

MODELIZACION DE LA ROTURA POR ONDAS DE TENSION EN MATERIALES METALICOS DUCTILES

R. Cortés

Departamento de Ciencia de Materiales, E.T.S. Ingenieros de Caminos, Canales y Puertos, Universidad Politécnica de Madrid, Ciudad Universitaria s/n, 28040 MADRID.

Resumen: En este trabajo se estudia numérica y experimentalmente la rotura dinámica por ondas de tensión en chapas metálicas de aluminio y cobre al ser sometidas a carga por explosión. En el análisis numérico se emplea un modelo de rotura dinámica por crecimiento plástico de cavidades desarrollado previamente por el autor. Dicho modelo permite tomar en cuenta tanto la viscosidad del material como la presencia simultánea de tensiones hidrostáticas y desviadoras. Se encuentra que el análisis numérico predice una zona dañada cuya localización coincide aproximadamente con las observaciones experimentales. Por último, se discuten las posibles mejoras que podrían introducirse en el modelo de rotura utilizado en este trabajo, con el fin de mejorar aún más su grado de aproximación a la realidad.

Abstract: In this paper the spall fracture of aluminium and copper plates subjected to explosive loading is experimentally and numerically studied. A dynamic fracture model previously developed by the author, and based on the plastic growth of microvoids is employed in the computations. Such model allows us to take into account the effect of material viscosity as well as the simultaneous presence of hydrostatic and deviatoric stresses. It is found that the numerical analysis predicts a damaged zone which localization and extent roughly coincides with the experimental observation. Finally, further modifications of the model, in order to improve the agreement with experiments, are discussed.

1. INTRODUCCION

La fractura dinámica de los materiales metálicos ha sido objeto de un intenso estudio en los últimos tiempos. Así, se han identificado, para la fractura dinámica a muy altas velocidades de carga, dos tipos fundamentales de fractura, de acuerdo a los mecanismos microscópicos que la originan: a) fractura causada por nucleación y crecimiento de microfisuras, denominada de tipo frágil, aunque pueda ir acompañada de una apreciable deformación plástica global; y b) fractura originada por la nucleación y crecimiento de microcavidades, llamada de tipo dúctil. Así resulta que, en una escala de tiempos muy pequeños (del orden de algunos μ s o menores), el proceso de rotura dinámica puede describirse como un proceso gradual, en que el daño sufrido por el material en una región dada puede cuantificarse como una función del número y tamaño de los microdefectos presentes en dicha zona. Davison y Stevens [1] fueron los primeros en introducir un marco teórico de conceptos básicos que permitía tratar la rotura del material en un estado de carga a muy altas velocidades, como un proceso de degradación progresiva del material desde un estado inicial dado hasta la rotura final. Posteriormente, los mismos autores

presentaron una formulación teórica general que permitía describir el comportamiento termo-mecánico de materiales elásticos que experimentaban un daño continuo por nucleación y crecimiento de microfisuras [2]. Más tarde, Davison, Stevens y Kipp [3] presentaron una formulación análoga para el caso de rotura dinámica dúctil, esto es, por nucleación y crecimiento de cavidades. No obstante, los modelos recién referidos tienen el inconveniente de ser demasiado generales como para poder ser aplicados a casos prácticos, a no ser que se introduzcan simplificaciones considerables.

Paralelamente, se han desarrollado modelos alternativos para la rotura dinámica de los materiales, basados en la observación experimental de la evolución de los microdefectos que causan la rotura del material [4-8]. Estos modelos, desarrollados por Curran, Seaman y Shockey se basan en el ajuste experimental de formas simples para las leyes de nucleación y crecimiento de microcavidades [4-6] o microfisuras [4-7]. Sobre una base similar, se ha presentado igualmente un modelo de rotura dinámica por nucleación y crecimiento de microbandas de cortante adiabático [8].

Por otra parte, Johnson [9] ha aplicado un modelo de crecimiento de cavidades sometidas a una tensión hidrostática, desarrollado previamente por Carroll y Holt [10], al análisis numérico unidimensional de la rotura dinámica por ondas de tensión [11-13] (*scabbing* o *spalling*, en inglés). Este tipo de rotura se caracteriza por la formación de una cavidad interior en el material, motivada por la reflexión como onda de tensión de una onda inicial de compresión que incide sobre una superficie libre cercana. Este fenómeno fue estudiado en profundidad por primera vez por Rinehart [11,12], y en la referencia [13] puede hallarse una amplia revisión bibliográfica sobre el tema. Los modelos antes referidos [9,10], suponen que el daño microestructural se produce por crecimiento plástico de microcavidades. En ellos se determinan formas específicas para la ecuación dinámica del incremento de la porosidad del material, para el caso de un material perfectamente plástico [10] o viscoplastico [9]. Por su parte, Cochran y Banner [14] han desarrollado un modelo empírico para este mismo tipo de rotura, aplicable a un caso unidimensional, y basado en ciertos parámetros experimentales de definición simple.

En este trabajo, se aplica un modelo de rotura dinámica desarrollado previamente por el autor [15], al caso de rotura dinámica por ondas de tensión en chapas metálicas de aluminio y cobre. El modelo en cuestión se basa en los modelos de Johnson [9] y Carroll y Holt [10], y extiende la validez de estos al caso en que se tiene endurecimiento por deformación plástica, ablandamiento térmico, y diversas formas de comportamiento viscoplastico [15]. Además, en la referencia [15] se ha empleado un procedimiento matemático ideado por Gurson [16], para extender la validez del modelo en cuestión a un estado tensional general, esto es, cuando actúan simultáneamente tensiones hidrostáticas y desviadoras. Esta versión del modelo admite además un comportamiento viscoplastico del material.

En una primera parte, se exponen los principales aspectos del modelo de rotura dinámica a utilizar. Luego, se describen los resultados experimentales obtenidos al ensayar las placas metálicas. A continuación se presentan los resultados de la simulación numérica de tales experiencias, empleando el referido modelo de rotura dinámica. Finalmente, se compara el grado de correspondencia entre ambos y se discuten las posibles modificaciones que se podrían introducir en el modelo con el fin de mejorar su grado de aproximación a la realidad.

2. MODELO DE ROTURA DINAMICA.

El modelo en cuestión ya ha sido presentado ampliamente en la Referencia [15], por lo cual nos limitaremos aquí a los principales aspectos en relación con la aplicación que de él se hará en este trabajo. Así, nos centraremos en las expresiones correspondientes al crecimiento dinámico de microporos en presencia de un estado tensional general, esto es, cuando actúan simultáneamente tensiones hidrostáticas y desviadoras.

La hipótesis fundamental del modelo radica en que el daño microestructural se debe al crecimiento dinámico de cavidades de forma esférica, por efecto de las elevadas tensiones que actúan sobre el material. Se supone que el material obedece a un comportamiento rígido-plástico. Por efecto de la tensión hidrostática presente el material tiende a expandirse uniformemente, a expensas de un incremento del volumen de las microcavidades en él contenidas. Las tensiones desviadoras, por su parte,

tenderán a distorsionar las cavidades sin alterar ni su volumen ni el volumen global del material. De acuerdo con lo anterior, se supondrá que el campo de las velocidades de deformación $\dot{\epsilon}_{ij}$ en torno a una cavidad tiene la forma:

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \dot{\epsilon}'_{ij} + \delta_{ij} h_{ij} \dot{\epsilon}_v \quad (1)$$

en que los $\dot{\epsilon}'_{ij}$ corresponden a un campo uniforme de velocidades de deformación desviadora, δ_{ij} es la función delta de Kronecker y $\dot{\epsilon}_v$ es la velocidad de deformación volumétrica macroscópica del material. Tomando el origen de coordenadas en el centro de una cavidad genérica, podemos expresar los h_{ij} en coordenadas esféricas como:

$$h_{rr} = \frac{2}{3}(b/r)^3 \quad (2a)$$

$$h_{\theta\theta} = h_{\phi\phi} = -h_{rr}/2 \quad (2b)$$

en que los subíndices r, θ y ϕ tienen su significado habitual, y b representa el radio de influencia en torno a cavidad. El valor de dicho radio es tal que se cumple:

$$\xi = (a/b)^3 \quad (3)$$

en que a es el radio de las microcavidades y ξ es la porosidad del material. Siguiendo el procedimiento ideado por Gurson [16], se puede estimar la tensión hidrostática en equilibrio con el campo de velocidades de deformación definido por la ecuación (1), en ausencia de fuerzas de inercia. Esta resulta ser:

$$\Sigma_v = \int_{\xi}^1 \sigma_e \partial \dot{\epsilon}' / \partial \dot{\epsilon}_v \, d\lambda \quad (4)$$

en que $\lambda = (r/b)^3$, σ_e es la tensión de fluencia y $\dot{\epsilon}$ es la velocidad local de la deformación plástica equivalente. Para el caso de un material perfectamente plástico, en que $\sigma_e = \sigma_0$, la ecuación anterior se convierte en:

$$\Sigma_v = \frac{2\sigma_0}{3} \ln \left(\frac{(\dot{\epsilon}_v^2 + \xi^2 (3\dot{\epsilon}'/2)^2)^{1/2} + \dot{\epsilon}_v}{\xi ((\dot{\epsilon}_v^2 + (3\dot{\epsilon}'/2)^2)^{1/2} + \dot{\epsilon}_v)} \right) \quad (5)$$

en que $\dot{\epsilon}' = (2\dot{\epsilon}'_{ij}\dot{\epsilon}'_{ij}/3)^{1/2}$ es la velocidad de deformación plástica desviadora macroscópica. Por su parte, la tensión desviadora en equilibrio con el campo de velocidades expresado por la ecuación (1), será:

$$\Sigma_D = \int_{\xi}^1 \sigma_e \partial \dot{\epsilon}' / \partial \dot{\epsilon}' \, d\lambda \quad (6)$$

Nuevamente, para el caso de un material perfectamente plástico, la ecuación anterior se convierte en:

$$\Sigma_D = \frac{2\sigma_0}{3\dot{\epsilon}'^2} \left((\dot{\epsilon}_v^2 + (3\dot{\epsilon}'/2)^2)^{1/2} - (\dot{\epsilon}_v^2 + \xi^2 (3\dot{\epsilon}'/2)^2)^{1/2} \right) \quad (7)$$

Las expresiones anteriores son válidas en rigor sólo cuando las componentes de inercia son despreciables. En un caso dinámico como el que nos ocupa, es necesario sin embargo tomar en cuenta apropiadamente dichos efectos. Así, podemos evaluar el término resistente asociado a los términos de inercia simplemente como [15]:

$$\Sigma_{VI} = \rho \int a \cdot \partial v / \partial \dot{\epsilon}_v \, dV \quad (8)$$

para la componente volumétrica y como:

$$\Sigma_{DI} = \rho \int a \cdot \partial v / \partial \dot{\epsilon}' \, dV \quad (9)$$

para la componente desviadora. En las ecuaciones anteriores a y v corresponden a los vectores de aceleración y velocidad, respectivamente. Después de algunas manipulaciones, se obtiene que [15]:

$$\Sigma_{VI} = \frac{\rho a_0^2 (1 - \xi_0)^{2/3}}{3 \xi_0^{2/3}} Q(\ddot{\xi}, \dot{\xi}, \xi) + \rho \frac{\dot{\epsilon}'^2}{4} a_0^2 \frac{(1 - \xi_0)^{2/3}}{\xi_0^{2/3} (1 - \xi)^{2/3}} (1 - \xi^{2/3}) \quad (10)$$

en que la función Q está dada por:

$$Q(\ddot{\xi}, \dot{\xi}, \xi) = \ddot{\xi} I_1(\xi) + \dot{\xi}^2 I_2(\xi) \quad (11)$$

siendo:

$$I_1(\xi) = \frac{\xi^{-1/3} - 1}{1 - \xi^{5/3}} \quad (12)$$

e:

$$I_2(\xi) = \frac{12(\xi^{-1/3} - 1) - \xi^{-4/3} + 1}{6(1 - \xi^{8/3})} \quad (13)$$

Por su parte, la contribución a las tensiones desviadoras debidas a los términos de inercia serán, en un sistema cartesiano de direcciones principales de deformación:

$$s_{ij} = \frac{\rho}{5} a_0^2 (1 - \xi^{5/3}) \frac{(1 - \xi_0)^{2/3}}{\xi_0^{2/3} (1 - \xi)^{2/3}} (\dot{\epsilon}'_j{}^2 + \dot{\epsilon}'_i{}^2 - \dot{\epsilon}'^2/2) \quad (14)$$

Así, en un estado tensional general, en que la tensión hidrostática es S_m , y las tensiones desviadoras son S_j , las ecuaciones del equilibrio dinámico serán [15]:

$$S_m = \Sigma_v + \Sigma_{VI} \quad (15)$$

para la componente hidrostática, y:

$$S_j = \frac{2}{3} \Sigma_D \frac{\dot{\epsilon}'_j}{\dot{\epsilon}'^2} + s_{ij} \quad (16)$$

para las componentes desviadoras.

En la referencia [15] se han deducido expresiones particulares para Σ_v y Σ_D , para el caso en que el material obedece a diversas formas de comportamiento viscoso que, dada su complejidad, no se incluyen aquí.

Así, las ecuaciones (15) y (16) pueden ser incorporadas en un código computacional con el fin de seguir el incremento que experimenta la porosidad en el material cuando éste es sometido a elevadas tensiones de tracción. El procedimiento en particular se ha descrito en la referencia [15].

3. EXPERIMENTACION.

En esta Sección se describen los resultados de la

experimentación en chapas metálicas de aluminio y cobre. Dichas probetas fueron sometidas a carga por explosión en la manera indicada en la Figura 1. Entre el explosivo y la chapa se situó una placa intermedia cuyo objetivo era controlar la magnitud máxima del pulso que en definitiva actuaba sobre la chapa metálica en cuestión. De este modo, con una misma altura de carga del explosivo era posible obtener pulsos de carga de diferente magnitud, variando simplemente el espesor de la placa intermedia. Las probetas metálicas consistían en discos de 100 mm de diámetro y 20 mm de espesor. La sección sobre la que se aplicaba la carga era un círculo de 30 mm de diámetro centrado sobre el eje de simetría de la probeta. Durante las experiencias se situaron sensores de presión en la superficie de la sección sobre la que se aplicaba la carga por explosión. De este modo, fue posible determinar la presión máxima ejercida sobre el área atacada por la explosión, en función de la distancia al eje de simetría. El tiempo necesario para alcanzar el máximo valor de la presión era de a lo sumo 1.0 μ s, y dependía de la distancia al eje de simetría. Después de alcanzado dicho valor, la descarga se producía con bastante rapidez, de una manera aproximadamente exponencial.

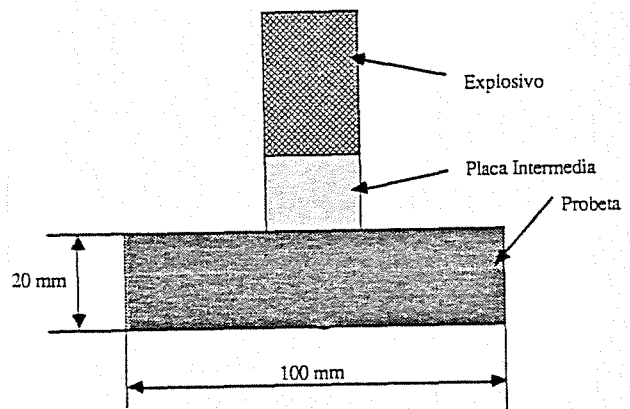


Figura 1. Esquema de la configuración de carga empleada en las experiencias de carga por explosión.

En la Figura 2 se muestra una macrografía con el aspecto que muestra una probeta de aluminio sometida a una presión máxima de carga de 12.4 GPa, después de realizada la experiencia. En ella pueden apreciarse indicios de rotura múltiple por ondas de tensión. También puede verse que el labio inferior originado por la rotura de la placa tiene un espesor promedio de unos 4 mm, y un ancho aproximado de unos 40 mm. Además, en la Figura 3 se muestra la micrografía correspondiente al caso en que la probeta de aluminio fue sometida a una presión máxima de 10.2 GPa. En ella puede apreciarse que la rotura se ha producido de una manera bastante limpia, y según un único plano de rotura. El labio inferior debido a la rotura de la placa tiene en este caso un espesor aproximado de 3.6 mm, y un ancho de unos 31 mm. En la Figura 4 se muestra una micrografía del caso en que la probeta de aluminio fue sometida a una presión máxima de 8.4 GPa. En ella es aún más claro que la rotura se inicia a lo largo de un único plano bien definido. En este último caso el labio inferior ocasionado por la rotura tiene un espesor promedio de unos 3 mm, y un ancho de unos 30 mm, aproximadamente.

En la Figura 5 se muestra un aspecto que presenta la microestructura de una probeta de aluminio después de haber sido sometida a una presión máxima de 6.0 GPa. En ella se aprecia una serie de grandes cavidades que parecen haber progresado ya sea por crecimiento o por

coalescencia con otras cavidades más pequeñas, junto a un gran número de microcavidades más pequeñas las que, dado su pequeño tamaño, parecen ser el resultado de un proceso de nucleación.

Por otra parte, en la Figura 6 se muestra el aspecto que ofrece una probeta de cobre, después de haber sido sometida a una presión de carga máxima, por efecto de la explosión, de 10.0 GPa. En ella se ve que el espesor del labio ocasionado por la rotura de la probeta tiene un espesor promedio de unos 4 mm, y un ancho aproximado de 49 mm. También se verificó por inspección microscópica que en este caso la rotura parecía proceder por un mecanismo de nucleación, crecimiento y coalescencia de cavidades.

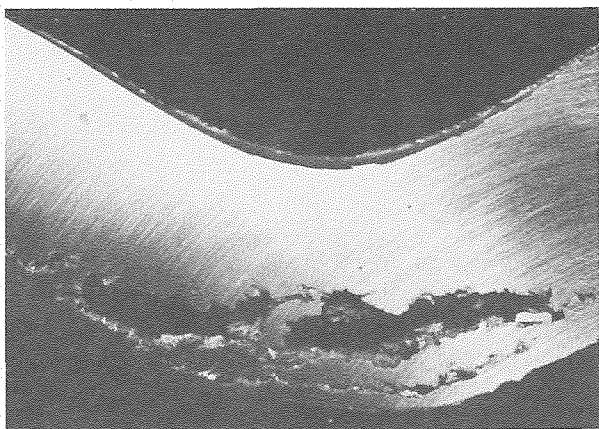


Figura 2. Aspecto que ofrece la probeta de aluminio, tras haber sido sometida a una presión máxima de carga de 12.4 GPa (2x, amplificada en un 12%).

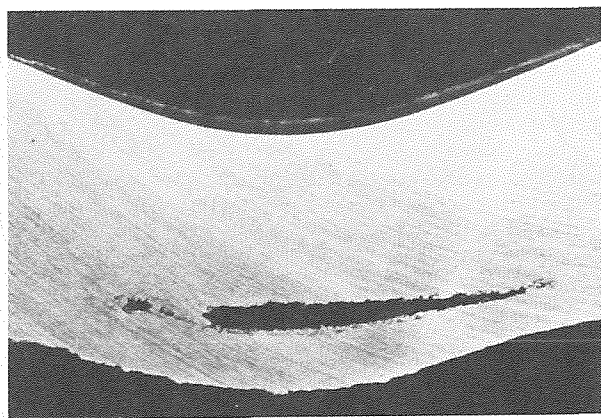


Figura 3. Aspecto que ofrece la probeta de aluminio, tras haber sido sometida a una presión máxima de carga de 10.2 GPa (2x, amplificada en un 13%).

4. ANALISIS NUMERICO.

Las ecuaciones constitutivas presentadas en la Sección 2 fueron implementadas en un código de ordenador basado en un esquema de diferencias finitas con integración explícita en el tiempo. La formulación utilizada admitía la dependencia de la tensión de fluencia con la velocidad de deformación. Los detalles se han descrito en la Referencia [15], por lo que sólo nos centraremos en los aspectos más importantes. La modelización se efectuó en condiciones de simetría axial, empleando una malla compuesta de 986

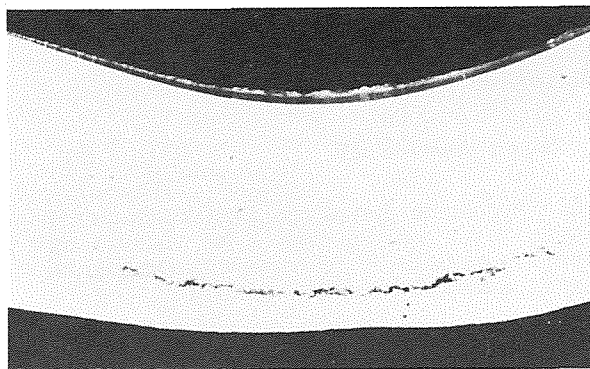


Figura 4. Aspecto que ofrece la probeta de aluminio, tras haber sido sometida a una presión máxima de carga de 8.4 GPa (2x, amplificada en un 12%).

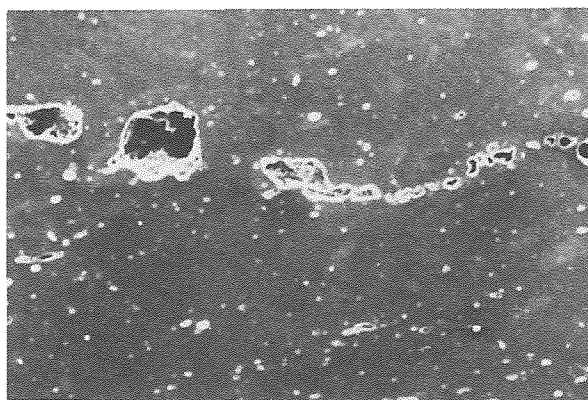


Figura 5. Aspecto de la microestructura del aluminio después de haber sido sometida la probeta a una presión máxima de 6.0 GPa, en la que se aprecian cavidades relativamente grandes (40.8x, amplificada en un 4%).

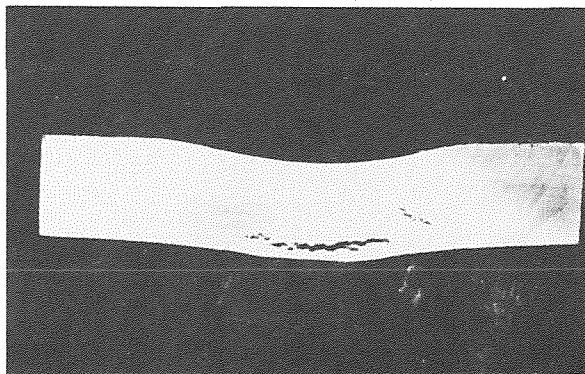


Figura 6. Aspecto que ofrece la probeta de cobre, tras haber sido sometida a una presión máxima de carga de 10.0 GPa (0.75x, amplificada en un 17%).

nodos y 924 cuadriláteros que representaban la mitad del plano diametral de la probeta, esto es, una región de 50 mm de radio y 20 mm de altura. La presión debida a la acción del explosivo fue considerada en forma de cargas puntuales aplicadas sobre los nodos de la parte superior de la malla, y dentro de una distancia de 15 mm del eje de simetría, de acuerdo con las condiciones de carga experimental. El análisis numérico se prolongó hasta los 7.0 μ s en el caso del aluminio, y hasta los 10.0 μ s en el caso del cobre, tiempos para los cuales el daño microestructural ocasionado por el paso de las ondas de

tensión ya se había completado.

En la Figura 7 se muestra la malla deformada correspondiente a una probeta de aluminio cuando ha sido sometida a una presión de carga máxima de 6.0 GPa, para un tiempo de 7.0 μ s, en el cual se muestran las isolíneas de porosidad del material correspondientes a tal tiempo. Estos permiten apreciar una gran zona en que la porosidad ha excedido un valor de 0.05, llegando incluso a alcanzarse valores del orden de 0.15 en una pequeña zona cerca del eje de simetría. En la Figura 8 se aprecia, por su parte, la configuración deformada para una probeta de aluminio cuando la presión máxima de carga es de 8.4 GPa. En ellas puede apreciarse un fuerte incremento del tamaño de la zona dañada respecto del caso de la Figura 7. Sin embargo, los valores máximos de porosidad que se alcanzan son similares a los de aquel caso. Igual cosa se aprecia en la Figura 9, para el caso de una presión máxima de carga de 10.2 GPa, en que la zona dañada también aumenta notoriamente en tamaño, aunque los valores máximos de porosidad no aumentan demasiado. No obstante, en la Figura 10, que corresponde a una presión máxima de 12.4 GPa, se observa para un tiempo de 7.0 μ s un apreciable aumento del máximo valor de la porosidad, como asimismo un importante deterioro estructural de la probeta en la zona en cuestión. De hecho, en dicha Figura se manifiesta una clara tendencia a la aparición de dos máximos de porosidad, sugiriendo la presencia de rotura múltiple por ondas de tensión. Este hecho está en acuerdo cualitativo con las observaciones experimentales.

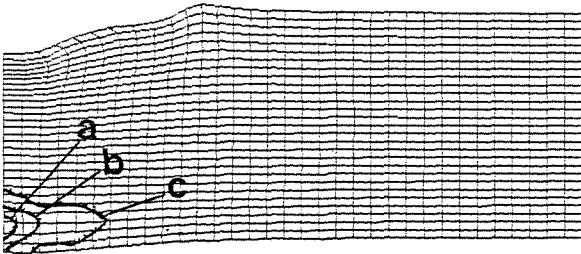


Figura 7. Configuración de la malla deformada para un tiempo de 7.0 μ s, correspondiente al caso de una probeta de aluminio sometida a una presión máxima de 6.0 GPa. Las isolíneas de porosidad corresponden a valores de: a) 0.15; b) 0.10 y c) 0.05.

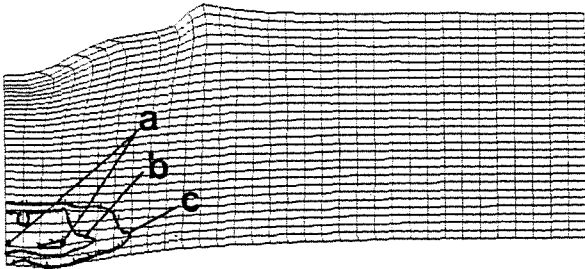


Figura 8. Configuración de la malla deformada para un tiempo de 7.0 μ s, correspondiente al caso de una probeta de aluminio sometida a una presión máxima de 8.4 GPa. Las isolíneas de porosidad corresponden a valores de: a) 0.15; b) 0.10 y c) 0.05.

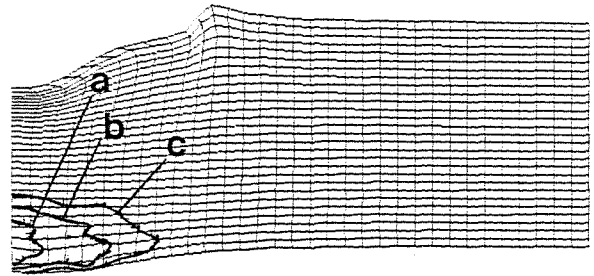


Figura 9. Configuración de la malla deformada para un tiempo de 7.0 μ s, correspondiente al caso de una probeta de aluminio sometida a una presión máxima de 10.2 GPa. Las isolíneas de porosidad corresponden a valores de: a) 0.15; b) 0.10 y c) 0.05.

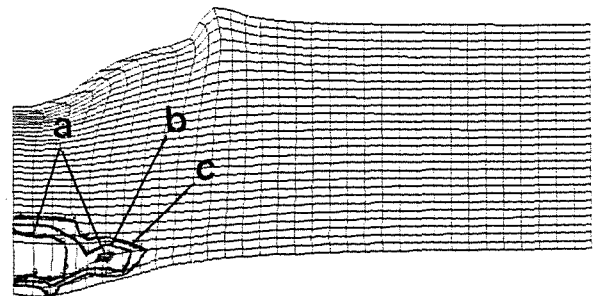


Figura 10. Configuración de la malla deformada para un tiempo de 7.0 μ s, correspondiente al caso de una probeta de aluminio sometida a una presión máxima de 12.4 GPa. Las isolíneas de porosidad corresponden a valores de: a) 0.20; b) 0.15 y c) 0.10.

Por último, en la Figura 11 se muestra la malla deformada y las correspondientes isolíneas de porosidad correspondientes a la probeta de cobre sometida a una presión máxima de 10.0 GPa, para un tiempo de 10.0 μ s después de iniciado el proceso de carga. En ella se aprecia que la porosidad ha alcanzado valores mayores que 0.1 en una región de apreciable tamaño, con un valor máximo de 0.3 cerca del eje de simetría, lo cual implica un daño de muy importante magnitud en esta última zona.

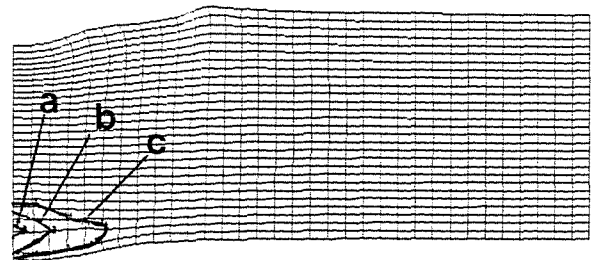


Figura 11. Configuración de la malla deformada para un tiempo de 10.0 μ s, correspondiente al caso de una probeta de cobre sometida a una presión máxima de 10.0 GPa. Las isolíneas de porosidad corresponden a valores de: a) 0.3; b) 0.2 y c) 0.1.

5. DISCUSION.

Las experiencias de carga por explosión realizadas en probetas de aluminio y cobre pusieron de manifiesto que en ellas la rotura dinámica por ondas de tensión es un fenómeno que transcurre efectivamente por la nucleación, el crecimiento y la coalescencia de cavidades que pueden considerarse como esféricas a efectos del análisis del problema.

En primer lugar, puede apreciarse en las Figuras 2, 3 y 4 que la rotura dinámica por ondas de tensión en los casos estudiados se desarrolla a lo largo de una angosta zona, casi asimilable a un plano de rotura. Observaciones más detalladas del plano de rotura para el caso de una presión máxima de carga de 10.8 GPa han puesto de manifiesto que la apertura del plano de rotura después de la experiencia es del orden de 200 μm [15]. Además, el contorno de labio superior no es, por lo general, el contorno negativo del labio inferior, sino que con frecuencia tiene concavidad contraria, signo claro de que se ha producido coalescencia de microcavidades. Igualmente, se han apreciado señas inequívocas de que algunas cavidades, han ido "devorando" a cavidades más pequeñas durante su crecimiento. Además, se ha apreciado en algunos casos, la tendencia de las cavidades a concentrarse a lo largo de ciertas superficies que podrían corresponder a bordes de grano, para desarrollar un plano de rotura a lo largo de ellas. Sin embargo, la nucleación de nuevas cavidades no parece tener un sitio preferente para manifestarse, lo cual indicaría que dicho fenómeno podría verse favorecido ya sea por la presencia de inclusiones o por heterogeneidades submicroscópicas del material. Además, queda claro que la contribución de la nucleación a la porosidad global del material tiene cierta importancia.

A pesar de que en el modelo de crecimiento dinámico de las microcavidades implementado en el código de ordenador no se ha incluido el efecto de la nucleación y de la coalescencia de cavidades, puede verse que las predicciones numéricas acerca de las zonas en que se produce la rotura se ajustan bastante bien a las observaciones experimentales correspondientes. Naturalmente, puesto que el modelo considerado no toma en cuenta el efecto de coalescencia de cavidades, las predicciones numéricas deben limitarse a las etapas iniciales de la rotura. En líneas generales, podemos decir que la simulación numérica tiende a predecir una zona dañada que coincide aproximadamente en posición y tamaño con la rotura observada experimentalmente. No obstante, las zonas dañadas predichas por el cálculo numérico tienden a ser más anchas y más cortas que su contrapartida experimental. Este fenómeno puede relacionarse con el hecho de que en el desarrollo del plano de rotura, intervienen fenómenos no considerados en el modelo presentado en este trabajo, cual es el caso de la nucleación y coalescencia de cavidades, y de la presencia de planos preferenciales en los que la rotura se ve favorecida. Algunos de estos problemas han sido abordados en la Referencia [15].

En conclusión, podemos decir que, aunque las predicciones numéricas guardan cierto grado de acuerdo con la experimentación, su capacidad predictiva se ve limitada por el hecho de que el modelo de rotura sólo considera el efecto de crecimiento de las cavidades. Se espera que al tomar en cuenta también los efectos de coalescencia y nucleación de microcavidades, como asimismo el de la existencia de planos privilegiados para la rotura, tales como los bordes de grano, se podría obtener aún un mejor grado de acuerdo con los resultados experimentales.

6. REFERENCIAS.

- 1) L. Davison y A.L. Stevens (1972), "Continuum Measure of Spall Damage", *J. Appl. Phys.*, **43**, pp.988-994.
- 2) L. Davison y A.L. Stevens (1973), "Thermo-mechanical Constitution of Elastic Bodies", *J. Appl. Phys.*, **44**, p.668-674.
- 3) L. Davison, A.L. Stevens y M.E. Kipp (1977), "Theory of Spall Damage Accumulation in Ductile Metals", *J. Mech. Phys. Solids*, **25**, pp.11-28.
- 4) D.R. Curran, L. Seaman y D. Shockey (1977), "Dynamic Failure in Solids", *Physics Today*, **30**, pp.46-55.
- 5) L. Seaman, D.R. Curran y D.A. Shockey (1976), "Computational Models for Ductile and Brittle Fracture", *J. Appl. Phys.*, **47**, pp.4814-4826.
- 6) D.R. Curran, L. Seaman y D.A. Shockey (1987), "Dynamic Failure of Solids", *Physics Reports*, **147**, pp.254-388.
- 7) L. Seaman, D.R. Curran y W.J. Murri (1985), "A Continuum Model for Dynamic Tensile Microfracture and Fragmentation", *J. Appl. Mech.*, **52**, pp.593-600.
- 8) D.C. Ehrlich, L. Seaman y D.A. Shockey (1977), "Development and Application of a Computational Shear Band Model", SRI Report, Project PYU 5084.
- 9) J.N. Johnson (1981), "Dynamic Fracture and Spallation in Ductile Solids", *J. Appl. Phys.*, **52**, pp.2812-2825.
- 10) M.M. Carroll y A.C. Holt (1972), "Static and Dynamic Pore Collapse Relations for Ductile Porous Materials", *J. Appl. Phys.*, **43**, pp.1626-1636.
- 11) J. S. Rinehart (1951), "Some Quantitative Data Bearing on the Scabbing of Metals Under Explosive Attack", *J. Appl. Phys.*, **22**, pp.555-560.
- 12) J. S. Rinehart (1952), "Scabbing of Metals Under Explosive Attack: Multiple Scabbing", *J. Appl. Phys.*, **23**, pp.1229-1233.
- 13) M.A. Meyers y C.T. Aimone (1983), "Dynamic Fracture (Spalling) of Metals", *Progress Mat. Sci.*, **28**, pp.1-96.
- 14) S. Cochran y D. Banner (1977), *J. Appl. Phys.*, "Spall Studies in Uranium", *J. Appl. Phys.*, **48**, pp.2729-2737.
- 15) R. Cortés (1989), "Modelización de la Fractura y el Comportamiento Mecánico de Materiales Metálicos a Altas Velocidades de Deformación", Tesis Doctoral, Universidad Politécnica de Madrid.
- 16) A.L. Gurson (1977), "Continuum Theory of Ductile Rupture by Void Nucleation and Growth: Part I - Yield Criteria and Flow Rules for Porous Ductile Media", *J. Engng. Mater. Technol.*, **99**, pp.2-15.