

Comportement dynamique des matériaux ductiles. Modèle d'endommagement élasto-viscoplastique et simulation numérique du test d'impact de plaques

Christophe Czarnota¹, Nicolas Jacques², Sébastien Mercier¹, Alain Molinari¹

¹Laboratoire de Physique et Mécanique des Matériaux
Université Paul Verlaine - Metz
Ile du Saulcy 57045 Metz Cedex
czarnota@lpmm.univ-metz.fr

²Laboratoire des structures navales
ENSIETA
2 rue François Verney 29806 Brest Cedex

Résumé :

La rupture ductile des matériaux métalliques est un processus se déroulant en trois étapes : la nucléation, la croissance et la coalescence de vides. Aux grandes vitesses de sollicitation, les effets de micro-inertie, engendrés par la croissance rapide des cavités, influencent le comportement macroscopique du matériau. Nous proposons dans un premier temps un modèle d'endommagement dynamique par nucléation et croissance de vides, basé sur une approche d'homogénéisation (Molinari et Mercier (2001)). Ce modèle tient compte du comportement élasto-viscoplastique du matériau et est une extension des travaux précédents de Czarnota et al. (2006). Dans un second temps, le modèle est implanté dans le code de calculs par éléments finis Abaqus/Explicit via un sous-programme utilisateur Vumat. Les résultats de simulations numériques du test d'impact de plaques révèlent une bonne concordance avec les données expérimentales sur le tantale obtenues par Roy (2003) et permettent d'interpréter finement les expériences.

Abstract :

Ductile fracture is a three stages process: nucleation, growth and coalescence of voids. For high strain rate loadings, micro-inertia effects inherited from the rapid growth of micro-voids have an influence on the overall behaviour. In the present contribution, we propose a model of dynamic damage based on void nucleation and growth, established using homogenization procedure (Molinari et Mercier (2001)). The elastic-viscoplastic behaviour of the matrix material is taken into account in this modelling which is an extension of a previous contribution of Czarnota et al. (2006). The model is implemented into a finite element code Abaqus/Explicit via a user subroutine Vumat. Plate impact tests are simulated. A good accuracy is observed when computed results are compared to experimental data on tantalum material obtained by Roy (2003).

Mots-clefs :

micro-inertie ; écaillage ; simulation numérique

1 Introduction

La rupture ductile des matériaux métalliques soumis à des conditions extrêmes de chargement (grandes vitesses de sollicitations pour des temps de chargement très courts) est gouvernée par un processus se déroulant en trois étapes : la nucléation, la croissance et la coalescence de micro-cavités. Dans des conditions particulières de chargement, la rupture peut intervenir par apparition d'une fissure au cœur même du matériau, résultat

de la coalescence des micro-vides. Ce phénomène d'écaillage est rencontré dans le test d'impact de plaques, voir Antoun *et al.* (2003).

Nous présentons un nouveau modèle d'endommagement ductile dynamique dérivé des travaux de Czarnota *et al.* (2006), qui tient compte du comportement élasto-viscoplastique du matériau. Dans ce travail, le matériau considéré est initialement sain et l'étape de nucléation est prise en compte par une description statistique de pressions de nucléation. Une fois le vide nucléé, sa croissance est gouvernée principalement par les effets de micro-inertie. Pour les matériaux ductiles étudiés, la phase de coalescence se fait par empiètement géométrique et se traduit en terme de porosité critique. Le modèle est ensuite implanté dans le code de calculs par éléments finis Abaqus/Explicit. Les résultats de simulations numériques du test d'impact de plaques sont confrontés aux données expérimentales de Roy (2003) sur le tantale.

2 Equations générales

Le tenseur des vitesses de déformation \underline{d} se décompose en une partie élastique, notée \underline{d}^e , et une partie d'origine viscoplastique notée \underline{d}^{vp} :

$$\underline{d}' = \underline{d}^{e'} + \underline{d}^{vp'} \quad \text{et} \quad d_m = d_m^e + d_m^{vp}, \quad (1)$$

où $(\cdot)'$ désigne le déviateur et $(\cdot)_m$ la partie sphérique du tenseur de second ordre (\cdot) . Dans l'équation (1), d_m^{vp} est non nul en raison de la croissance des vides. L'endommagement conduit à la dégradation des propriétés mécaniques du matériau. En particulier, les modules élastiques sont pris dépendants de la porosité. Les modules de compressibilité K et de cisaillement G sont donnés par, voir Mackenzie (1950) :

$$K = K_o \frac{4G_o(1-f)}{4G_o + 3K_o f} \quad G = G_o(1-f) \left(1 - \frac{6K_o + 12G_o}{9K_o + 8G_o} f \right), \quad (2)$$

où K_o et G_o sont les modules élastiques du matériau sain, f est la porosité. Le comportement élastique isotrope est décrit par une loi hypoélastique :

$$\underline{\tilde{\sigma}}' = 2G\underline{d}^{e'} + \frac{\dot{G}}{G}\underline{\sigma}' \quad \text{et} \quad \dot{p} = 3K d_m^e + \frac{\dot{K}}{K}p, \quad (3)$$

où $\underline{\tilde{\sigma}}'$ est une dérivée objective du déviateur du tenseur des contraintes $\underline{\sigma}'$ (dérivée de Jaumann ou de Green-Naghdi par exemple) et \dot{p} la dérivée temporelle de la partie sphérique du tenseur des contraintes $p = \text{tr}(\underline{\sigma})/3$.

2.1 Partie déviatorique

Le comportement plastique de la matrice est écrouissable et sensible à la vitesse de déformation. La limite d'écoulement σ_y est alors donnée par la relation suivante :

$$\sigma_y = k(d_o + d_{eq})^m (\epsilon_o + \epsilon_{eq})^n \quad (4)$$

où ϵ_o et d_o sont des déformation et vitesse de déformation plastiques de référence. k est un paramètre d'ajustement du niveau de la limite d'écoulement. n et m sont les coefficients d'écrouissage et de sensibilité à la vitesse de déformation. $d_{eq} = \sqrt{\frac{2}{3}(\underline{d}^{vp'} : \underline{d}^{vp'})}$ est la vitesse de déformation plastique équivalente et $\epsilon_{eq} = \int d_{eq} dt$ la déformation plastique

cumulée. $(:)$ désigne le produit doublement contracté. Soulignons que pour les vitesses d'impact considérées dans cette étude, les effets de température peuvent être négligés. La surface de plasticité Φ fait intervenir l'endommagement de la matrice, voir Eftis *et al.* (1991):

$$\Phi = \frac{\sigma_{eq}}{1 - (f/f_c)^{0,5}} - \sigma_y(d_{eq}, \epsilon_{eq}) \quad (5)$$

Dans l'équation (5), f_c désigne la porosité critique à partir de laquelle la rupture est effective. En cas de charge plastique, la loi de normalité fournit la relation entre le déviateur du tenseur des vitesses de déformation viscoplastiques $\underline{d}^{vp'}$ et le déviateur du tenseur des contraintes de Cauchy :

$$\underline{d}^{vp'} = \frac{3}{2} d_{eq} \frac{\underline{\sigma}'}{\sigma_{eq}} \quad (6)$$

où $\sigma_{eq} = \sqrt{\frac{3}{2}(\underline{\sigma}' : \underline{\sigma}')}$ est la contrainte équivalente. Dans le cas d'un matériau sain ($f = 0$), les équations (5) et (6) redonnent le modèle de plasticité de von Mises.

2.2 Partie sphérique - Croissance de vides

Le matériau étudié ne contient initialement aucune cavité. Cependant, des sites potentiels de nucléation sont répartis dans la matrice. Les pressions de cavitation peuvent varier d'un site à un autre en raison notamment des hétérogénéités microstructurales ou encore des champs de contraintes internes. La répartition des pressions de nucléation p_c est décrite par la densité de probabilité de Weibull :

$$W(p_c) = \frac{\beta_w}{\eta_w} \left(\frac{p_c - p_{oc}}{\eta_w} \right)^{\beta_w - 1} \exp \left[- \left(\frac{p_c - p_{oc}}{\eta_w} \right)^{\beta_w} \right], \quad \text{pour } p_c \geq p_{oc} \quad (7)$$

où η_w et β_w sont respectivement les paramètres d'échelle et de forme de la distribution. p_{oc} est la valeur minimale de pression de nucléation; Au-dessous de cette valeur, aucun site n'est activé et le matériau reste sain.

La distribution (7) est discrétisée en N_F familles distinctes, chacune identifiée par une pression de nucléation et une fréquence d'apparition. Lorsque la pression appliquée vient à dépasser la valeur de la pression de nucléation p_{c_i} d'un site i donné, un vide apparaît et commence à croître par déformation plastique de la matrice. Soit a_i son rayon actuel. Afin de tenir compte de la présence de nombreux micro-vides, localement, le vide de rayon a_i se trouve entouré d'une matrice saine finie de rayon actuel noté b_i . La cellule élémentaire dans notre analyse est alors identifiée à une sphère creuse (rayons intérieur a_i , extérieur b_i). Comme dans Czarnota *et al.* (2006), l'évolution du vide est gouvernée par la relation suivante :

$$p_i = p_i^{lim} + \rho \left\{ a_i \ddot{a}_i \left(1 - f_i^{1/3} \right) + \frac{3}{2} \dot{a}_i^2 \left(1 - \frac{4}{3} f_i^{1/3} + \frac{1}{3} f_i^{4/3} \right) \right\}, \quad (8)$$

avec

$$p_i^{lim} = \min(p_{c_i}, p_{G_i}). \quad (9)$$

où $f_i = (a_i^3/b_i^3)$ désigne la porosité de la cellule élémentaire. L'incompressibilité de la matrice conduit à :

$$\dot{f}_i = 3(1 - f_i) f_i \frac{\dot{a}_i}{a_i} = 3(1 - f_i) \frac{\dot{b}_i}{b_i}. \quad (10)$$

La relation (8), avec $p_i^{lim} = p_{G_i}$, dérive d'une analyse micromécanique développée pour les matériaux poreux par Molinari et Mercier (2001). La pression p_i appliquée se scinde en une contribution inertielle (terme multiplié par ρ dans l'équation (8)) et une contribution quasi-statique représentée par p_i^{lim} . A mesure que les vides évoluent, la matrice oppose une plus faible résistance à la croissance de l'endommagement. Cet aspect apparaît au travers du terme p_{G_i} dont l'expression dérive du potentiel de Gurson (1977) modifié par Tvergaard (1981) :

$$p_{G_i} = \frac{2k}{3q_2} \ln \left(\frac{1}{q_1 f_i} \right) \left\{ \epsilon_0 + \epsilon_i^{pre} + \frac{2}{3q_2} \ln \left[\frac{[1/(q_1 f_i)]^{f_i/(1-f_i)}}{1-f_i} \right] \right\}^n \dots$$

$$\dots \left\{ d_0 + \frac{2}{3q_2} \ln \left(\frac{1}{q_1 f_i} \right) \frac{f_i}{(1-f_i)^2} \right\}^m, \quad (11)$$

où q_1, q_2 sont des paramètres d'ajustement introduits par Tvergaard (1981). Dans la suite, $q_1 = 1, q_2 = 1,25$. Plusieurs schémas d'homogénéisation ont été envisagés. Dans ce travail, nous supposons que le chargement macroscopique p coïncide avec celui appliqué à la frontière de chaque sphère creuse et donc $p_i = p$ dans l'équation (8).

3 Application à l'impact de plaques - Ecaillage du tantale

Le modèle d'endommagement dynamique est implanté dans le code de calculs par éléments finis Abaqus/Explicit (via un sous-programme utilisateur Vumat) pour simuler le test d'impact de plaques sur le tantale. Ce matériau, en raison de sa haute densité ($\rho \simeq 16600 \text{ kg/m}^3$), est particulièrement sensible aux effets micro-inertiels. Roy (2003) a observé, pour un tantale de très haute pureté, un mécanisme de coalescence par empiètement géométrique sans phénomène de localisation.

Le problème d'impact étant axisymétrique (chargement et géométrie), seule une analyse sur une section est nécessaire, voir Figure 1. Le maillage est réalisé à l'aide d'éléments quadrangles possédant un unique point d'intégration nommés *CAX4R*. Une analyse de sensibilité au maillage a été conduite et nous retiendrons pour l'ensemble des tests une taille d'éléments $25\mu\text{m} \times 75\mu\text{m}$. Lorsque la porosité globale (moyenne sur toutes les

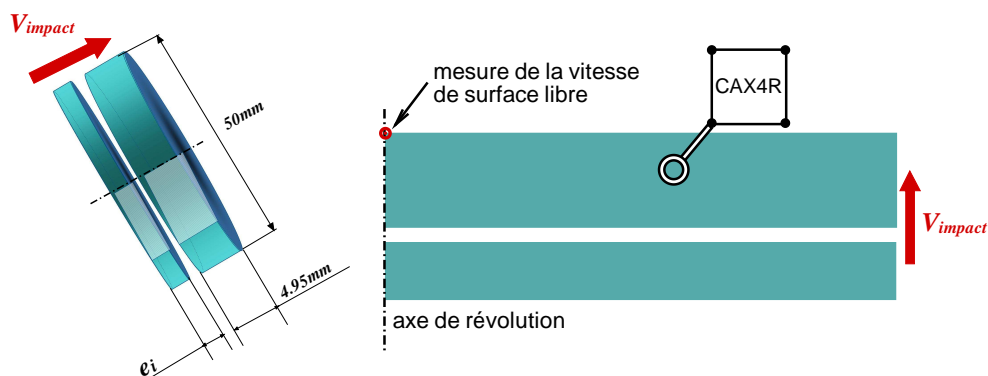


FIG. 1 – Géométrie et configuration du test d'impact de plaques. Compte tenu de la symétrie du problème, seule une section des plaques est modélisée (approche axisymétrique). Le nœud situé sur l'axe de symétrie sert à la mesure de la vitesse de surface libre de la plaque impactée.

K_0 [GPa]	G_0 [GPa]	ρ [kg.m ⁻³]	k [SI]	ε_0	n	d_0 [GPa]	m	f_c
200	68,3	16600	528	0,055	0,155	10 ⁻⁴	0,058	0,30

TAB. 1 – Paramètres utilisés pour décrire le comportement du tantale.

p_{oc} [GPa]	β_w	η_w [GPa]
3	2	51,19

TAB. 2 – Paramètres relatifs à la distribution des sites potentiels de nucléation dans le tantale.

cellules élémentaires) atteint la valeur critique $f_c = 0,30$ (estimée sur la base de mesures expérimentales, Roy (2003)), l'élément est numériquement supprimé.

Dans le but de confronter les résultats de simulations numériques à ceux obtenus expérimentalement, les géométries et vitesses d'impact sélectionnées correspondent à celles utilisées dans les travaux de Roy (2003). Nous considérons plusieurs vitesses d'impact, $V_{impact} = 207, 303, 306, 307, 415$ m/s et trois épaisseurs de projectile, $e_i = 2, 3, 4$ mm. La cible est de dimension constante (diamètre 50 mm, épaisseur 4.95 mm), voir Figure 1. L'effet de la vitesse d'impact est illustré sur la Figure 2(a). L'épaisseur de l'impacteur est $e_i = 3$ mm et trois vitesses d'impact $V_{impact} = 212, 306, 412$ m/s sont considérées. Le saut de vitesse, correspondant à la différence entre V_{impact} et la vitesse minimale (réaccélération de la face arrière aux alentours de 3 μ s sur la Figure 2(a)), est approximativement identique pour les trois vitesses considérées. Cette observation expérimentale

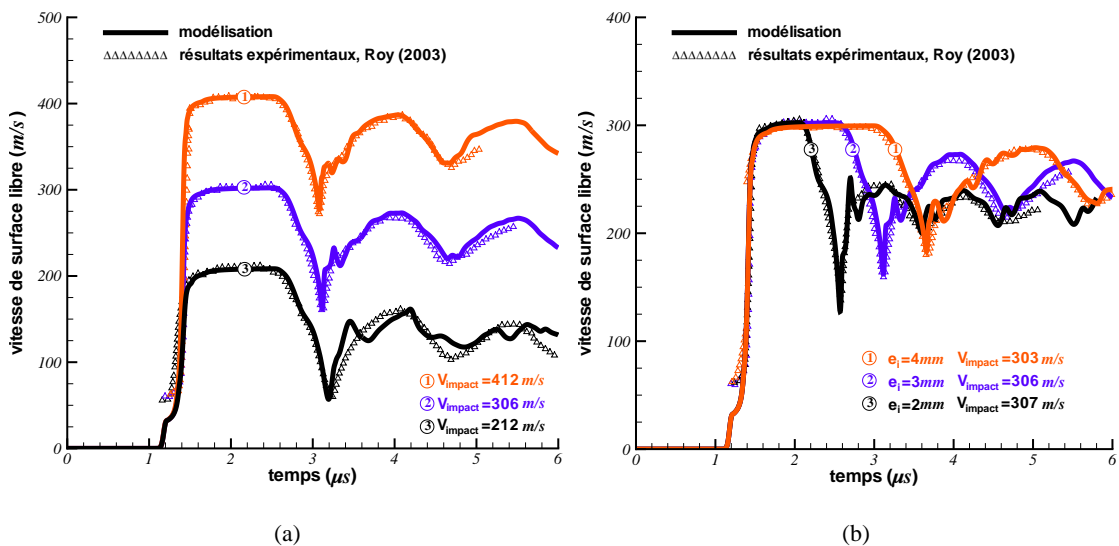


FIG. 2 – Comparaison de la modélisation et des résultats expérimentaux de Roy (2003) sur le tantale pour les profils de vitesses en surface libre. La configuration des tests est définie sur la Figure 1. Effet de la vitesse d'impact (a) pour une épaisseur de cible constante $e_i = 3$ mm, et de l'épaisseur (b) pour une vitesse d'impact $V_{impact} \simeq 300$ m/s.

est parfaitement restituée par les simulations. La période des oscillations après le saut de vitesse est également bien estimée. Un très bon accord est observé pour les grandes vitesses $V_{impact} = 306$ et $412m/s$. On montre que le pic lié à la réaccélération de la face arrière a pour origine le début de la croissance rapide de l'endommagement dans le plan d'écaillage. La porosité atteinte à cet instant restant limitée, l'écaillage (i.e. $f = f_c$) se produit alors plus tardivement. Il s'observe sur la vitesse de surface libre aux alentours de $4\mu s$ lorsque $V_{impact} = 306m/s$.

L'effet de l'épaisseur de l'impacteur est à présent analysé sur la Figure 2(b). L'épaisseur de l'impacteur varie de $e_i = 2mm$ à $e_i = 4mm$. La vitesse d'impact est d'environ $306m/s$. La durée du maintien du signal de vitesse à l'amplitude V_{impact} est liée à l'épaisseur de l'impacteur et est plus grande pour l'épaisseur $e_i = 4mm$. Les résultats obtenus sont en très bon accord avec les expériences : l'augmentation du saut de vitesse lorsque l'épaisseur diminue est bien retrouvée. Soulignons que les paramètres, pour la plupart identifiés à partir de résultats expérimentaux, sont identiques pour toutes les configurations d'essai considérées.

4 Conclusion

Ce travail porte sur la modélisation élasto-viscoplastique de l'endommagement dynamique ductile par nucléation et croissance de vides avec effets micro inertiel. Le nouveau modèle, implanté dans le code de calculs par éléments finis Abaqus/Explicit, permet de retrouver avec précision des résultats expérimentaux de tests d'écaillage sur le tantale.

Références

- Antoun, T., Seaman, L., Curran, D., Kanel, G.I., Razorenov, S.V., Utkin, A.V. 2003 Spall Fracture (ed. Springer-Verlag)
- Czarnota, C., Mercier, S., Molinari, A. 2006 Modelling of nucleation and void growth in dynamic pressure loading, application to spall test on tantalum. *Int. J. Fract.* **141** 177-194
- Eftis, J., Nemes, J.A., Randles, P.W. 1991 Viscoplastic analysis of plate-impact spallation. *Int. J. Plast.* **7** 15-39
- Gurson, A.L. 1977 Continuum theory of ductile rupture by void nucleation and growth: Part I - Yield criteria and flow rules for porous ductile media *J. Eng. Mater. Technol.* **99** 2-15
- Mackenzie, J.K. 1950 The elastic constants of a solid containing spherical holes. *Proc. Phys. Soc.* **63** 2-11
- Meyers, M.A. 1994 Dynamic behavior of materials (ed. John Wiley & Sons), 1994
- Molinari, A., Mercier, S. 2001 Micromechanical modelling of porous materials under dynamic loading. *J. Mech. Phys. Solids* **49** 1497-1516
- Roy, G. 2003 Vers une modélisation approfondie de l'endommagement ductile dynamique. Investigation expérimentale d'une nuance de tantale et développements théoriques. *Thèse, Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aéronautique, Université de Poitiers*
- Tvergaard V. 1981 Influence of voids on shear bands instabilities under plain strain conditions *Int. J. Fract.* **17** 389-407