determina la estructura de la matriz de coeficientes del sistema de ecuaciones para pastilla y vaina en contacto mediante el cálculo de los vectores $IRNT_i$, IPT_i. Dichos vectores son pasados a TUTI, y para su determinación IPTU llama a IPAS y a IPVA.

POT: llamada por PELT y por TUTI, calcula las temperaturas TP_i en pastilla, TV_i en vaina, potencia WG, quemado B, en $t + \delta t$.

TEMPV: llamada por POT, calcula la distribución de temperaturas en la vaina TV_i en función de la potencia a disipar WG.

GAP: llamada por POT, calcula la conductividad del gap, y en base a la temperatura interior de vaina TGI, la temperatura superficial

de pastilla TS.-

KFK: llamada por POT, calcula la distribución de temperaturas TP_i en la pastilla en base a su temperatura superficial TS, potencia generada WG y considerando depresión de flujo .

FISGAS: llamada por MAIN al final de cada intervalo de tiempo (excepto en las rampas de potencia), calcula en función de T, DT, TP_i y WG, el volumen VFGP de gases de fisión producidos desde T=0, el volumen VFGRS de gases liberados desde T=0, la fracción liberada FRS, y la presión de gases en los volúmenes libres de la barra GPR = PGAS.-

TIEMP: llamada por MAIN al terminar cada intervalo de integración, calcula DT para el siguiente. Si se está en la rampa de potencia, DT toma un valor fijo; si se está en potencia constante, DT se calcula de modo que el incremento de desplazamiento por $DRC_i^{/creep}$ no supere una fracción ERC del desplazamiento térmico y elástico acumulado desde T = 0. $ERPER_i$

ALFAV: función llamada por DEFV y FUNCV para calcular la variación $\delta(\alpha T)_L$ de deformación térmica en el anillo L de la vaina.-

PUAJV: función usada por DEFV y FUNCV para calcular la variación de deformación por swelling o crecimiento en la dirección K del anillo I de la vaina.

EPV: función usada por FUNCV y DEFV para calcular la variación de deformación por creep en la dirección K del anillo de la vaina en el instante t inicial del intervalo de tiempo (o sea con tensiones SGOV).

ALFAF: función usada por FUNC para calcular la variación de deformación térmica en el anillo L de la pastilla.

PUAJF: función usada por FUNC para calcular la variación de deformación por swelling y por redensificación en el anillo L de la pastilla.

EPF: función usada por FUNC para calcular la contribución a la variación de deformación por creep en la dirección K en el anillo I,

debida a la componente no lineal en la tensión del creep térmico, evaluada en t(o sea con las tensiones SGO).

DER1F: función usada por FUNC para calcular la derivada de la velocidad de creep térmico no lineal del anillo I en la dirección K, respecto de la tensión en la misma dirección K, evaluada en el instante inicial t del intervalo.

DER : igual que DE F pero para la derivada de la velocidad de creep en la dirección L respecto de la tensión en la dirección M.

MA18: subrutina de inversión de matrices con gran cantidad de coeficientes nulos. Desarrollada en AEREHarwell (22).-

PELT

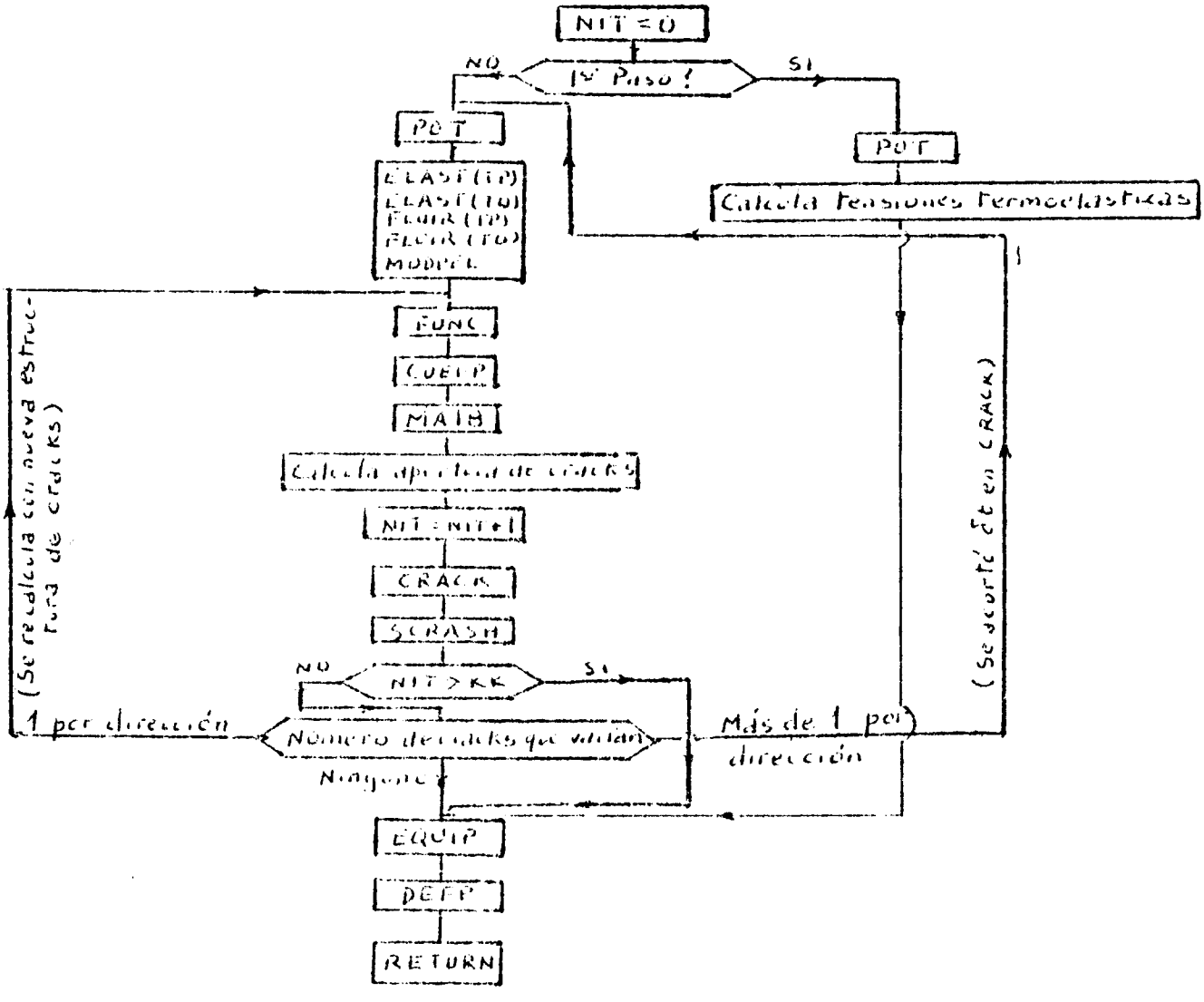
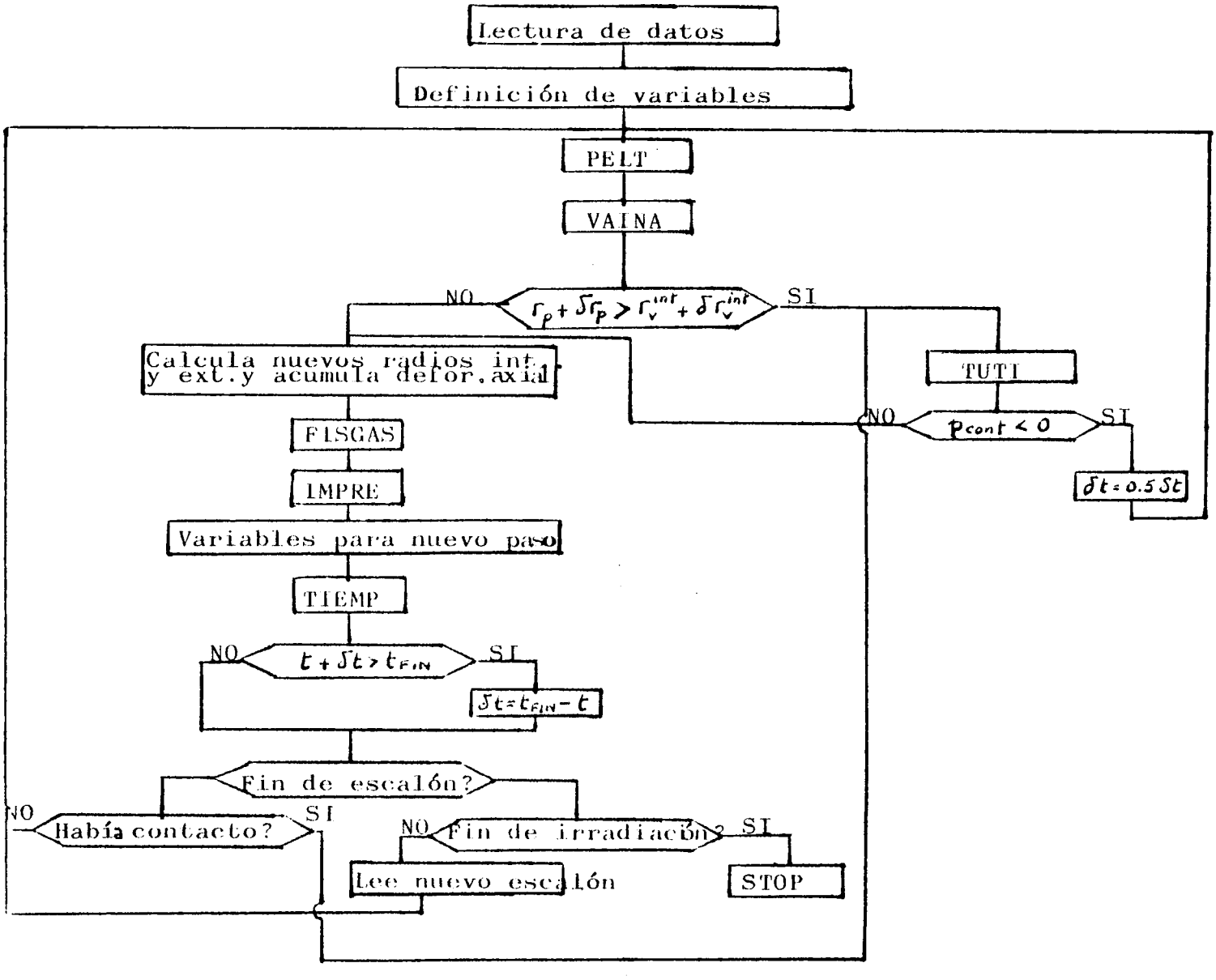
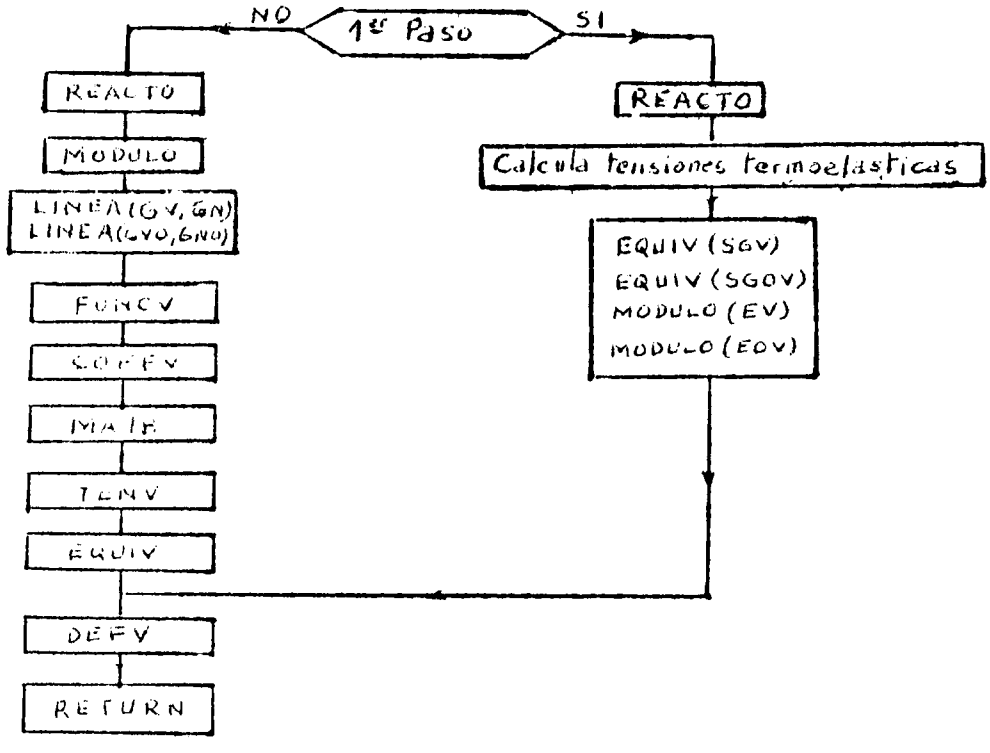

NIT=0
NO
1º Paso ?
SI
POT
POT
ELAST(TP)
ELAST(TO)
FLUR(TP)
FLUR(TO)
MODPEL
Calcula Tensiones Termoelasticas
FUNC
CUELP
MATH
Calcula aperturas de cracks
NIT=NIT+1
CRACK
SCRASH
NO
NIT>KK
SI
(Se recalcula con nueva estructura de cracks)
1 por dirección
Número de cracks que varían
Más de 1 por dirección
Ninguno
(Se acortó ft en CRACK)
EQUIP
DEFP
RETURN

Diagrama de flujo del código BACO

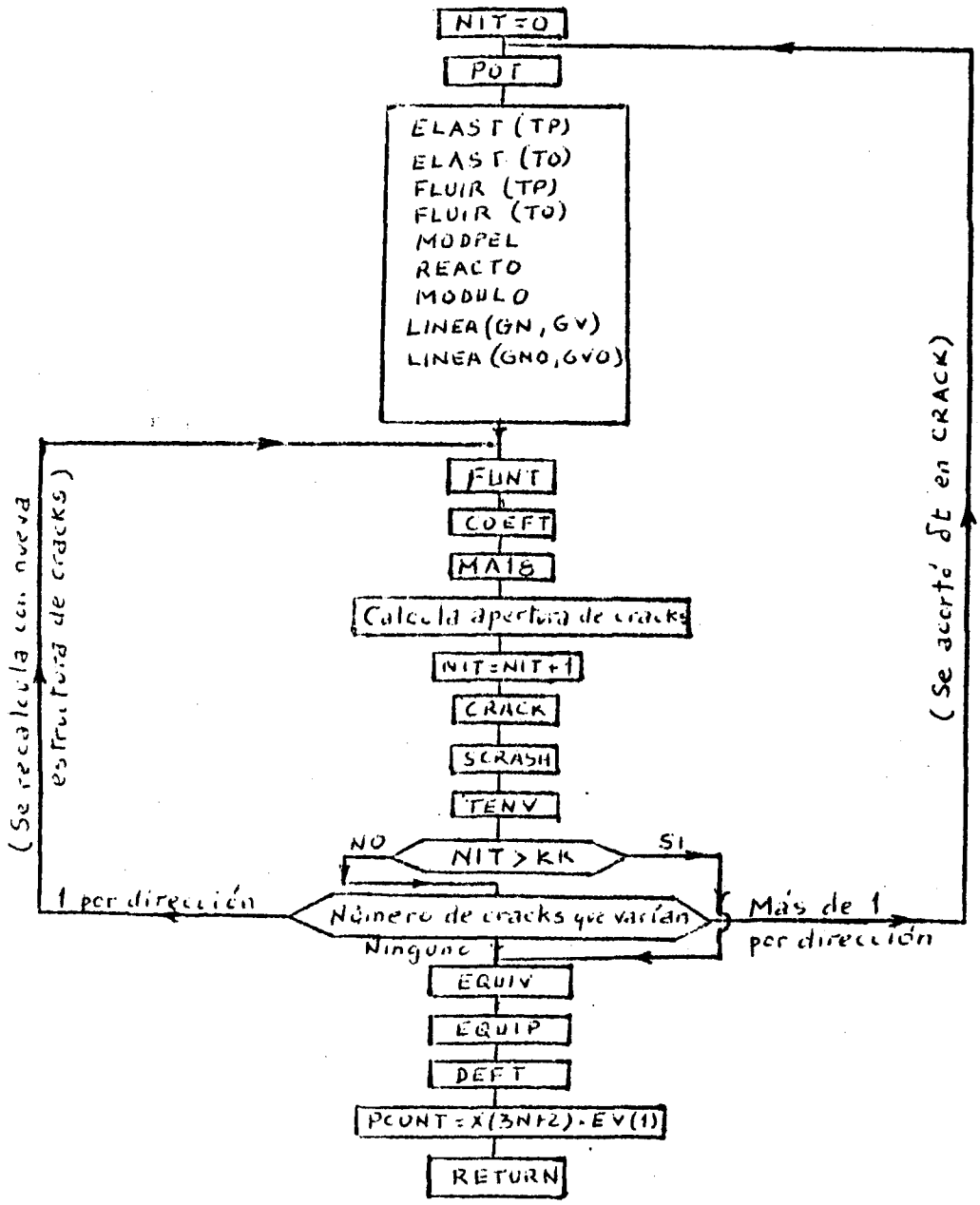
MAIN



VAINA


NO
1er Paso
SI
REACTO
MODULO
LINEA(GV,GN)
LINEA(GVO,GNO)
FUNCV
SOPEV
MATE
TENV
EQUIV
DEFV
RETURN
REACTO
Calcula tensiones termoelasticas
EQUIV (SGV)
EQUIV (SGOV)
MODULO (EV)
MODULO (EOV)

TUTI


NIT=0
POT
ELAST (TP)
ELAST (TO)
FLUIR (TP)
FLUIR (TO)
MODPEL
REACTO
MODULO
LINEA (GN, GV)
LINEA (GNO, GVO)
FUNT
COEFT
MATS
Calcula apertura de cracks
NIT=NIT+1
CRACK
SCRASH
TENV
NO
NIT > KK
SI
1 por dirección
Número de cracks que varían
Ninguno
Más de 1 por dirección
(Se recalcula con nueva estructura de cracks)
(Se acorta δt en CRACK)
EQUIV
EQUIP
DEFT
PCONT = X(3NP2) - EV(1)
RETURN

REFERENCIAS:

1- S. Harriague, J. Matthews, E.J.Savino (1977):PMM/C-22
idem : Techn. Rep. AERE-M2916(1977)

2- S. Harriague, E.J.Savino, G, Coroli,F.G.Basombrio,G.Sanchez Sarmiento, CNEA-NT. a ser publicada.

3- F.G.Basombrio y G.Sanchez Sarmiento (1977):CNEA-NT 13/77:

4- A.M.Ross y R.I.Stoute(1962)AECL-1552

5- S.Harriague, H.Elbel (1977)PMM '/I-250

6- M.Guyette (1969) KFK 1050

7- H.Assmann, G.Maier, H.Stehle(1975), Reaktortagung 1975,Nuremberg

8- K.Lassman - Comunicación personal. (ver Gittus en Berkeley Conf.)

9- H.Kämpf, H.Elbel, F.Depisch(1972):KFK1575

10- J.R.Matthews(1974) AERE-M2643

11- M.R.Hayns y D.Wilmore(1974) AERE-R7380

12- J.H.Gittus (1973) Intern.Conf.on Physical Metallurgy of Reactor Fuel Elements, Berkely Nucl.Lab.

13- H.Stehle: Ber.Dtsch.Keram.Ges.40.(1963),129

14- H.Assmann, H.Stehle(1973):Reaktortagung 1973,Karlsruhe

15- J.Roth, E.K.Halteman:NUMEC-2389-9(1965)

16- J.López Giménez.(1976) Energía Nuclear 20, (102),p.265.

17- K.M.Wiedermann,(1967) Teil.I Metal 21,113.

18- H.Elbel, D.Göbel (1973)KFK-Ext. 6/73-4.

19- D.B.Scott(1965) WCAP-3269-41

20- M.F.Lyons (1966)GEAP-5100-1

21- G.Ondracek, B.Schulz (1973) J.Nucl. Mat. 46, 253

22- AERE R 7477 (1973)