

ESTUDIO DE LA PROPAGACIÓN DE UNA ONDA ULTRASÓNICA A TRAVÉS DEL HORMIGÓN CONSIDERADO COMO MATERIAL HETEROGÉNEO

Edgardo D. Urtubey^{*}, Ricardo H. Loreffice^{*}

^{*} Grupo de Mecánica Computacional de la UNSE
Universidad Nacional de Santiago del Estero
Av. Belgrano (S) 1912, Santiago del Estero, 4200, Argentina
e-mail: eurtubey@unse.edu.ar, web page: <http://www.unse.edu.ar>

Palabras clave: onda ultrasónica, análisis mesomecánico, simulación numérica.

Resumen. *En trabajos anteriores se ha estudiado el tránsito de una onda ultrasónica a través del hormigón considerado como material homogéneo y teniendo en cuenta dos descripciones materiales básicas, elástico y elastoplástico.*

En concordancia con los últimos descubrimientos en el campo de la micromecánica, en este trabajo se considerará al hormigón como material heterogéneo, formado por una matriz constituida por el mortero en la que están embebidas las partículas que simulan la presencia de los agregados gruesos. En esta etapa, tanto la matriz como los agregados, se tratarán como materiales elásticos. La simulación numérica del fenómeno mediante elementos finitos se hará sobre mallas de 4 x 4 y de 6 x 6 agregados, resueltas con elementos triangulares sobre los que se estudiarán los cambios de velocidades del pulso ultrasónico.

El interés principal de este trabajo es mostrar la influencia que la heterogeneidad de la malla y la elección de las constantes materiales ejerce sobre la propagación de la onda. Se considerará el estado de tensión plana para reducir el problema de la propagación de ondas a dos dimensiones.

1 INTRODUCCIÓN

En trabajos anteriores se han presentado simulaciones numéricas mediante elementos finitos de la propagación de una onda ultrasónica a través del hormigón ¹ (Urtubey, Etse, Loréfice, ENIEF 2001) con el propósito de estudiar el comportamiento bajo carga de compresión y evaluar la degradación de resistencia de este material. Las simulaciones se realizaron para distintas descripciones materiales, a saber, elástico isótropo en el caso del espécimen aun no sometido a carga axial y elastoplástico para la probeta dañada, usando el modelo lineal extendido de Drucker-Prager para materiales cohesivos- friccionales ² (Urtubey, Loréfice, Etse, ENIEF 2002). La degradación de la resistencia se estimó a partir de un modelo de daño escalar simple propuesto por Lemaitre y Chaboche ³ (1989) que correlaciona cambios de velocidad de la onda con las modificaciones sufridas por el módulo de Young. Se hicieron los correspondientes ensayos en laboratorio para calibrar el modelo ⁴ (Urtubey, Schiava, Etse, ENIEF 2003).

En todos estos trabajos se consideró al hormigón como un material homogéneo.

Ahora bien, el hormigón es un material que presenta un comportamiento mecánico complejo fundamentalmente debido a su fuerte heterogeneidad. Esto nos conduce a considerar el criterio denominado mesomecánico que consiste en representar al hormigón como un material bifásico constituido por una matriz de mortero en la cual están incrustados los agregados gruesos. En esta primera entrega no se consideran elementos de junta de espesor nulo entre la matriz y los agregados.

2 MALLA MICROMECAÁNICA

La discretización del dominio, es decir, la malla micromeccánica, se realiza en base al criterio propuesto inicialmente por Stankowski ⁵ (1993), criterio que consiste en subdividir el dominio en polígonos de Voronoi cuyos centros geométricos se distribuyen de forma aleatoria mediante una perturbación tipo Monte Carlo, a partir de un arreglo regular de puntos predefinido.

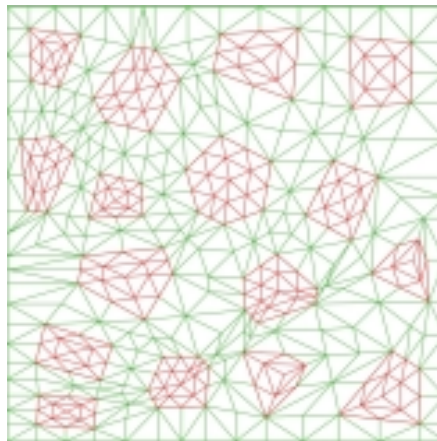


Figura 1: Malla mesomeccánica **4x4** (López, 1999)

A fin de generar una fisuración menos intrincada que la resultante del procedimiento

original, la discretización se ha modificado procurando lograr líneas potenciales de fisuración mas naturales ⁶ (López, 1999).

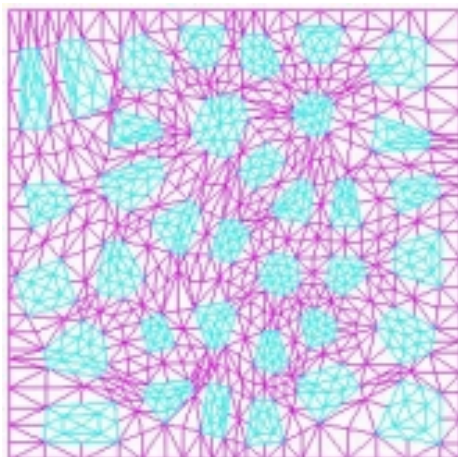


Figura 2: Malla mesomecánica **6x6** (López, 1999)

En la discretización se han usado elementos finitos triangulares porque permiten una representación mas realista de las fases matriz y agregados

Mallas generadas por este procedimiento son las que se emplean en las simulaciones numéricas de este trabajo y pueden verse en las Figuras 1 y 2 en las que se aprecia el mallado y la disposiciones de las dos fases, matriz y agregado para los arreglos **4x4** y **6x6** piezas de árido.

3 SIMULACIONES NUMÉRICAS

Para las simulaciones numéricas se ha trabajado con la malla **6x6** y se han considerado tres descripciones materiales: en primer lugar, un estado elástico *homogéneo* en el cual tanto la matriz de mortero como los agregados son elásticos y tienen las mismas características materiales (módulo de Young E , densidad ρ ; en todos los caso se ha adoptado el valor 0,2 para la relación de Poisson). Un segundo caso analiza la malla micromecánica, es decir, asigna distintos valores de E y de ρ a la matriz y a los agregados pero considera respuesta elástica para ambas fases. Y en tercer lugar se usa el modelo lineal extendido de Drucker Prager con el objetivo de plantear una respuesta elastoplástica para la matriz mientras que los agregados se mantienen elásticos.

En todos estos casos se simula en primer lugar un ensayo de compresión simple imponiendo un desplazamiento a los nodos del borde superior analizando el comportamiento tensional en las distintas descripciones materiales propuestas. En segundo lugar se simula el

paso de la onda ultrasónica través de la probeta comprimida. La probeta esta sujeta a condiciones de borde que pretenden representar lo mas fielmente posible la realidad de los ensayos en laboratorio.

3.1 DESCRIPCIÓN ELÁSTICA HOMOGÉNEA

En este caso se han asumido los usuales valores promedio para módulo de Young ($E = 24.000 \text{ MPa}$), densidad ($\rho = 2.400 \text{ kg/m}^3$) y relación de Poisson ($\nu = 0,2$). El comportamiento elástico se verifica trazando la curva σ - ϵ a partir del ensayo de compresión. La tensión nominal σ se obtiene dividiendo el valor resultante de sumar las reacciones observadas en los nodos del borde superior por el valor del área transversal ⁷ (Lalegname, Sfer, Etse, 2002); las deformaciones específicas ϵ se calculan a partir de los pasos estipulados para el desplazamiento de los nodos. El diagrama que obtenido se presenta en la Figura 3.

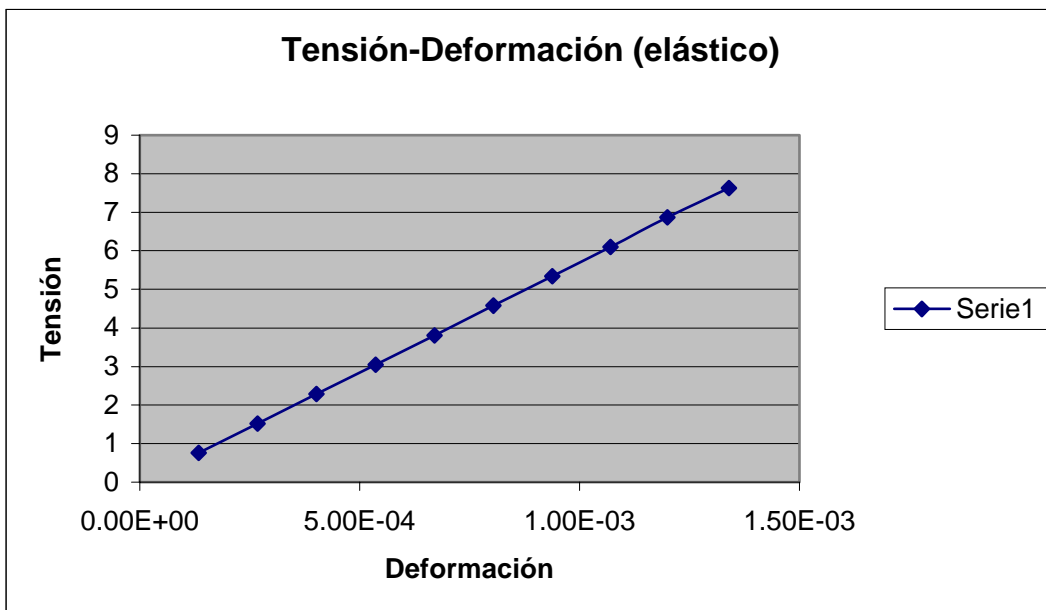


Figura 3: Diagrama σ - ϵ para el caso elástico

Los contornos de las tensiones S_{22} para el ensayo de compresión simple y para el tránsito de la onda ultrasónica en la probeta comprimida son los que se muestran en las Figuras 4 y 5

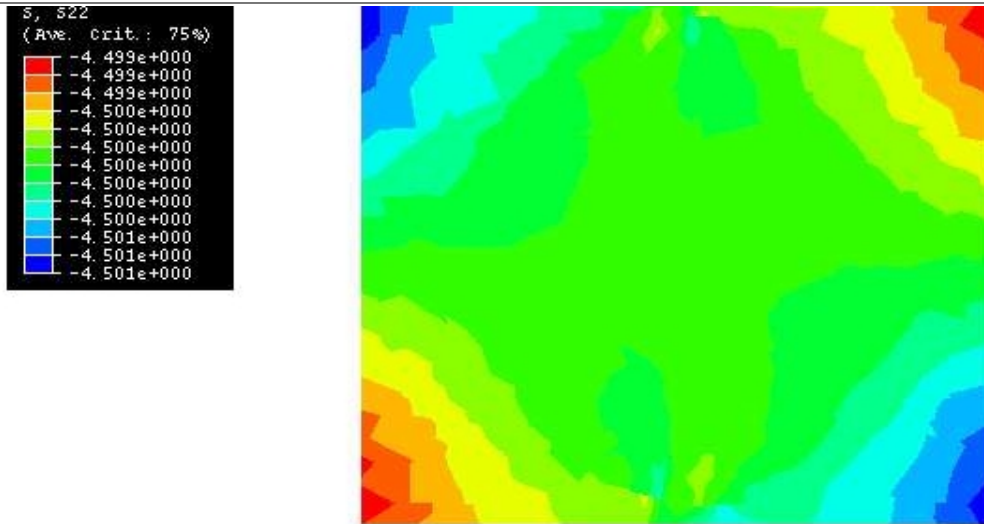


Figura 4: Tensiones S22 en compresión simple homogéneo

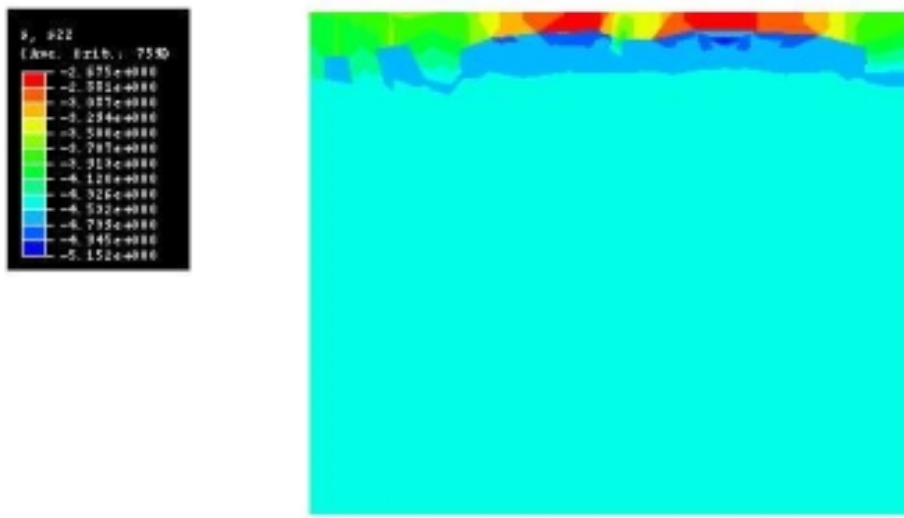


Figura 5: Tensiones S22 para la onda ultrasónica (paso N° 30)

3.2 MALLA MICROMECAÁNICA ELÁSTICA

En este caso se pone en evidencia la condición micromecánica asumiendo los siguientes valores ⁸ (Smolarkiewicz, Nogueira, Willam, 2000):

matriz, $E = 25.000 \text{ Mpa}$; $\rho = 2.400 \text{ kg/m}^3$
agregado, $E = 70.000 \text{ Mpa}$; $\rho = 4.000 \text{ kg/m}^3$

Los contornos obtenidos para la S22 en compresión simple y para el paso de la onda ultrasónica se muestran a continuación en las Figuras 6 y 7.

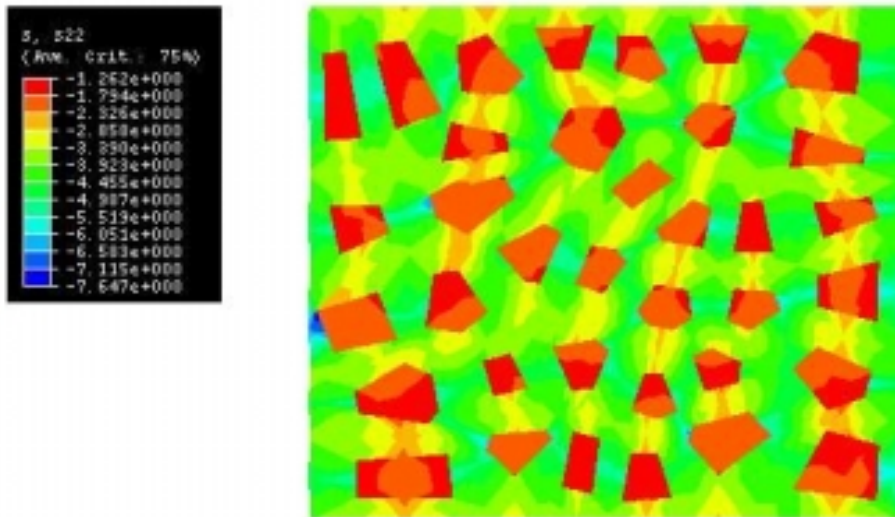


Figura 6: Tensiones S22 en compresión simple micromecánica elástica

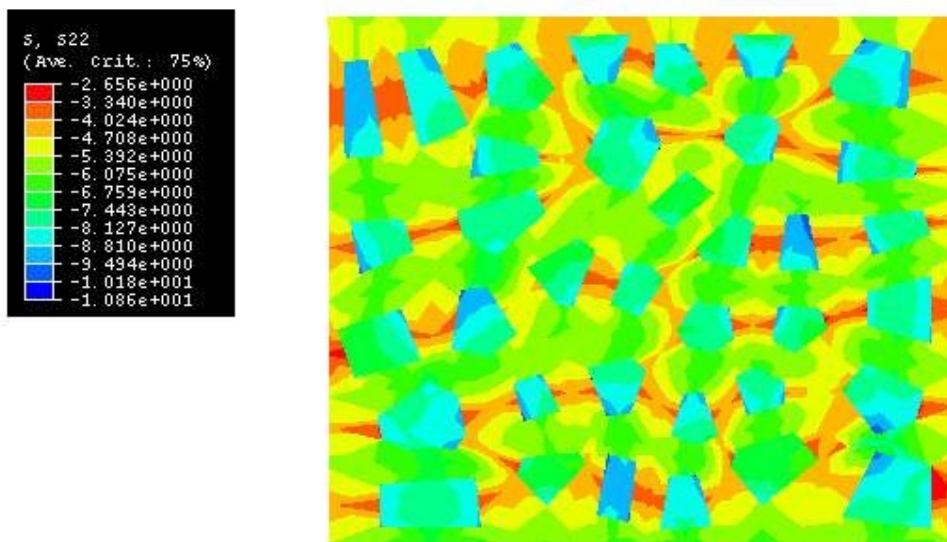


Figura 7: Tensiones S22 para la onda ultrasónica (paso N° 30)

3.3 MALLA MICROMECAÁNICA CON MATRIZ ELASTOPLÁSTICA

3.3.1 Modelo lineal extendido Drucker-Prager

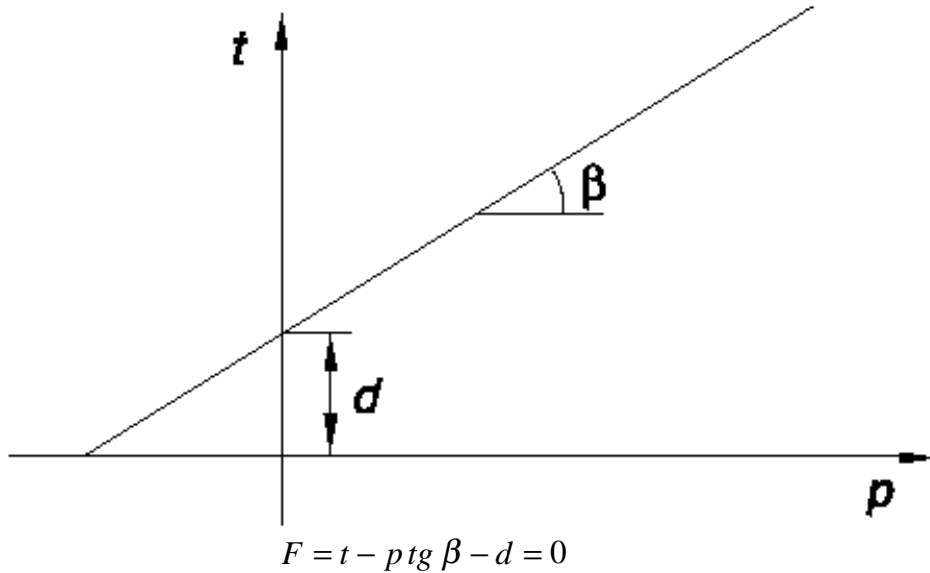


Figura 8: Superficie de fluencia en plano meridional, Drucker-Prager lineal

El modelo lineal produce una superficie de fluencia que puede ser no circular en el plano deviatorico (plano π) debido a los diferentes valores de fluencia en tracción y compresión triaxial, flujo inelástico asociado en el plano deviatorico y ángulos de dilatación y de fricción separados². La forma de la superficie de fluencia se puede apreciar en la Figura 8.

3.3.1.1 Criterio de fluencia

El criterio de fluencia para el modelo lineal se escribe en función de tres invariantes.

$$F = t - p \operatorname{tg} \beta - d = 0 \quad (1)$$

con

$$t = \frac{1}{2} q \left[1 + \frac{1}{K} - \left(1 - \frac{1}{K} \right) \left(\frac{\tau}{q} \right)^3 \right] \quad (2)$$

$\beta(\theta, f_i)$ es la inclinación de la superficie lineal de fluencia en el plano $p-t$, comúnmente, ángulo de fricción del material

d es la cohesión del material

$K(\theta, f_i)$ es la relación entre la tensión de fluencia en tracción triaxial y la tensión de fluencia en compresión triaxial, controla la dependencia de la superficie de fluencia de los valores de la tensión principal intermedia.

En caso de endurecimiento definido en compresión triaxial, el criterio de fluencia lineal excluye ángulos de fricción $\beta > 71,5^\circ$ ($\text{tg } \beta > 3$) lo cual no constituye una limitación para materiales reales.

Si $K = 1$, $t = q$, lo cual implica que la superficie de fluencia es el círculo von Mises en el plano de tensiones principales deviatorico (plano π), en cuyo caso las tensiones de fluencia en tracción y compresión triaxial son las mismas. Para asegurar que la superficie de fluencia permanezca convexa se requiere que $0,778 \leq K \leq 1,0$.

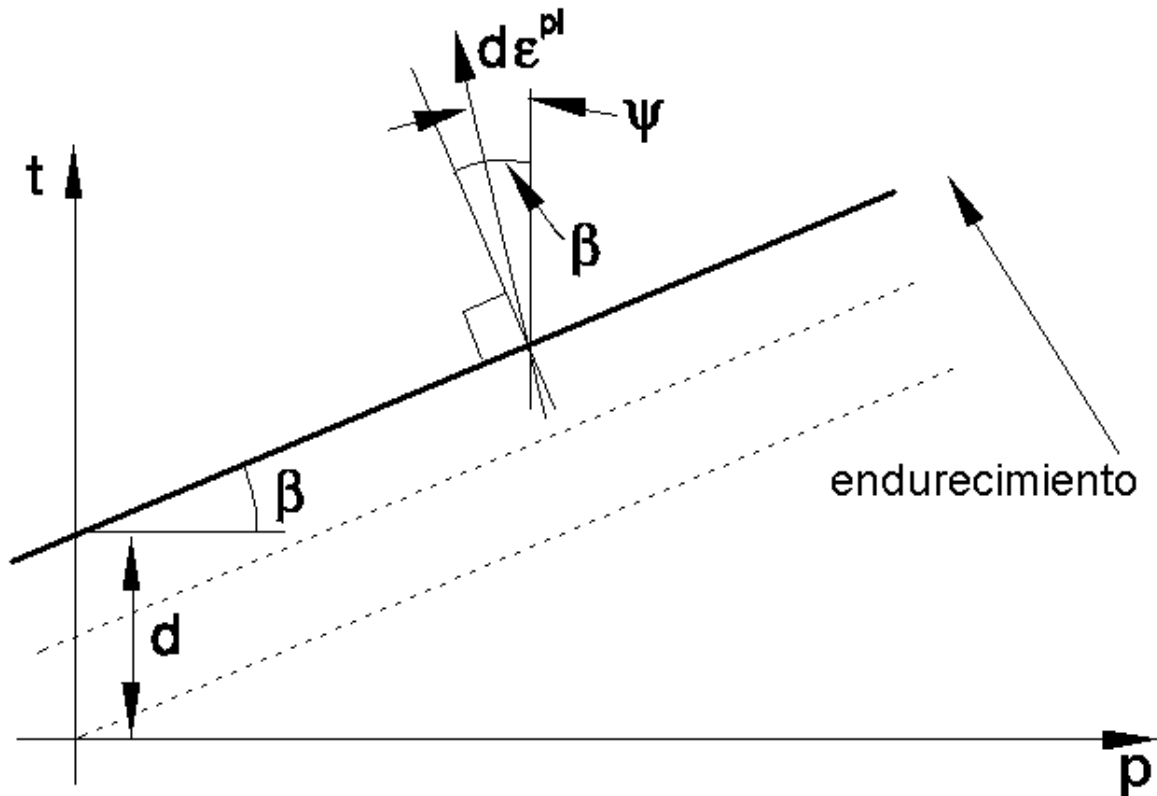


Figura 9: Típicas superficies de fluencia/flujo del modelo lineal en plano deviatorico

La cohesión d , del material está relacionada al ingreso de datos como

$$\begin{aligned}
 d &= \left(1 - \frac{1}{3} \text{tg } \beta\right) \sigma_c \quad \text{endurecimiento definido por tensión uniaxial de compresión, } \sigma_{ci} \\
 &= \left(\frac{1}{K} + \frac{1}{3} \text{tg } \beta\right) \sigma_t \quad \text{endurecimiento definido por tensión uniaxial de tracción, } \sigma_{ti} \\
 &= \frac{\sqrt{3}}{2} r \left(1 + \frac{1}{K}\right) \quad \text{cuando el endurecimiento es definido por cohesión}
 \end{aligned}$$

3.3.1.2 Flujo plástico

G es potencial de flujo, elegido en este modelo como $G = t - p \operatorname{tg} \psi$, donde $\psi(\theta, f_i)$ es el ángulo de dilatación en el plano π . Una interpretación geométrica de $\psi(\theta, f_i)$ se muestra en Figura d). En el caso de endurecimiento definido en compresión uniaxial, esta definición de la regla de flujo excluye ángulos de dilatación $\psi > 71,5^\circ$ ($\operatorname{tg} \psi > 3$), restricción que no se considera una limitación porque es un caso bastante improbable para materiales reales. Para materiales granulares el modelo lineal es normalmente usado con flujo no asociado en el plano $p-t$, en el sentido que el flujo se asume normal a la superficie de fluencia en el plano π pero en ángulo ψ al eje t en el plano $p-t$, donde usualmente $\psi < \beta$, como se ilustra en Figura 9. Flujo asociado resulta de $\psi = \beta$. El modelo Drucker-Prager original está disponible haciendo $\psi = \beta$ y $K = 1$. Si $\psi = 0$, la deformación inelástica es incompresible; si, $\psi \geq 0$, el material dilata. Por lo tanto es referido como ángulo de dilatación.

Flujo no asociado implica que la matriz de rigidez material no es simétrica; por lo tanto debería usarse almacenamiento de matriz no simétrica y un esquema de solución. Si la diferencia entre β y ψ no es grande y la región del modelo en la cual ocurre deformación inelástica está confinada, es posible que una aproximación simétrica a la matriz de rigidez material proporcione una tasa de convergencia aceptable y no sea necesario el esquema de matriz no simétrica.

3.3.1.3 Endurecimiento y dependencia de tasa

Para materiales granulares, estos modelos se usan a menudo como superficie de falla, en el sentido que el material exhibe flujo ilimitado cuando se alcanza la tensión de fluencia, comportamiento que se llama perfectamente plástico. Estos modelos también son provistos con endurecimiento isótropo. En este caso el flujo plástico causa que la superficie de fluencia cambie de tamaño uniformemente con respecto a todas las direcciones de tensión. Este modelo de endurecimiento es útil para casos que involucren groseras deformaciones plásticas o casos en los que la deformación en cada punto sea esencialmente en la misma dirección en el análisis a lo largo del espacio de las deformaciones. Aunque el modelo se conoce como modelo de endurecimiento isótropo, se pueden definir ablandamiento o endurecimiento seguido de ablandamiento. Muchos materiales muestran un aumento en su resistencia de fluencia según se incrementa la tasa de deformación. Estos efectos devienen importantes en muchos polímeros cuando el rango de tasa de deformación está entre 0,1 y 1 por segundo y pueden ser *muy* importantes para rangos de tasas de deformación entre 10 y 100 por segundo, características de eventos de alta energía dinámica o procesos de manufactura. El efecto generalmente no es importante en materiales granulares. La evolución de la superficie de fluencia con la deformación plástica se describe en términos de tensión equivalente $\bar{\sigma}$, la que puede elegirse como tensión de fluencia de compresión uniaxial, tensión de fluencia de

tracción uniaxial o tensión de fluencia de corte (cohesión), con:

$\bar{\sigma} = \sigma_c(\bar{\epsilon}^{pl}, \dot{\bar{\epsilon}}^{pl}, \theta, f_i)$ si el endurecimiento se define mediante tensión de fluencia de compresión uniaxial

$\bar{\sigma} = \sigma_t(\bar{\epsilon}^{pl}, \dot{\bar{\epsilon}}^{pl}, \theta, f_i)$ si el endurecimiento se define mediante tensión de fluencia de tracción uniaxial

$\bar{\sigma} = d(\bar{\epsilon}^{pl}, \dot{\bar{\epsilon}}^{pl}, \theta, f_i)$ si el endurecimiento se define mediante cohesión, donde $\dot{\bar{\epsilon}}^{pl}$ es la tasa de deformación plástica equivalente, definida para el modelo Drucker-Prager lineal como:

$$\dot{\bar{\epsilon}} = |\dot{\epsilon}_{11}^{pl}| \quad \text{si el endurecimiento se define en compresión uniaxial}$$

$$\dot{\bar{\epsilon}} = \dot{\epsilon}_{11}^{pl} \quad \text{si el endurecimiento se define en tracción uniaxial}$$

$$\dot{\bar{\epsilon}} = \dot{\gamma}^{pl} \quad \text{si el endurecimiento se define en corte puro}$$

con:

$$\dot{\bar{\epsilon}}^{pl} = \frac{\sigma : \dot{\epsilon}^{pl}}{\bar{\sigma}}, \text{ siendo}$$

$\bar{\epsilon}^{pl} = \int_0^t \dot{\bar{\epsilon}}^{pl} dt$ la deformación plástica equivalente definida tal que $\bar{\epsilon}^{pl} = |\epsilon_{11}^{pl}|$ en compresión

uniaxial, $\bar{\epsilon}^{pl} = \epsilon_{11}^{pl}$ en tracción uniaxial y $\bar{\epsilon}^{pl} = \frac{\gamma^{pl}}{\sqrt{3}}$ en corte puro (γ^{pl} es la deformación

plástica de corte ingenieril);

θ es temperatura, y

f_i , $i= 1, 2, ..$ son otras variables de campo predefinidas.

La cohesión d está relacionada con la tensión de fluencia en corte, τ , mediante

$$d = \frac{\sqrt{3}}{2} \tau \left(1 + \frac{1}{K}\right)$$

dónde $K(\theta, f_i)$ es la relación entre la tensión de fluencia en tracción triaxial y la tensión de fluencia en compresión triaxial (definida mas tarde para el modelo Drucker-Prager lineal; de otro modo $K = 1$).

Cuando se usa el modelo material Drucker-Prager, se puede prescribir endurecimiento inicial definiendo valores de deformación plástica equivalente. La dependencia funcional

$\bar{\sigma}(\bar{\epsilon}^{pl}, \dot{\bar{\epsilon}}^{pl}, \theta, f_i)$ incluye endurecimiento y efectos tasa-dependientes. Los datos materiales pueden ingresarse directamente en formato tabular o correlacionándolos con relaciones estáticas basadas en relaciones de tensiones de fluencia.

Invariantes de tensión

Las superficies de fluencia usan dos invariantes de tensión, definidos como tensión de presión

equivalente, $p = -\frac{1}{3} \text{trace}(\sigma)$ y tensión equivalente de Mises, $q = \sqrt{\frac{3}{2}(S : S)}$ donde S es la tensión deviatorica, $S = \sigma + pl$. Además, el modelo lineal usa el tercer invariante de tensión deviatorica, $r = (\frac{9}{2} S \cdot S : S)^{1/3}$.

3.3.2 Simulaciones numéricas

En este caso, la Figura 10 muestra el diagrama Tensiones-Deformaciones específicas que pone en evidencia la condición elastoplástica de la matriz..

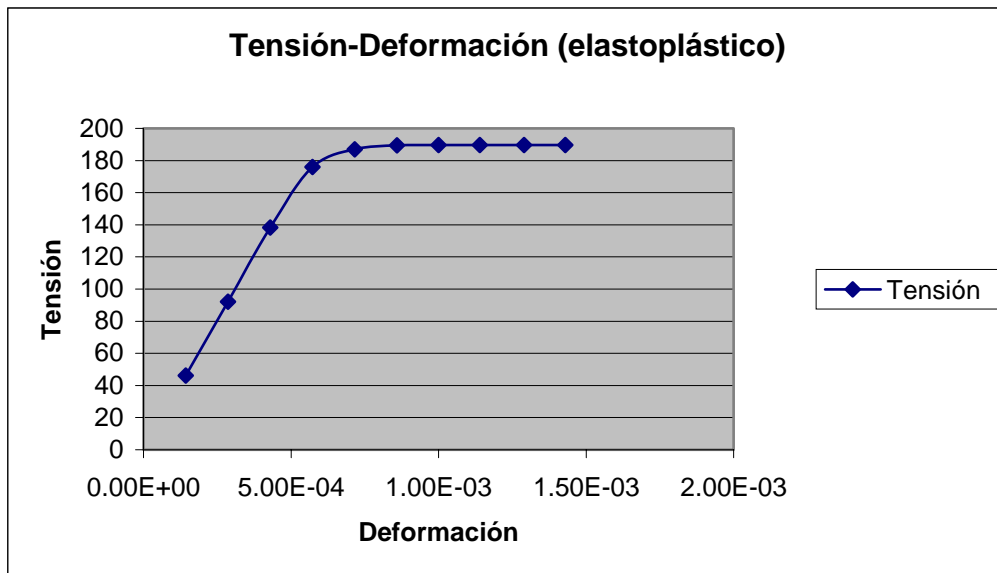


Figura 10: Diagrama σ - ϵ para el caso elástico

Los contornos obtenidos para la S22 en compresión simple y para el paso de la onda ultrasónica se muestran a continuación en las Figuras 11 y 12.

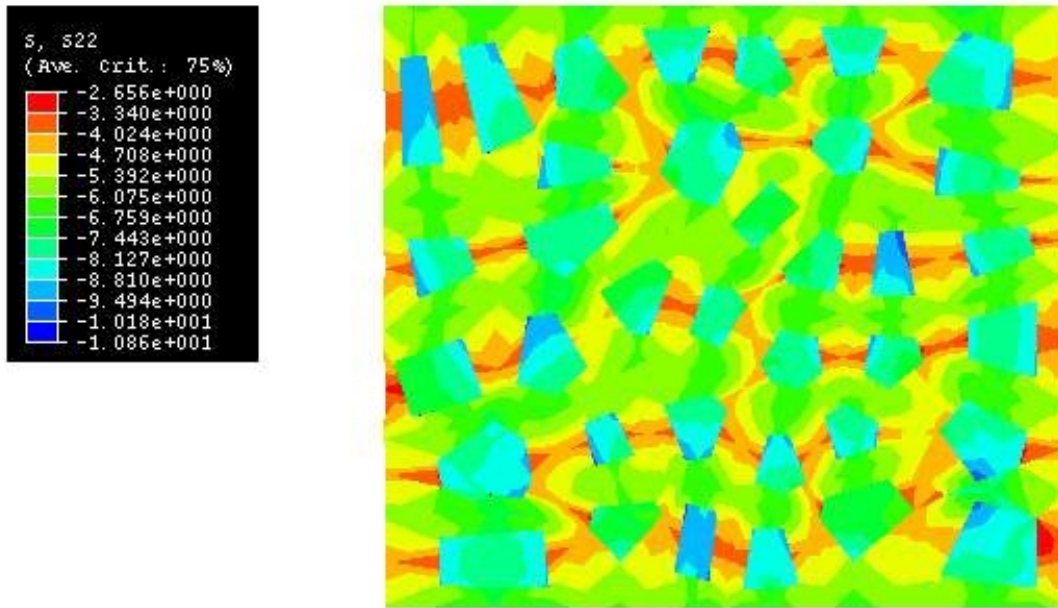


Figura 11: Tensiones S22 en compresión simple (matriz Drucker Prager, agregados elásticos)

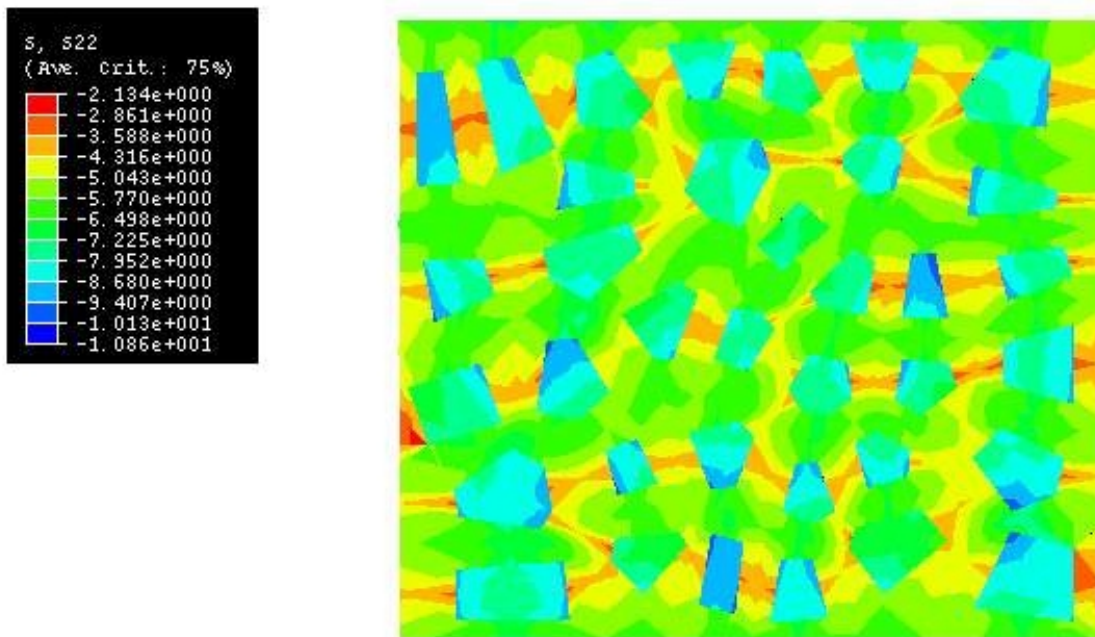


Figura 12: Tensiones S22 para la onda ultrasónica (paso N° 30)

4 CONCLUSIONES

En el ensayo de compresión, cuando se considera el hormigón como material homogéneo, prácticamente en toda la probeta rige el mismo valor de S22 (Figura 4) como era de esperar. El tránsito de la onda ultrasónica también refleja esta condición (Figura 5). En el caso siguiente, malla micromecánica con ambas fases elásticas pero con distintas características materiales, en el ensayo de compresión se advierten mayores valores de S22 en los agregados (Figura 6) respecto de la matriz. En la Figura 7 se advierte la influencia del ingreso de la onda ultrasónica en el borde superior de la probeta. Finalmente, en el tercer caso, cuando se plantea una respuesta elastoplástica para la matriz manteniendo los agregados elásticos y las características materiales para ambas fases, se advierte un cambio de los valores S22 para la matriz tanto en el ensayo de compresión como en el de ultrasonido, Figuras 11 y 12.

Este trabajo pone en evidencia la importancia de la simulación numérica mediante elementos finitos en el estudio de los efectos que tiene la heterogeneidad sobre la velocidad de la onda ultrasónica. Para obtener resultados cuantitativos será necesario, en el laboratorio, ensayar ultrasónicamente hormigones con diferentes grados de heterogeneidad que se obtendrán modificando el tipo y la cantidad de agregados. Para poder comparar los resultados experimentales con las simulaciones numéricas correspondientes habrá que contar con un buen generador de mallas, habida cuenta que en la presente investigación uno de los problemas detectado ha sido la presencia de elementos triangulares distorsionados que surgen como consecuencia del mallador usado y que originan cierta polución numérica, situación que probablemente se pueda corregir trabajando con mallas mas finas.

5 REFERENCIAS

- [1] E. Urtubey, G. Etse y R. Loréfica, *Simulación numérica de la propagación de una onda ultrasónica a través del hormigón*, Mecánica Computacional, Vol. 20, pp 687-693.
- [2] E. Urtubey, R. Loréfica y G. Etse, *Estudio de la propagación de una onda ultrasónica a través de un sólido elastoplástico*. Mecánica Computacional, Vol. 21, pp 1955-1973.
- [3] J. Lemaitre y J. Chaboche, *Mechanics of solid materials*, Cambridge University Press, 1989.
- [4] E. Urtubey, R. Schiava y G. Etse, *Simulación numérica de la propagación de una onda ultrasónica a través de un sólido elastoplástico – Evaluación de daño*, Mecánica Computacional, Vol. 22, pp 2268-2281.
- [5] T. Stankowski, *Numerical simulation of progressive failure in particle composites*, PhD Thesis, University of Colorado, Boulder, Colorado, EEUU, 1990.

- [6] C. López Garello, *Análisis microestructural de la fractura del hormigón utilizando elementos tipo junta. Aplicación a diferentes hormigones*. Tesis doctoral, Universitat Politècnica de Catalunya, Barcelona, España, 1999.
- [7] Lalegname, D. Sfer, G. Etse, *Análisis micromecánico de huesos*, *Mecánica Computacional*, Vol. XXI, pp 2530-2538.
- [8] P. Smolarkiewicz, C. Nogueira, K. Willam, *Ultrasonic Evaluation Damage in Heterogeneous Concrete Materials*, pp 13, ECCOMAS 2000.