

Rôle de l'inertie microscopique lors de la rupture dynamique de matériaux ductiles

N. JACQUES^a, S. MERCIER^b, A. MOLINARI^b

a. LBMS, ENSTA Bretagne, 2 rue François Verny, 29806 BREST

b. LEM3, Université Paul Verlaine – Metz, CNRS, Ile du Saulcy, 57045 METZ

Résumé :

Ces travaux portent sur la modélisation de la rupture ductile de matériaux métalliques. Un modèle d'endommagement continu à base micromécanique est proposé. L'originalité de celui-ci est qu'il incorpore des effets d'inertie liés aux mouvements de matière à l'échelle de la microstructure du matériau. Ce modèle a été intégré dans un code de calculs par éléments finis. Deux configurations ont été étudiées : une éprouvette axisymétrique entaillée et une éprouvette plane avec une fissure initiale. Les simulations réalisées montrent que l'inertie microscopique peut jouer un rôle important lors de la rupture dynamique. En outre, elle induit un effet régularisant qui réduit la sensibilité au maillage lors des simulations.

Abstract :

The aim of this paper is to investigate the role of microscale inertia in dynamic ductile crack growth. A constitutive model for porous solids that account for dynamic effects due to void growth is proposed. The model has been implemented in a finite element code and simulations of crack growth in a round notched bar and in an edge cracked specimen have been performed. It is found that microscale inertia has a significant influence on crack growth. Besides, micro-inertia provides a regularizing effect and alleviates the spurious mesh dependence often observed with constitutive models involving strain-softening response.

Mots clefs : rupture dynamique, endommagement ductile, micro-inertie, localisation

1 Introduction

La rupture ductile est un processus impliquant la nucléation, la croissance et la coalescence de microcavités au sein du matériau. De nombreux travaux ont été menés pour modéliser ce phénomène, en particulier au travers du développement de modèles d'endommagement continus basés sur une approche micromécanique [1]. Parmi ces modèles, celui de Gurson est sans doute le plus connu. Cette démarche est particulièrement attractive car elle permet d'établir des relations entre le comportement macroscopique du matériau et les caractéristiques de sa microstructure. Concernant la rupture sous sollicitations dynamiques, certains auteurs ont appliqué des variantes viscoplastiques du modèle de Gurson pour simuler numériquement la propagation dynamique de fissures ductiles [2,3]. Il convient de noter que le modèle de Gurson a été établi à partir d'une technique d'homogénéisation dans laquelle le Volume Élémentaire Représentatif (VER) est supposé être en équilibre statique. Cela signifie que les effets d'inertie liés aux mouvements de matière à l'échelle de la microstructure du matériau (induits surtout par la croissance des microcavités) ne sont pas pris en compte. Dans le cas de l'écaillage (phénomène de rupture généré par la réflexion d'une onde de choc sur une surface libre), certains travaux récents indiquent que ces effets micro-inertiels jouent un rôle très important [4-6]. Dans cet article, le rôle de l'inertie microscopique lors de la propagation dynamique de fissure est étudié au travers de simulations numériques. Pour cela, un modèle d'endommagement ductile intégrant les effets micro-inertiels a été mis au point.

2 Modélisation du comportement dynamique de matériaux poreux

Dans ce paragraphe, les principaux ingrédients du modèle développé sont brièvement décrits. La modélisation s'appuie sur la méthode d'homogénéisation dynamique proposée dans [7]. Contrairement aux

techniques standards de transition d'échelle, cette approche tient compte des effets d'inertie liés aux mouvements de matières internes au VER. La contrainte macroscopique $\underline{\underline{\Sigma}}$ est définie par :

$$\underline{\underline{\Sigma}} = \underline{\underline{\Sigma}}^{sta} + \underline{\underline{\Sigma}}^{dyn} = \langle \underline{\underline{\sigma}} \rangle + \langle \rho \underline{\underline{\gamma}}_r \times \underline{\underline{x}}_r \rangle, \quad (1)$$

où $\underline{\underline{\sigma}}$ est la contrainte microscopique et ρ est la masse volumique du matériau. $\underline{\underline{x}}_r$ et $\underline{\underline{\gamma}}_r$ désignent respectivement la position et l'accélération d'un point du VER par rapport au centre de masse de ce dernier. Comme nous le voyons, deux termes contribuent au comportement macroscopique du matériau. Le premier, que nous appellerons contrainte statique $\underline{\underline{\Sigma}}^{sta}$, est lié à la réponse du matériau constitutif du VER. Le second terme, la contrainte dynamique (ou inertielle) $\underline{\underline{\Sigma}}^{dyn}$, est quant à lui dû aux effets d'inertie induits par le mouvement de la matière à l'intérieur du VER. Il est important de noter que la contrainte dynamique est liée uniquement au mouvement relatif de la matière par rapport au centre de masse du VER et pas au déplacement global de ce dernier. Dans le cas où une sphère creuse est choisie comme VER et en considérant des problèmes où la triaxialité des contraintes est suffisamment élevée, la contrainte dynamique peut être approximée par sa composante sphérique qui est donnée par :

$$P^{dyn} = \rho_0 a^2 \left[\dot{D}_m^p (f^{-1} - f^{-2/3}) + D_m^p \left(3f^{-1} - \frac{5}{2} f^{-2/3} - \frac{1}{2} f^{-2} \right) \right], \quad (2)$$

où a est le rayon de la cavité interne du motif de sphère creuse, f est la porosité et $D_m^p = \text{tr}(\underline{\underline{D}}^p)/3$ est la partie moyenne du tenseur vitesse de déformation plastique. Concernant l'équation (2), deux choses importantes sont à remarquer. Tout d'abord, la micro-inertie génère une sensibilité à la vitesse de déformation à l'échelle macroscopique tout à fait originale. En effet, la contrainte dynamique dépend non seulement de la vitesse de déformation, mais aussi de sa dérivée par rapport au temps. Deuxièmement, comme la pression dynamique dépend du rayon de la cavité, la réponse macroscopique du matériau dépend de la taille du VER (et donc des dimensions caractéristiques de la microstructure du matériau) et pas seulement de sa morphologie (ici au travers de la porosité) comme cela est généralement le cas dans les modèles d'endommagement ductile. Nous noterons que l'approche que nous proposons est aussi applicable au cas de matériaux contenant une population de cavités de tailles différentes. Dans ce cas, P^{dyn} a toujours la même forme, voir Eq. (2), mais a doit être remplacé par un rayon équivalent dépendant de la distribution statistique des tailles de vides au sein du matériau [8].

Dans l'approche développée, la partie statique du comportement du matériau est décrite à l'aide du modèle de Gurson-Tvergaard-Needleman (GTN), dont la surface d'écoulement est définie par l'expression suivante :

$$\Phi = \left(\frac{\Sigma_{eq}^{sta}}{\bar{\sigma}} \right) + 2q_1 f \cosh \left(\frac{3}{2} q_2 \frac{\Sigma_m^{sta}}{\bar{\sigma}} \right) - 1 - (q_1 f)^2. \quad (3)$$

3 Analyse des effets de l'inertie microscopique

Le modèle proposé a été intégré dans le code de calculs par élément finis ABAQUS/Explicit. Des simulations ont été menées pour deux configurations : une barre axisymétrique entaillée et une plaque préfissurée en déformation plane (Fig. 1). Les paramètres matériaux utilisés sont représentatifs d'un acier.

Afin d'évaluer l'influence de l'inertie microscopique, nous avons, en plus des simulations faites avec le modèle proposé, réalisé des calculs à l'aide d'une version élasto-viscoplastique du modèle GTN dans lequel les effets micro-inertiels sont négligés. Nous avons observé que les résultats des simulations basées sur le modèle GTN sont fortement dépendants du maillage, même si un comportement viscoplastique est considéré. A la fois le chemin de la fissure et sa vitesse de propagation sont affectés par la finesse du maillage. De plus, l'endommagement se concentre généralement dans une zone dont largeur est égale à la taille des éléments. Un comportement similaire avait été mis en évidence par Needleman et Tvergaard [9], qui ont indiqué que l'effet régularisant dû à la viscoplasticité ne parvient pas à lui seul à prévenir la dépendance pathologique au maillage lors de simulations basées sur le modèle GTN. La situation est assez différente lorsque les effets micro-inertiels sont pris en compte. Dans ce cas, la sensibilité au maillage est fortement réduite. Ceci est illustré par la Fig. 2 qui montre la répartition de porosité le long de l'axe de symétrie de l'éprouvette axisymétrique entaillée obtenue avec le modèle proposé pour plusieurs finesses de maillage (M1 et M2) et valeurs initiales du rayon moyen des vides ($a_1=5 \mu\text{m}$ et $a_1=10 \mu\text{m}$). Notons que ce paramètre influe

directement sur l'intensité des effets micro-inertiels, voir Eq. (1). Nous voyons tout d'abord que les résultats obtenus avec les deux maillages sont quasiment identiques. La prise en compte de la micro-inertie semble éviter, pour la configuration considérée, le phénomène de dépendance pathologique au maillage évoqué précédemment. Nous observons également que la largeur de la bande fortement endommagée obtenue pour $a_1=10\ \mu\text{m}$ est environ deux fois plus importante qu'avec $a_1=5\ \mu\text{m}$. Pour toutes les simulations, la porosité initiale est identique ($f_0=1.5\times 10^{-4}$). Pour cette raison, la valeur initiale de rayon des vides définit une dimension caractéristique de la microstructure du matériau. Au travers des résultats de la Fig. 2, il apparaît que le modèle que nous proposons est capable de décrire, dans le cas de sollicitations dynamiques, des effets d'échelle liés à la microstructure du matériau.

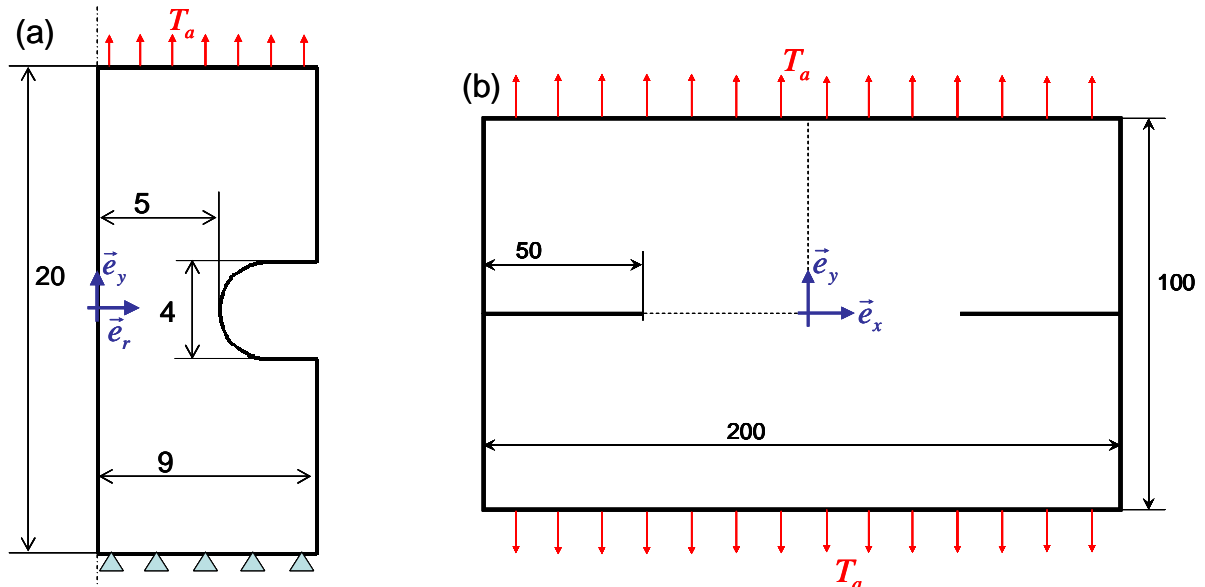


FIG. 1 – Configurations considérées dans les simulations numériques : (a) barre axisymétrique entaillée et (b) plaque préfissurée en déformation plane.

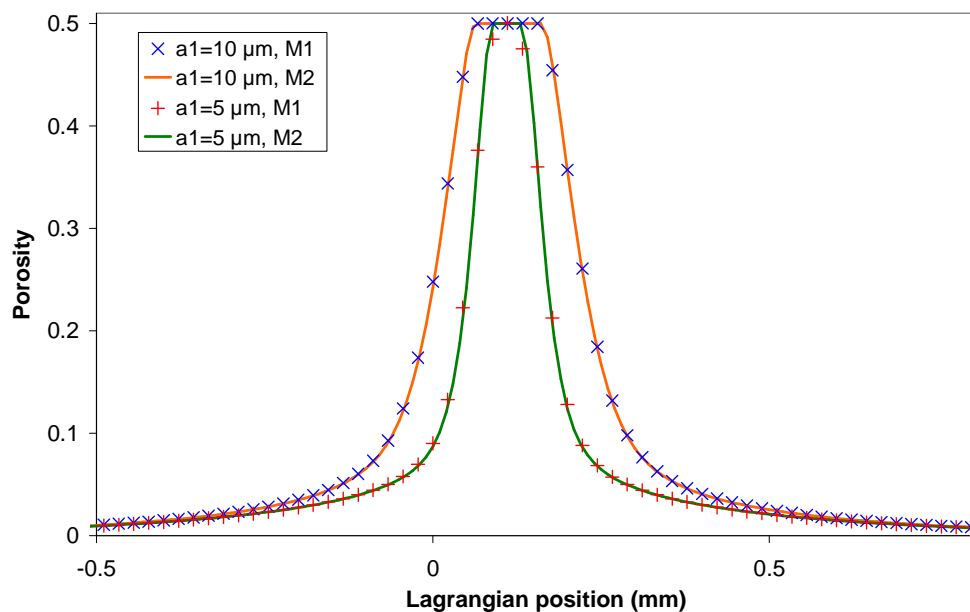


FIG. 2 – Evolution de la porosité le long de l'axe de symétrie (e_y) de l'éprouvette axisymétrique entaillée obtenue pour différents maillages (M1 et M2) et valeurs initiales du rayon moyen des vides ($a_1=5\ \mu\text{m}$ et $a_1=10\ \mu\text{m}$). Le maillage M1 (resp. M2) correspond à une taille d'éléments dans la zone centrale de l'éprouvette de $71\times 22\ \mu\text{m}^2$ (resp. $39\times 10\ \mu\text{m}^2$).

L'origine de l'effet régularisant observé est lié à la sensibilité accrue à la vitesse de déformation (et à sa dérivée temporelle) induite par l'inertie microscopique. En effet, nous avons observé que la

micro-inertie ralentit la croissance de l'endommagement dans la zone de localisation. Ce point est illustré par la Fig. 3 qui montre l'évolution temporelle de la porosité au centre de la bande fortement endommagée prédite par les différents modèles de comportement considérés dans cette étude. Dans le cas de la simulation réalisée avec le modèle GTN (sans micro-inertie), nous observons un accroissement extrêmement rapide de la porosité à $t \approx 31 \mu\text{s}$, instant correspondant à l'apparition soudaine de la bande de localisation de l'endommagement. Lorsque la micro-inertie est prise en compte, l'augmentation du niveau d'endommagement se fait beaucoup moins rapidement. Une conséquence de cela est que le phénomène de localisation de l'endommagement apparaît de manière plus progressive. Ainsi, à un instant donné, la bande de localisation est plus étendue lorsque la micro-inertie est prise en compte.

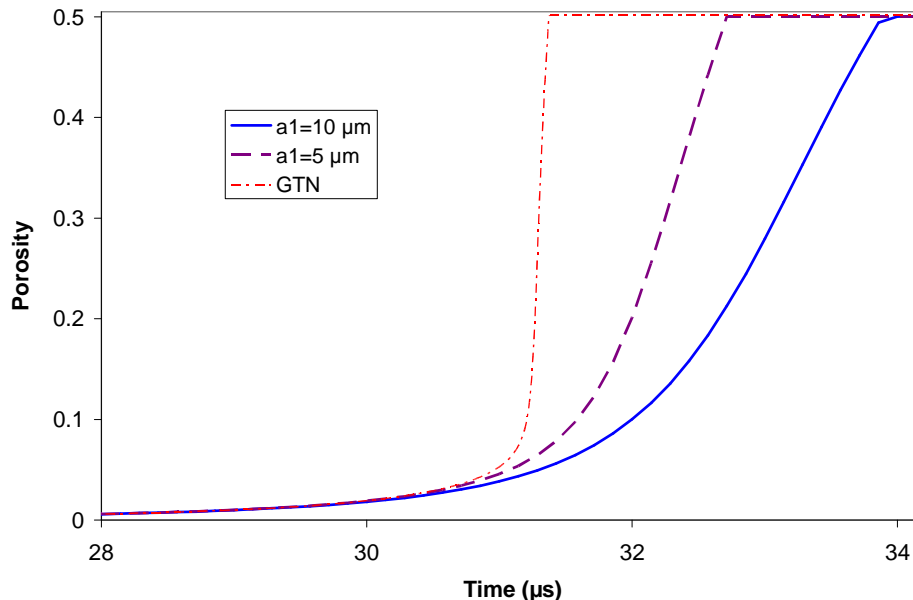


FIG. 3 – Evolution au cours du temps de la porosité au centre de la zone où l'endommagement se localise dans l'éprouvette axisymétrique entaillée.

Une influence significative de l'inertie microscopique a également été observée dans le cas de l'éprouvette préfissurée (Fig. 1-b), en particulier concernant la vitesse de propagation de fissure. La figure 4 montre l'évolution au cours du temps de l'augmentation de la longueur de fissure par rapport à sa valeur initiale, pour deux valeurs de la contrainte appliquée. Les simulations ont été menées avec le modèle GTN et celui que nous proposons pour deux valeurs du rayon initial des vides. Il apparaît clairement des simulations que l'inertie macroscopique conduit à une vitesse de propagation bien inférieure par rapport au modèle GTN. Par exemple, avec une contrainte appliquée de 1500 MPa, la vitesse moyenne de la fissure est de 145 m/s pour $a_1=5 \mu\text{m}$, de 185 m/s pour $a_1=10 \mu\text{m}$, et de 700 m/s avec le modèle GTN. Il convient néanmoins de noter à ce sujet que les vitesses de propagation prédites par le modèle GTN sont dépendantes du maillage utilisé (la vitesse augmente lorsque le maillage est raffiné) et ne sont pas des valeurs réellement objectives. Ce problème n'apparaît pas avec le modèle proposé du fait de l'effet régularisant de l'inertie microscopique (une convergence vis-à-vis du maillage est obtenue). Quoiqu'il en soit, pour un maillage donné, la vitesse de propagation de fissure est réduite lorsque la micro-inertie est prise en compte. Dans ce cas, nous observons une forte influence de la valeur du rayon initial des vides (a_1) sur la vitesse de propagation. Rappelons que pour une valeur donnée de la porosité initiale, a_1 peut être considéré comme une longueur caractéristique de la microstructure du matériau. Les résultats de la Fig. 4 nous montrent que la vitesse de propagation de fissure augmente lorsque cette longueur microstructurale diminue.

La figure 5 présente l'évolution de l'intégrale J en fonction de l'avancée de fissure (courbe J - R) dans l'éprouvette préfissurée (Fig. 1-b). Les simulations ont été réalisées, pour deux valeurs de la traction appliquée à l'éprouvette, avec le modèle GTN et le modèle proposé (avec $a_1=5 \mu\text{m}$ et $a_1=10 \mu\text{m}$). Il apparaît que, pour une valeur donnée de la longueur de fissure, la valeur de J est plus forte lorsque la micro-inertie est prise en compte. De plus, J est d'autant plus élevée que le rayon moyen a_1 est grand. Cela signifie que les effets micro-inertiels conduisent à une augmentation de la « ténacité dynamique » du matériau.

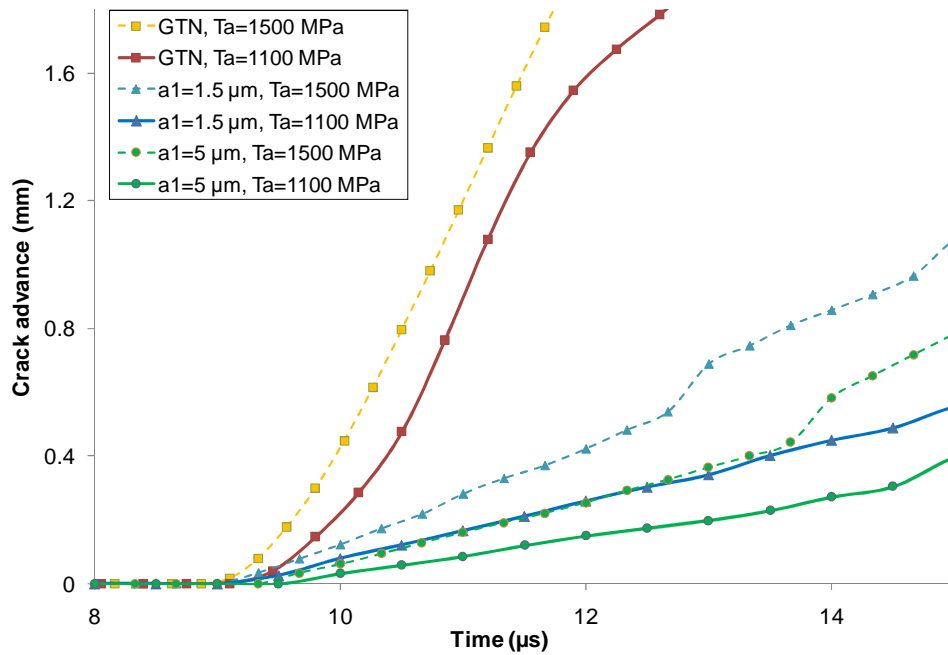


FIG. 4 – Accroissement au cours du temps de la longueur de fissure dans l'éprouvette préfissurée pour deux valeurs de la traction appliquée. Les simulations ont été réalisées avec le modèle GTN et celui proposé (pour $a_1=5 \mu\text{m}$ et $a_1=10 \mu\text{m}$).

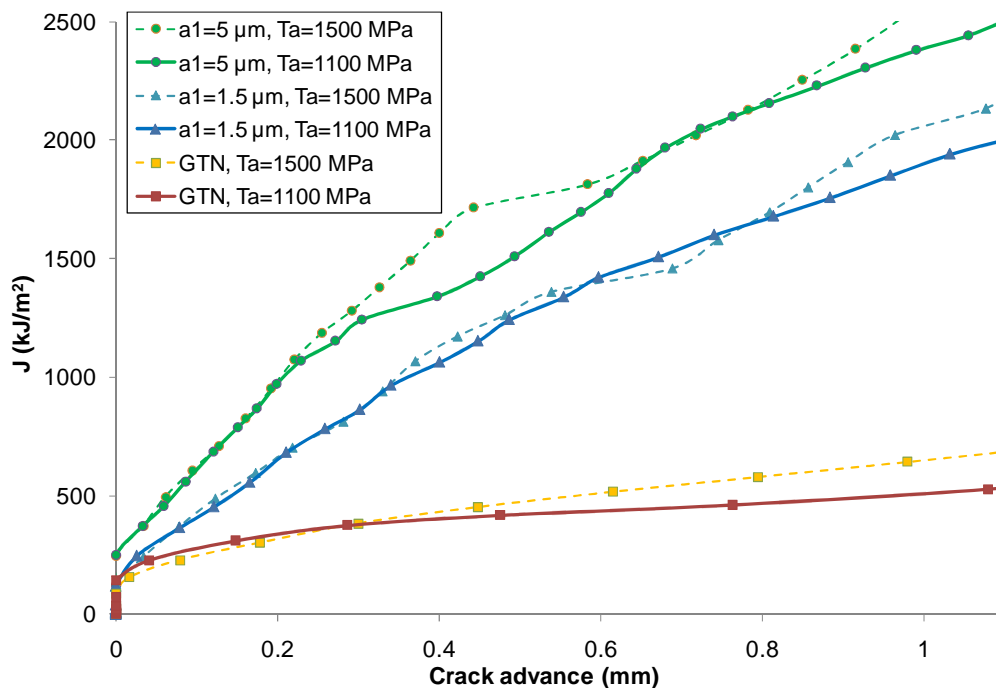


FIG. 5 – Evolution de l'intégrale J en fonction de l'avancée de fissure dans l'éprouvette préfissurée. Les simulations ont été réalisées, pour deux valeurs de la traction appliquée sur l'éprouvette, avec le modèle GTN et le modèle proposé (avec $a_1=5 \mu\text{m}$ et $a_1=10 \mu\text{m}$).

4 Conclusions

Une analyse des effets de l'inertie microscopique (associée aux mouvements de matière induits par la croissance de micro-cavités) lors de la rupture de matériaux ductiles sous sollicitations dynamiques a été menée. Pour cela, nous avons mis au point un modèle d'endommagement continu basé sur une méthode d'homogénéisation tenant compte des effets dynamiques à l'échelle du VER. Ce modèle a été intégré dans un code de calculs par éléments finis et différentes simulations de propagations dynamiques (instables) de

fissures ont été réalisées. Dans tous les cas, l'influence de la micro-inertie semble importante. La micro-inertie stabilise la croissance des cavités (et donc l'évolution de l'endommagement associée) dans les phases où celle-ci tend à devenir très rapide. Cela survient en particulier lors de l'apparition de phénomènes de localisation de l'endommagement. Grâce à l'effet stabilisant de la micro-inertie, la localisation survient de manière plus progressive. Pour cette raison, la sensibilité au maillage des résultats de simulations est fortement réduite. La micro-inertie procure un effet régularisant significatif. Il a été observé que la largeur de zone où l'endommagement se concentre est liée au rayon initial des micro-vides. Ainsi, le modèle proposée permet de rendre compte d'effets d'échelle liés à une longueur caractéristique de la microstructure du matériau. Les simulations montrent également que l'inertie microscopique tend à limiter la vitesse à laquelle les fissures se propagent et conduit à une augmentation de la ténacité apparente du matériau sous sollicitations dynamiques.

Références

- [1] Benzerga A.A., Leblond J.B., Ductile Fracture by void growth to coalescence, *Advances in Applied Mechanics*, 44, 169-305, 2010.
- [2] Needleman A., Tvergaard V., An analysis of dynamic ductile crack growth in a double edge cracked specimen, *International Journal of Fracture*, 49, 41-67, 1991.
- [3] Xia L., Cheng L., Dynamic ductile crack growth and transition to cleavage – a cell model approach, *International Journal of Fracture*, 102, 155-175, 2000.
- [4] Czarnota C., Jacques N., Mercier S., Molinari A., Modelling of dynamic fracture and application to the simulation of plate impact tests on tantalum, *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 56, 1624-1650, 2008.
- [5] Jacques N., Czarnota C., Mercier S., Molinari A., A micromechanical constitutive model for dynamic damage and fracture of ductile materials, *International Journal of Fracture*, 162, 159-175, 2010.
- [6] Trumel H., Hild F., Roy G., Pellegrini Y-P., Denoual C., On probabilistic aspects in the dynamic degradation of ductile materials, *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 57, 1980-1998, 2010.
- [7] Molinari A., Mercier S., Micromechanical modelling of porous materials under dynamic loading, *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 49, 1497-1516, 2001.
- [8] Jacques N., Mercier S., Molinari A., Effects of microscale inertia on dynamic ductile crack growth, soumis pour publication.
- [9] Needleman A., Tvergaard V., Mesh effects in the analysis of dynamic ductile crack growth, *Engineering Fracture Mechanics*, 47, 75-91, 1994.