

Modelo de daño unilateral, descomposición del tensor de tensiones en tracción y compresión.

Pablo E. Martín¹

Resumen

Si bien el daño o degradación de la rigidez en un material es un proceso irreversible, este puede estar activo o no dependiendo de las condiciones de carga. Se ha probado experimentalmente que la reversión de la carga puede cerrar las fisuras dando como resultado una recuperación de la rigidez del material. Se presenta una extensión del modelo de daño escalar, daño direccionado unilateral, en una propuesta de Chaboche (1995), extendida para considerar daño en compresión. Esta estrategia permite desacoplar el tensor de tensiones en un punto material y desarrollar la evolución del proceso de degradación con sus variables internas asociadas diferenciando el proceso para las componentes en tracción y compresión.

Palabras claves: modelos numéricos, degradación de rigidez, daño unilateral.

1. Introducción

Muchos materiales, en especial los geomateriales, exhiben un particular comportamiento cuando son sometidos a esfuerzos mas allá de su umbral de resistencia, comienza un proceso de fisuración, además de ir debilitando el material el mismo pierde rigidez. Este fenómeno en ciencia de los materiales se denomina daño o degradación de la rigidez, y está fuertemente influenciado por la dirección y sentido de las cargas aplicadas. Por ejemplo, si un geomaterial como el hormigón o la mampostería es sometido a un estado de tracción en una dirección hasta superar el

¹ FRM - UTN, pablo.martin@frm.utn.edu.ar

límite de resistencia el mismo se degrada, si luego, se invierte el sentido de la carga, el material recupera rigidez. La simulación de este fenómeno exige la formulación de un modelo matemático complejo, que adecuadamente integrado en un software de elementos finitos permite predecir el comportamiento estructural y la falla o colapso de las estructuras. En mérito a la claridad, se desarrolla primero el modelo de daño escalar y en una segunda etapa, se explica su extensión del mismo para considerar la activación o desactivación del daño.

2. Modelo de daño escalar

2.1. Formulación del modelo

El modelo de daño escalar se basa en admitir que existe un espacio ficticio no dañado que se obtiene del real quitando el daño. Las relaciones entre las tensiones y deformaciones en ambos espacios se obtienen a partir de la hipótesis de equivalencia de energía y resultan:

$$\bar{\epsilon}_{ij} = \epsilon_{ij} (\sqrt{1-d}) \quad (1)$$

$$\bar{\sigma}_{ij} = \frac{\sigma_{ij}}{(\sqrt{1-d})} \quad (2)$$

Donde ϵ_{ij} y σ_{ij} son la deformación y la tensión en el espacio ficticio no dañado respectivamente y d es la variable interna de daño.

La relación secante en el espacio ficticio no dañado, es la correspondiente a un material elástico:

$$\bar{\sigma}_{ij} = \bar{C}_{ijkl} \bar{\epsilon}_{kl} \quad (3)$$

Donde \bar{C}_{ijkl} es el tensor secante no dañado. Reemplazando en las ecs. (1) y (2),

$$\sigma_{ij} = (\sqrt{1-d}) \bar{C}_{ijkl} (\sqrt{1-d}) \varepsilon_{kl} \quad (4)$$

y operando, se obtiene la relación secante en el espacio real dañado.

$$\sigma_{ij} = (1-d) \bar{C}_{ijkl} \varepsilon_{kl} \quad (5)$$

De la ec.(5) se puede deducir el tensor material secante de C_{ijkl} que puede expresarse como:

$$C_{ijkl} = (1-d) \bar{C}_{ijkl} \quad (6)$$

La energía libre por unidad de volumen, que es la energía disponible para realizar trabajo mecánico en el espacio no dañado, puede escribirse como:

$$\bar{\psi} = \frac{1}{2} \varepsilon_{ij} \bar{C}_{ijkl} \bar{\varepsilon}_{kl} \quad (7)$$

En tanto que la energía libre dañada resulta:

$$\psi = \frac{1}{2} \varepsilon_{ij} C_{ijkl} \varepsilon_{kl} \quad (8)$$

Reemplazando la ec.(6) y la ec.(1) en la ec.(8), se llega a:

$$\begin{aligned} \psi &= \frac{1}{2} \varepsilon_{ij} (1-d) \bar{C}_{ijkl} \varepsilon_{kl} = \\ &= \frac{1}{2} \varepsilon_{ij} (\sqrt{1-d}) \bar{C}_{ijkl} (\sqrt{1-d}) \varepsilon_{kl} = \\ &= \frac{1}{2} \varepsilon_{ij} \bar{C}_{ijkl} \bar{\varepsilon}_{kl} = \bar{\psi} \quad (9) \end{aligned}$$

Lo que comprueba la equivalencia de energía entre los espacios definidos.

Teniendo en cuenta la forma propuesta para la energía libre en ec.(8):

$$\psi = \psi (\varepsilon_{ij}; d) \quad (10)$$

La disipación por unidad de volumen puede escribirse como:

$$\Xi = \left(\sigma_{ij} - \frac{\partial \psi}{\partial \varepsilon_{ij}} \right) \dot{\varepsilon}_{ij} + \left(\eta_T + \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) \dot{\theta} - \frac{\partial \psi}{\partial d} \dot{d} - \frac{1}{\theta} q_i \frac{\partial \theta}{\partial x_i} \quad (11)$$

Donde η_T es la entropía específica por unidad de volumen, q_i es el flujo de calor por conducción, χ_i las coordenadas espaciales y θ una medida de la temperatura.

El cumplimiento de la desigualdad de Clausius Duhem se asegura si se satisfacen las relaciones de Coleman:

$$\sigma_{ij} = \frac{\partial \psi}{\partial \varepsilon_{ij}} = C_{ijkl} \varepsilon_{kl} \quad (12)$$

y

$$\eta_T = -\frac{\partial \psi}{\partial \theta} \quad (13)$$

y la disipación mecánica resulta:

$$\begin{aligned} \Xi_m &= \frac{\partial \left(\frac{1}{2} \varepsilon_{ij} C_{ijkl} \varepsilon_{kl} \right)}{\partial d} \dot{d} = \\ &= \frac{\partial \left[\frac{1}{2} \varepsilon_{ij} (1-d) C_{ijkl} \varepsilon_{kl} \right]}{\partial d} \dot{d} = \\ &= \frac{1}{2} \varepsilon_{ij} \bar{C}_{ijkl} \varepsilon_{kl} \dot{d} = Y \dot{d} \quad (14) \end{aligned}$$

Donde Y es la variable termodinámica conjugada de la variable de daño d y resulta:

$$Y = \frac{1}{2} \varepsilon_{ij} \bar{C}_{ijkl} \varepsilon_{kl} \quad (15)$$

Y puede expresarse en función de la tensión $\tilde{\sigma}_{ij}$ definida como:

$$\tilde{\sigma}_{ij} = \bar{C}_{ijkl} \varepsilon_{kl} \quad (16)$$

resultando:

$$Y = \frac{1}{2} \sigma_{ij} C_{ijkl}^{-1} \bar{\sigma}_{kl} \quad (17)$$

2.2. Umbral de Daño

El umbral de comportamiento dañado se describe a través de una función de daño que debe estar expresada en términos de la tensión termodinámica Y (Maugin, 1992) y tiene la siguiente forma general:

$$F(Y; d) = f(Y) - c(d) = 0 \quad (18)$$

Donde la función escalar $c(d)$ define la posición del umbral de daño.

La ecuación anterior puede interpretarse como la ecuación de una superficie convexa en el espacio de las fuerzas termodinámicas Y que marca el límite entre el comportamiento elástico y el comportamiento dañado.

Si en particular se define:

$$f(Y) = \sqrt{2Y} = \sqrt{\varepsilon_{ij} \bar{C}_{ijkl} \varepsilon_{kl}} = \sqrt{\tilde{\sigma}_{ij} \bar{C}_{ijkl}^{-1} \tilde{\sigma}_{kl}} \quad (19)$$

La función de daño coincide con la propuesta por Simo y Ju, (1987).

En la Fig.1, se representa la forma que toma la función umbral de daño en el espacio de tensiones $\tilde{\sigma}_{ij}$ para el caso particular de un material con isotropía elástica.

La curva umbral de daño descrita por la ec. (19) no es apropiada para materiales que presentan comportamiento diferenciado en tracción y compresión como es el caso del hormigón.

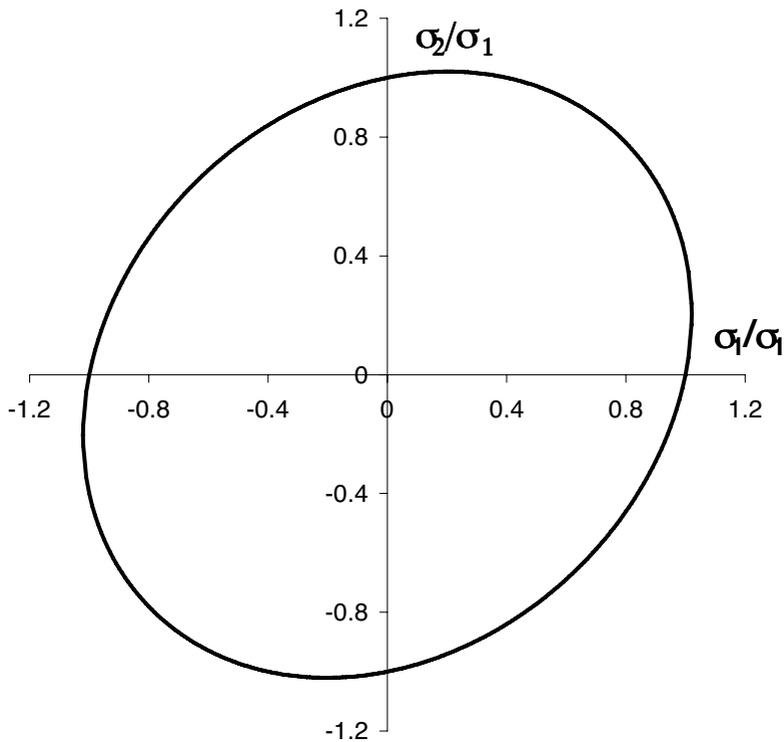


Figura 1: Curva umbral de daño en el plano $\sigma_1 - \sigma_2$, para el caso de isotropía elástica.

Para este tipo de comportamiento se propone la siguiente expresión para la función de daño:

$$f(Y) = \sqrt{2\hat{Y}} = \sqrt{\hat{\sigma}_{ij} C_{ijkl}^{-1} \hat{\sigma}_{ij}} \quad (20)$$

Donde $\hat{\sigma}_{ij} = N_{ik} \tilde{\sigma}_{kj}$ y N_{ik} es un tensor diagonal definido como

$$N_{ik} = \delta_{ir} \delta_{kr} r_k$$

donde:

$$r_k = \frac{\langle \tilde{\sigma}_k \rangle}{|\tilde{\sigma}_k|} (n - 1) + 1 \quad (\text{no hay suma sobre el subíndice } k)$$

Y n es la relación entre los umbrales de daño en compresión y tracción uniaxial:

$$n = \frac{\sigma_c^{\max}}{\sigma_t^{\max}}$$

En la Fig. 2, se representan las funciones umbral de daño en el espacio de tensiones σ_{ij} para un material con isotropía elástica.

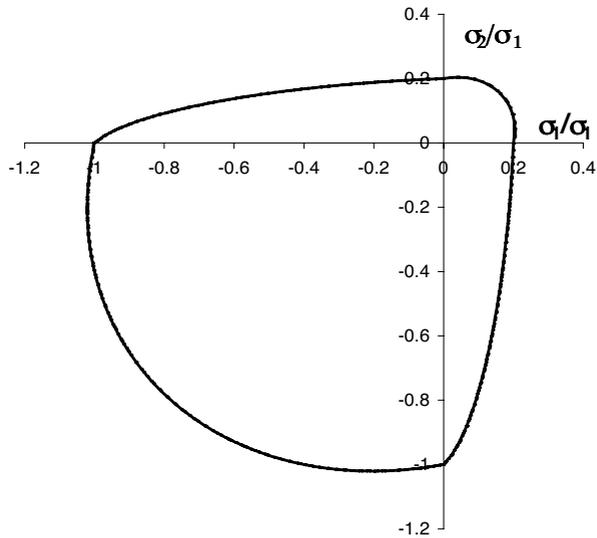


Figura 2: Curva umbral de daño en el plano $\bar{\sigma}_1 - \bar{\sigma}_2$, para un material con isotropía elástica.

2.3. Ley de Evolución de la Variable Interna de Daño

La ley de evolución de la variable de daño puede obtenerse a partir siguiente regla de flujo: (Oller, 2000)

$$\dot{d} = \dot{\mu} \frac{\partial \bar{\mathbf{F}}(Y; d)}{\partial [f(Y)]} \equiv \dot{\mu} \frac{\partial G[f(Y)]}{\partial [f(Y)]} \quad (21)$$

Las condiciones de carga, descarga y recarga se describen a través de las condiciones Kuhn-Tucker:

$$\begin{aligned} \dot{\mu} &\geq 0 \\ \bar{\mathbf{F}}(Y; d) &\leq 0 \\ \dot{\mu} \bar{\mathbf{F}}(Y; d) &= 0 \end{aligned}$$

El factor de consistencia de daño $\dot{\mu}$ se puede deducir de las condiciones de consistencia de dano de Il'ushim, de tal modo que si $\dot{\mu} > 0$ se debe cumplir:

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{F}}(Y; d) &= 0 \\ G[f(Y)] &= G[c(d)] \\ f(Y) &= c(d) \\ \frac{\partial G[f(Y)]}{\partial [f(Y)]} &= \frac{\partial G[c(d)]}{\partial c(d)} \end{aligned} \tag{22}$$

La condición de consistencia de daño exige, además, que el punto permanezca sobre la superficie de daño, esto es:

$$\begin{aligned} \dot{\bar{\mathbf{F}}}(Y; d) &= 0 \\ \frac{\partial G[f(Y)]}{\partial f(Y)} \dot{f}(Y) - \frac{\partial G[c(d)]}{\partial c(d)} \dot{c}(d) &= 0 \\ \dot{f}(Y) &= \dot{c}(d) \end{aligned} \tag{23}$$

Haciendo una analogía entre las ecs. (21) y (23) resulta:

$$\dot{G}[f(Y)] = \dot{f}(Y) \frac{\partial G[f(Y)]}{\partial f(Y)} \tag{24}$$

$$\dot{d} = \dot{\mu} \frac{\partial G[f(Y)]}{\partial f(Y)} \tag{25}$$

$$\dot{d} \equiv \dot{G}[f(Y)] \tag{26}$$

$$\dot{\mu} \equiv \dot{f}(Y) \tag{27}$$

Integrando en el tiempo el incremento de la variable de daño \dot{d} , se deduce que:

$$d = G [f(Y)] \quad (28)$$

y el umbral de daño en un tiempo $t = s$ puede calcularse como:

$$c = \text{máx} \{c^{\text{máx}}; \text{máx} [f(Y)]\} \quad \forall 0 \leq s \leq t \quad (29)$$

3. Modelo de daño unilateral

3.1. Introducción

Si bien el daño es irreversible, puede estar activo o no dependiendo de las condiciones de carga. Se ha probado experimentalmente que la reversión de la carga puede cerrar las fisuras dando como resultado una recuperación de rigidez.

En lo que sigue se presenta una extensión del modelo de daño escalar desarrollado en el apartado 2 que permite considerar el efecto unilateral del daño. Incorporado dentro de un marco adecuado, como el procedimiento de homogeneización, basada en la teoría de mezclas, este modelo permite simular daño direccionado unilateral.

El efecto de activación / desactivación del daño introducido está basado en una propuesta de Chaboche (1993, 1955), extendida para considerar daño en compresión.

Se puede probar que el modelo de daño unilateral resultante se deriva de un potencial bien definido (Carol et al, 1996) y, en consecuencia, no se produce disipación espuria en una historia de carga cerrada. También se demuestra que las condiciones de simetría del tensor de flexibilidad elástica y continuidad de los campos de tensiones y deformaciones para condiciones unilaterales se satisfacen.

3.2. Bases termodinámicas

Para pequeñas deformaciones y problemas térmicamente estables, la energía libre por unidad de volumen se escribe como una función cuadrática:

$$\psi(\varepsilon_{ij}; \beta) = \frac{1}{2} [\varepsilon_{ij} C_{ijkl}(\beta) \varepsilon_{kl}] \quad (30)$$

donde ε_{ij} es el tensor deformaciones elásticas y $C_{ijkl}(\beta)$ es el tensor constitutivo secante afectado por la evolución de las variables internas de daño. En esta tesis se propone para el mismo la siguiente expresión (Chaboche, 1993, 1995):

$$\begin{aligned} C_{ijkl} = & (1 - d^- - d^+) \bar{C}_{ijkl} + \\ & + \xi \sum_{\alpha=1}^3 H[tr(P_{rstu}^\alpha \varepsilon_{tu})] P_{ijmn}^\alpha (d^- \bar{C}_{mnpq}) P_{pqkl}^\alpha + \\ & + \eta \sum_{\alpha=1}^3 H[-tr(P_{rstu}^\alpha \varepsilon_{tu})] P_{ijmn}^\alpha (d^+ \bar{C}_{mnpq}) P_{pqkl}^\alpha \quad (31) \end{aligned}$$

Donde d^+ es la variable interna de daño en tracción y es d^- la variable interna de daño en compresión. Tomando $d^- = 0$ se obtiene la forma propuesta por Chaboche (Chaboche 1993, 1995), para el tensor secante.

\bar{C}_{ijkl} es el tensor constitutivo del material virgen, ξ controla la activación del daño en compresión en un proceso de tracción y η controla la activación del daño en tracción en un proceso de compresión. Ambos son parámetros materiales que deben ser ajustados a partir de resultados experimentales de ensayos con reversión de deformaciones y cumplen las siguientes relaciones:

$$0 \leq \xi \leq 1 \text{ y } 0 \leq \eta \leq 1$$

Los casos más simples corresponden a:

- a) $\xi = \eta = 1$ en el que las dos formas de activación del daño están desacopladas.
- b) $\xi = \eta = 0$ en el que las dos formas activación de daño están totalmente acopladas y se recupera la forma del daño escalar:

$$C_{ijkl} = (1 - d^- - d^+) \bar{C}_{ijkl} = (1-d) C_{ijkl} \text{ con } d = d^- - d^+$$

P_{ijmn}^α es el operador proyección en la dirección del autovector n_i^α del tensor de deformaciones ϵ_{ij} y se calcula como:

$$P_{ijkl}^\alpha = n_i^\alpha n_j^\alpha n_k^\alpha n_l^\alpha \tag{32}$$

y

$$H(x) = \begin{cases} = 1 & \text{si } x > 0 \\ = 0 & \text{si } x \leq 0 \end{cases} \tag{33}$$

es la función escalón.

De la ec.(31) se puede deducir que, en un proceso en el que todas las deformaciones principales son positivas,

$$H(-tr(P^\alpha \epsilon)) = 0 \text{ y } H(tr(P^\alpha \epsilon)) = 1$$

y el tensor secante resulta:

$$C_{ijkl} = [1 - d^- (1 - \epsilon) - d^+] \bar{C}_{ijkl} \tag{34}$$

donde se ve claramente el significado del parámetro ξ . Si se considera que el daño en compresión no afecta el comportamiento en tracción:

$\xi = 1$ resulta:

$$C_{ijkl} = [1 - d^+] \bar{C}_{ijkl} \tag{35}$$

Un análisis similar puede realizarse para el caso en que todas las deformaciones principales sean de compresión.

La disipación puede escribirse como:

$$\Xi = \left(\sigma_{ij} - \frac{\partial \psi}{\partial \varepsilon_{ij}} \right) \dot{\varepsilon}_{ij} + \left(\eta + \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) \dot{\theta} - \frac{\partial \psi}{\partial d^+} \dot{d}^+ - \frac{\partial \psi}{\partial d^-} \dot{d}^- - \frac{1}{\theta} q_i \frac{\partial \theta}{\partial x_i} \quad (36)$$

Si se satisfacen las ecuaciones, conocidas como relaciones de Coleman, (Lubliner, 1972) se asegura el cumplimiento de la desigualdad de Clausius-Duhem para un dado estado termodinámico:

$$\sigma_{ij} = \frac{\partial \psi}{\partial \varepsilon_{ij}} = C_{ijkl} \varepsilon_{kl} \quad (37)$$

La disipación mecánica resulta:

$$\Xi_m = - \left[\frac{\partial \psi}{\partial d^+} \dot{d}^+ + \frac{\partial \psi}{\partial d^-} \dot{d}^- \right] \geq 0 \quad (38)$$

$$\begin{aligned} \Xi_m = & Y \dot{d}^+ - \\ & - \frac{1}{2} \varepsilon_{ij} \left\{ \eta \sum_{\alpha=1}^3 H [-tr (P_{rstu}^\alpha \varepsilon_{rs})] P_{ijmn}^\alpha \bar{C}_{mnpq} P_{pqkl}^\alpha \right\} \varepsilon_{kl} \dot{d}^+ + \\ & + Y \dot{d}^- - \\ & - \frac{1}{2} \varepsilon_{ij} \left\{ \xi \sum_{\alpha=1}^3 H (tr (P_{rstu}^\alpha \varepsilon_{rs})) P_{ijmn}^\alpha \bar{C}_{mnpq} P_{pqkl}^\alpha \right\} \varepsilon_{kl} \dot{d}^- \quad (39) \end{aligned}$$

Donde:

$$Y = \frac{1}{2} [\varepsilon_{ij} \bar{C}_{ijkl} \varepsilon_{kl}] \quad (40)$$

$$\begin{aligned} \bar{\Xi}_m = Y \dot{d}^+ - \frac{1}{2} \left\{ \eta \sum_{\alpha=1}^3 H[-tr(\varepsilon_{rs}^\alpha)] \varepsilon_{mn}^\alpha \bar{C}_{mnpq} \varepsilon_{pq}^\alpha \right\} \dot{d}^+ + \\ + Y \dot{d}^- - \frac{1}{2} \left\{ \xi \sum_{\alpha=1}^3 H[tr(\varepsilon_{rs}^\alpha)] \varepsilon_{mn}^\alpha \bar{C}_{mnpq} \varepsilon_{pq}^\alpha \right\} \dot{d}^- \end{aligned} \quad (41)$$

$$\varepsilon_{ij}^\alpha = P_{ijkl}^\alpha \varepsilon_{kl} \quad (42)$$

3.2.1. Umbral de Daño

El umbral de daño se describe mediante una función de daño a partir de una tensión de comparación. Resulta conveniente, en este caso, realizar un cambio de variables.

Se definen como variables de daño auxiliares a:

$$\begin{aligned} D^+ &= d^+ + (1 - \xi) d^- \\ D^- &= d^- + (1 - \eta) d^+ \end{aligned} \quad (43)$$

De tal forma que para:

$$\xi = \eta = 1 \rightarrow D^+ = d^+ ; D^- = d^-$$

Para el caso general si $\eta \neq \xi \neq 1$ la variable de daño resultaría:

$$d^+ = \frac{D^+ - (1 - \xi) D^-}{(1 - \xi) - (1 - \eta)} \quad (44)$$

y operando en forma análoga:

$$d^- = \frac{D^- - (1 - \xi) D^+}{(1 - \xi) - (1 - \eta)} \quad (45)$$

Si se reemplaza en la ec.(39) de la disipación se tiene:

$$\begin{aligned} \Xi = & \frac{\dot{D}^+ - (1 - \xi) \dot{D}^-}{1 - (1 - \xi)(1 - \eta)} \cdot \left\{ Y - \frac{1}{2} \eta \sum_{\alpha=1}^3 H[-tr(\varepsilon_{rs}^\alpha)] P_{ijmn}^\alpha \bar{C}_{mnpq} P_{pqkl}^\alpha \right\} + \\ & + \frac{\dot{D}^- - (1 - \eta) \dot{D}^+}{1 - (1 - \xi)(1 - \eta)} \cdot \left\{ Y - \frac{1}{2} \xi \sum_{\alpha=1}^3 H[tr(\varepsilon_{rs}^\alpha)] P_{ijmn}^\alpha \bar{C}_{mnpq} P_{pqkl}^\alpha \right\} \quad (46) \end{aligned}$$

Agrupando términos resulta:

$$\Xi = Y^+ \dot{D}^+ + Y^- \dot{D}^- \quad (47)$$

Donde:

$$Y^+ = \frac{1}{1 - (1 - \xi)(1 - \eta)} [A - (1 - \eta) B] \quad (48)$$

$$Y^- = \frac{1}{1 - (1 - \xi)(1 - \eta)} [B - (1 - \xi) A] \quad (49)$$

$$A = \left\{ Y - \frac{1}{2} \eta \sum_{\alpha=1}^3 H[-tr(\varepsilon_{rs}^\alpha)] \varepsilon_{mn}^\alpha \bar{C}_{mnpq} \varepsilon_{pq}^\alpha \right\}$$

$$B = \left\{ Y - \frac{1}{2} \xi \sum_{\alpha=1}^3 H[tr(\varepsilon_{rs}^\alpha)] \varepsilon_{mn}^\alpha \bar{C}_{mnpq} \varepsilon_{pq}^\alpha \right\}$$

Luego, en forma análoga al modelo desarrollado en el apartado anterior 2, la tensión de comparación se puede escribir como:

$$\begin{aligned}\tau^+ &= f(Y^+) = \sqrt{2Y^+} \\ \tau^- &= f(Y^-) = \sqrt{2Y^-}\end{aligned}\tag{50}$$

En esta propuesta se calcula la variable de daño en forma explícita. La función adoptada tiene la forma general ya indicada en el apartado 2:

$$\begin{aligned}D^+ &= c(\tau^+) \\ D^- &= c(\tau^-)\end{aligned}\tag{51}$$

4. Ejemplos de comportamiento unilateral

Se estudia a continuación el comportamiento de un material cargado inicialmente en tracción hasta producir cierto grado de daño, descargado y cargado luego en compresión más allá del umbral de daño. Las propiedades mecánicas se resumen en la Tabla 1 Se analizan los casos correspondientes a distintos valores de ξ y η con el objeto de estudiar como modifican los mismos el comportamiento unilateral.

Módulo elástico	$E = 10000$ MPa
Coficiente de Poisson	$\nu_{12} = 0,2$
Umbral de Daño tracción	$\sigma_f = 10$ MPa
Umbral de Daño compresión	$\sigma_c = 30$ MPa
Curva de ablandamiento en daño	exponencial

Cuadro 1: Propiedades elásticas del material

En la figura 3 se muestra la curva tensión deformación de una probeta sometida a compresión, superando el umbral de daño y descargada y luego cargada en tracción hasta superar el umbral de daño en tracción, cuando se considera $\eta = \xi = 1$. Se observa que este caso corresponde a un desacoplamiento total de los daños en tracción y compresión. Al cargar en tracción después de haber cargado en compresión el material lo hace con la rigidez del material virgen y conserva el umbral de daño original.

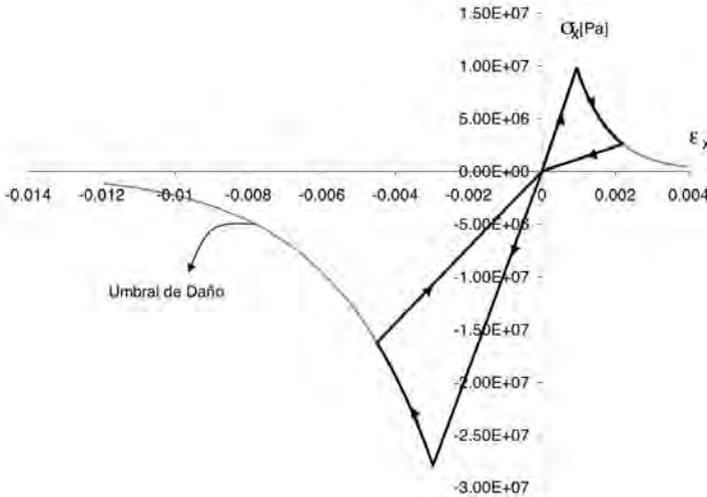


Figura 3: Curvas tensión-deformación para historias de carga uniaxiales con reversión del sentido de la carga $\eta = 1$ $\xi = 1$

En la figura 4 se muestra el mismo ejemplo con un cierto grado de acoplamiento $\eta = \xi = 0,25$. Se observa en este caso, al invertir el signo de la tensión el material recupera parte de la rigidez y su umbral de daño corresponde a un valor con cierta degradación, ubicado sobre la curva de respuesta de la primera carga del material virgen.

En la figura 5 se muestra el mismo ejemplo pero con daño completamente acoplado $\eta = \xi = 0$. En este caso el material no recupera la rigidez al invertir la carga y su umbral de daño se afecta en la misma proporción en tracción que en compresión independientemente del sentido de la car-

ga. En este caso el modelo de daño unilateral coincide con un modelo de daño escalar que no considera el efecto de cerrado-apertura de las fisuras.

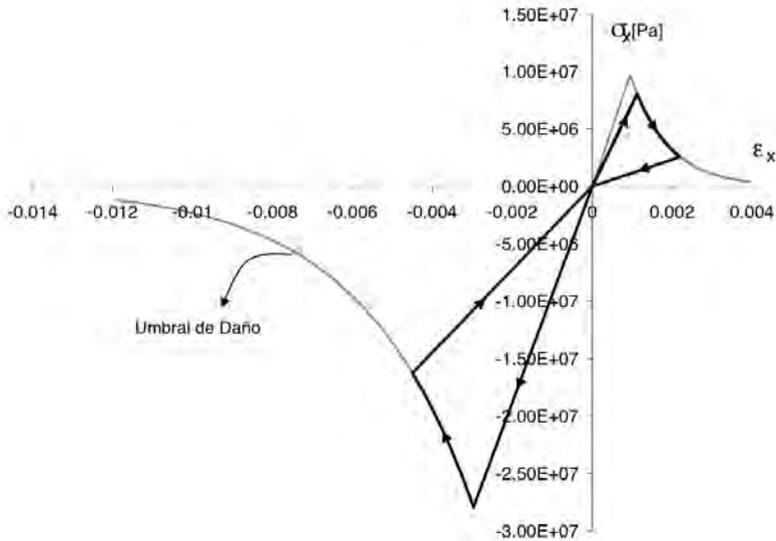


Figura 4: Curvas tensión-deformación para historias de carga uniaxiales con reversión del sentido de la carga, $\eta = 0,25$ $\xi = 0,25$

5. Conclusiones

En el presente trabajo se ha mostrado un ejemplo de modelo numérico que permite predecir el comportamiento de geomateriales a través de la descomposición del tensor de tensiones. Así mismo se muestran algunos ejemplos académicos que muestran la simulación de un material genérico.

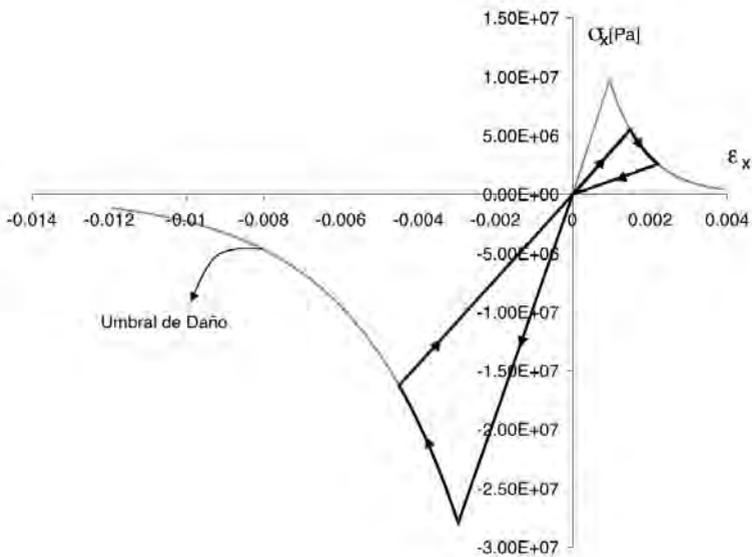


Figura 5: Curvas tensión-deformación para historias de carga uniaxiales con reversión del sentido de la carga, $\eta = 0$ $\xi = 0$

Bibliografía

- CAROL, I.; WILLAM, K., (1996), *Spurious Energy Dissipation / Generation in Stiffness Recovery Models for Elastic Degradation and Damage*, Int. J. Solids Structures, Vol.33, No.20-22, pp. 2939- 2957.
- CHABOCHE, J.L., (1993), *Development of Continuum Damage Mechanics For Elastic Solids Sustaining Anisotropic and Unilateral Damage*, International Journal of Damage Mechanics 2, págs. 311-329.
- CHABOCHE, J.L., (1995), *A Continuum Damage Theory with Anisotropic and Unilateral Damage*, La recherche Aérospatiale, N0 2, págs.139-147.
- LUBLINER, J., (1972), *On the Thermodynamic Foundations of Non-Linear Mechanics*, Int. Journal Non Linear Mechanics, Vol.7, 237- 254.

- LUCCIONI B.; OLLER S.; DANESI R., (1996-a), *Coupled Plastic Damaged Model*, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering 129, págs. 81-89.
- MAUGIN, G. A., (1992), *The Thermomechanics of Plasticity and Fracture*, Cambridge University Press.
- MARTÍN, P., (1997), *Estudio Teórico del Comportamiento de la Mampostería*, tesis presentada como requisito parcial para acceder al grado académico de Magíster en Ingeniería Estructural Universidad Nacional de Tucumán. y publicada por el Laboratorio de Estructuras U.N.Tucumán.
- MARTÍN, P., (2001), *Modelo de Daño Anisótropo*, tesis presentada como requisito parcial para acceder al grado académico de Doctor en Ingeniería Universidad Nacional de Tucumán, y publicada por el Laboratorio de Estructuras U.N.Tucumán.
- OLLER, S., (2000), *Fractura Mecánica - Un enfoque global*, CIM-NE.
- SIMO, J.C.; JU, J., (1987), *Stress and Strain Based Continuum Damage Models. Part I and II*. Int. J. Solids Structures 23, 375-400.