



HAL
open science

ANALYSE DYNAMIQUE ELASTO-VISCOPLASTIQUE DE L'HÉTÉROGÉNÉITE DE LA DÉFORMATION PLASTIQUE DE CISAILLEMENT

C. Fressengeas

► **To cite this version:**

C. Fressengeas. ANALYSE DYNAMIQUE ELASTO-VISCOPLASTIQUE DE L'HÉTÉROGÉNÉITE DE LA DÉFORMATION PLASTIQUE DE CISAILLEMENT. *Journal de Physique Colloques*, 1988, 49 (C3), pp.C3-277-C3-282. 10.1051/jphyscol:1988339 . jpa-00227762

HAL Id: jpa-00227762

<https://hal.science/jpa-00227762>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

ANALYSE DYNAMIQUE ELASTO-VISCOPLASTIQUE DE L'HÉTÉROGÉNÉITÉ DE LA DÉFORMATION PLASTIQUE DE CISAILLEMENT

C. FRESSENGEAS

Laboratoire de Physique et Mécanique des Matériaux, CNRS UA-1215, Université de Metz, F-57045 Metz Cedex, France

Résumé: La morphologie des bandes de cisaillement obtenues à très grande vitesse est étudiée au moyen d'un modèle élasto-viscoplastique tenant compte du couplage thermique, de la conduction thermique et des effets d'inertie. Les calculs fournissent la largeur et l'espacement des bandes, ainsi que leur temps critique de formation. L'interaction des bandes de cisaillement est étudiée.

Abstract: The morphology of adiabatic shear bands at very high strain rates is investigated through an elastic viscoplastic model with thermal coupling, accounting for heat conduction and inertia effects. The calculations provide the bands width, spacing and critical growth time. Shear bands interactions are explored.

1- Introduction.

Aux très grandes vitesses de déformation, la croissance rapide de la déformation plastique engendre un grand nombre d'amorces de bandes de cisaillement; la morphologie de la déformation plastique dépend alors à la fois de la vitesse de formation des bandes et de la célérité des ondes de détente qui trouvent leur origine dans ces bandes, et qui se propagent dans le matériau adjacent. On peut dire de manière assez imprécise, que dans la région atteinte par ces ondes, aucune nouvelle bande ne peut se développer jusqu'à son terme; c'est seulement dans une zone non encore atteinte par les ondes de détente, et se déformant encore plastiquement que de nouvelles bandes peuvent se former et croître sans interaction avec la bande primaire (1).

De nombreux études ont fourni des informations sur les conditions de formation des bandes, ainsi que sur leur vitesse de développement (2,3,4,5,6). Cependant ces travaux n'ont pas abordé le problème de la propagation de l'onde plastique, principalement en raison du fait qu'ils se situent dans un domaine de vitesses où le caractère dynamique n'est pas suffisamment prononcé.

Parallèlement, un certain nombre d'auteurs ont entrepris l'étude du phénomène de propagation de l'onde de détente(1,7,8), au prix toutefois de simplifications considérables des mécanismes de l'instabilité à l'oeuvre dans la bande elle-même; ceux-ci sont inclus seulement à titre de condition à la limite du problème de propagation.

Le travail présenté ici est une tentative pour éviter ces deux types de simplifications; il a pour but de fournir simultanément et de manière consistente les caractéristiques de la bande (largeur de bande, temps critique..) et de ses interactions dynamiques avec les bandes voisines (célérité de l'onde plastique, espacement des bandes..) dans le contexte des très grandes vitesses obtenues par exemple sous choc, et de l'ordre de 10^7 - 10^8 s⁻¹.

2- Formulation du modèle.

On considère une tranche de matériau d'épaisseur constante $2h$ dans la direction \bar{y} , s'étendant à l'infini dans les directions \bar{x} et \bar{z} . On suppose que tous les déplacements dans les directions \bar{y} et \bar{z} , et toutes les dérivées par rapport à \bar{x} et \bar{z} sont nuls. La vitesse \bar{v} des particules

dans la direction \bar{x} est ainsi une fonction de \bar{y} et du temps \bar{t} , et l'on obtient une formulation unidimensionnelle. En raison de quelque fluctuation initiale du champ de contraintes et de températures locales, on suppose qu'une bande tend à se former au centre de la zone étudiée; pour des raisons de symétrie, l'origine du repère inertiel de référence est fixée en ce point, et seule une demi-tranche est considérée. Le champ de vitesses est soumis aux conditions à la limite:

$$\bar{v}(0, \bar{t}) = 0, \quad \bar{v}(h, \bar{t}) = V, \quad \bar{t} > 0 \quad (2-1)$$

où V est la vitesse supposée constante du bord supérieur. Les conditions à la limite thermiques sont supposées adiabatiques, de sorte que:

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial \bar{y}}(0, \bar{t}) = \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial \bar{y}}(h, \bar{t}) = 0, \quad \bar{t} > 0 \quad (2-2)$$

où $\bar{\theta}$ désigne la température. On suppose que la vitesse de déformation totale $\bar{\gamma}$ est la somme de la vitesse de déformation plastique $\bar{\gamma}_p$ et de la vitesse de déformation élastique $\bar{\gamma}_e$:

$$\bar{\gamma} = \bar{\gamma}_p + \bar{\gamma}_e \quad (2-3)$$

Le comportement du matériau est spécifié par une loi élastique linéaire et par la loi empirique thermo-viscoplastique suivantes:

$$\bar{\gamma}_e = \bar{\tau} / G; \quad \bar{\gamma}_p = \varphi(\bar{\tau} / \mu, \bar{\theta} / \theta_0) = (\bar{\tau} / \mu)^{1/m} (\bar{\theta} / \theta_0)^{-\nu/m} \quad (2-4)$$

$\bar{\tau}$ est la contrainte de cisaillement, G le module élastique. μ, ν, m sont des constantes qui caractérisent respectivement la viscosité, la sensibilité à la température et à la vitesse; θ_0 désigne la valeur initiale uniforme de la température. La masse volumique du matériau est notée ρ ; dans le but d'obtenir des équations non dimensionnelles, on introduit les variables sans dimension:

$$t = \bar{\gamma}_0 \bar{t}, \quad \dot{\gamma} = \bar{\gamma} / \dot{\gamma}_0, \quad \dot{\gamma}_e = \bar{\gamma}_e / \dot{\gamma}_0, \quad \dot{\gamma}_p = \bar{\gamma}_p / \dot{\gamma}_0 \quad (2-5)$$

$$y = \bar{y} / h, \quad v = \bar{v} / V, \quad \theta = \bar{\theta} / \theta_0, \quad \tau = \bar{\tau} / \tau_0$$

$\dot{\gamma}_0$ est la vitesse de déformation homogène initiale, liée à τ_0, V et h par:

$$\tau_0 = \mu \dot{\gamma}_0, \quad \dot{\gamma}_0 = V / h \quad (2-6)$$

Les équations définissant le modèle incluent outre les lois de comportement déjà spécifiées les équations dynamique et thermique; elles s'écrivent alors:

$$\rho_0 \frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial \tau}{\partial y} \quad (2-7)$$

$$\frac{\partial \dot{\gamma}_p}{\partial t} = \varphi(\tau, \theta) \quad (2-8)$$

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} = G_0 \left(\frac{\partial v}{\partial y} - \dot{\gamma}_p \right) \quad (2-9)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = k \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} + \alpha \tau \dot{\gamma}_p \quad (2-10)$$

Les quatre constantes G_0, ρ_0, k et α sont des paramètres de similitude; $G_0 = G / \tau_0$ caractérise l'élasticité du matériau, et $\rho_0 = \rho V^2 / \tau_0$ les effets d'inertie en les comparant à la contrainte d'écoulement. Les effets thermiques sont caractérisés par $k = K / Ch^2 \dot{\gamma}_0$ et $\alpha = \beta \tau_0 / C \theta_0$ où K, C et β sont respectivement le coefficient de conduction thermique, la capacité thermique volumique et le coefficient de couplage thermo-mécanique.

On suppose l'existence d'un écoulement plastique homogène initial:

$$v(y, 0) = y, \quad \dot{\gamma}_p(y, 0) = 0 \quad (2-11)$$

Deux problèmes différents sont traités dans la suite; ils sont spécifiés par les deux conditions initiales qu'il reste à formuler; dans le premier cas (Paragraphe 3), on suppose l'existence d'une fluctuation de contrainte et de température d'amplitude c et d'extension d :

$$\theta(y, 0) = 1 + c(1 + \cos \pi y / d) / 2, \quad 0 \leq y \leq d \quad (2-12)$$

$$\theta(y, 0) = 1, \quad d \leq y \leq 1; \quad \tau(y, 0) = \theta^\nu(y, 0)$$

Dans le contexte des très grandes vitesses, de telles fluctuations sont des variations intragranulaires. Au paragraphe 4, on étudie les interactions de bandes initiées par deux défauts de même amplitude, de même extension et espacés d'une distance l :

$$g(y,0)=1+c_1(1+\cos\pi y/d)/2 + c_2(1+\cos(1-y)/d)/2; \tau(y,0)=g^p(y,0)$$

$$c_1=0, y \ll d; c_1=c, y \ll d; c_2=0, |1-y| \ll d; c_2=c, |1-y| \ll d \quad (2-13)$$

La solution du système d'équations aux dérivées partielles (2-7,2-10) soumis aux conditions initiales (2-12) ou (2-13) et aux conditions aux limites (2-1,2-2) est de nature numérique; elle fait appel à la méthode de Galerkin mise en oeuvre à l'aide d'éléments finis.

3- Morphologie des bandes de cisaillement.

Nous utilisons les paramètres mécaniques fournis par ASAY- CHHABILDAS (10) et GRADY- KIPP (1), de manière à comparer nos prévisions aux résultats expérimentaux obtenus par ces auteurs avec un alliage d'aluminium 6061-T6 soumis à une déformation due à un impact de plaques

$$\rho=2700 \text{ kg/m}^3, G=2.75 \cdot 10^4 \text{ Mpa}, \tau_0=500 \text{ Mpa}, \nu=-4. \quad (3-1)$$

$$C=2.43 \cdot 10^6 \text{ J/m}^2\text{K}, K=235 \text{ W/mK}, \beta=1$$

La température, la vitesse de déformation homogène de référence et l'épaisseur de la tranche étudiée sont respectivement

$$T_0=300 \text{ K}, \dot{\gamma}_0=5 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}, h=5 \cdot 10^{-6} \text{ m} \quad (3-2)$$

Bien que le paramètre de sensibilité à la vitesse m ne soit pas spécifié par ces auteurs, nous supposons un régime visqueux à ces vitesses; la valeur $m=0.01$ paraît raisonnable pour cet alliage (voir KLOPP et al. (9)) et est adoptée dans la suite. Les paramètres de similitude sont: $\rho_0=0.338$, $\theta_0=55$, $k=0.074$, $\alpha=0.688$; ils suggèrent que les effets dynamiques et de couplage sont importants car ρ_0 et α sont $O(1)$; le processus est quasi-adiabatique à l'échelle de la tranche car k est voisin de 0. La distribution de vitesses de déformation calculée pour $\epsilon=10^{-2}$ et $d=250 \cdot 10^{-9} \text{ m}$ est représentée sur la figure 1.

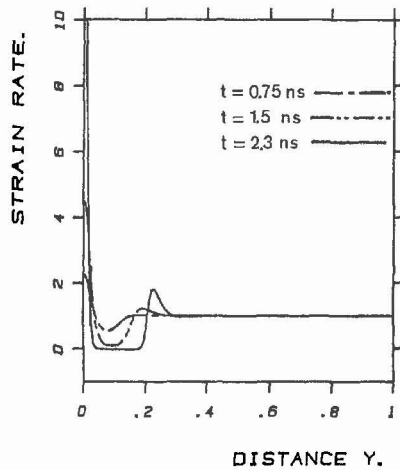


Figure 1: Distribution de la vitesse de déformation

On peut distinguer trois zones: la bande de cisaillement, où la vitesse de déformation se localise de plus en plus près du centre, puis une zone quasi rigide qui se développe à partir de la bande dans le matériau adjacent, et enfin une troisième région se déformant encore plastiquement de manière homogène. Cette dernière est séparée de la zone quasi rigide par le front d'onde plastique marqué par un accroissement secondaire de la vitesse de déformation. La déformation plastique

homogène atteinte à l'extérieur de la bande est de l'ordre de 10%. La célérité de l'onde est gouvernée par le paramètre d'inertie ρ_0 ; en effet deux calculs différents menés pour les valeurs $\rho_0=0.338$ et 0.216 (les autres paramètres étant maintenus constants) montrent que l'onde est plus rapide dans le second cas, et que la zone déchargée est plus étendue (voir aussi 1,7,8). Une seconde conséquence de cette diminution de ρ_0 est la localisation plus rapide de la déformation plastique à l'intérieur de la bande (voir aussi 5,6); l'interprétation est double: pour un paramètre d'inertie fort, l'apport énergétique extérieur est davantage affecté à l'entretien de la déformation plastique homogène, car la zone déchargée est moins étendue. Il en résulte que l'énergie cinétique et la vitesse de la zone rigide d'une part, le gradient de vitesse dans la bande d'autre part sont moindres. En second lieu, plus d'inertie entraîne, à apport d'énergie cinétique donné, une augmentation de vitesse moindre pour la zone rigide, et par suite un accroissement plus faible de la vitesse de déformation dans la bande. Ainsi le délai apporté à la localisation va de pair avec le rétrécissement de la zone de matériau déchargé. L'espacement des bandes est lié étroitement à l'extension de la zone déchargée; en effet, lorsque les ondes plastiques de détente émanant de deux bandes se rencontrent, elles définissent une région dans laquelle aucune nouvelle bande ne peut se développer indépendamment. Ainsi, le double de la zone déchargée à la localisation fournit une estimation D_0 de l'espacement entre bandes(1). Ce point sera discuté plus avant au paragraphe 4. Nous définissons numériquement le temps de localisation t_e par: $\dot{\gamma}(0,t_e)/\dot{\gamma}(1,t_e)=10.$, et la largeur de bande a par: $\forall y \ll a/2, \dot{\gamma}(y,t_e) \gg \dot{\gamma}(1,t_e)$. Les valeurs numériques obtenues à partir de ces critères sont:

$$\tau_e=2.3 \text{ ns}, \bar{a}=255 \text{ nm}, D_0=4.3 \mu\text{m} \quad (3-3)$$

Les études au microscope électronique à transmission des fragments récupérés (1,10) indiquent que la déformation plastique est localisée dans un réseau de bandes de cisaillement de largeur: 100-300 nm, espacées de 2 à 10 μm : le temps total de déformation, qui est aussi le temps de montée de l'onde de choc, est de l'ordre de 1 à 2 ns. Nos prévisions (3-3) sont compatibles avec ces valeurs expérimentales, ce qui conforte l'interprétation thermo-dynamique proposée par (1) pour ce réseau de bandes.

Nous avons fait varier les fluctuations initiales, à énergie ou à amplitude ϵ constante; dans chaque cas, un minimum apparaît pour le temps de localisation: une bande trop étroite est stabilisée par la diffusivité thermique, une bande trop large l'est par les effets d'inertie. De cet équilibre entre effets de conduction et effets d'inertie, émerge une fluctuation optimum: les bandes qui en résultent dominent la morphologie de la déformation plastique, car les ondes de détente qu'elles génèrent arrêtent le développement de celles qui se développent plus lentement. Les morphologies optimum calculées sont caractérisées par: $\tau_e=2.2$ ns, $\bar{a}=255$ nm, $D_0=4.15$ μm à énergie constante, et: $\tau_e=2.1$ ns, $\bar{a}=260$ nm, $D_0=4.30$ μm à amplitude constante. Elles sont très proches des résultats indicatifs (3-3), et sont compatibles avec les observations expérimentales.

La largeur de bande est remarquablement insensible à la taille des différentes fluctuations initiales imposées; lorsque ces dernières varient de 150 nm à 1 μm , la largeur de bande est trouvée entre 250 et 275 nm. Par suite elle est davantage gouvernée par un équilibre entre les phénomènes physiques en présence que par la taille des défauts initiaux; les calculs ci-dessus suggèrent que la diffusion thermique élargit les bandes issues de fluctuations étroites, et que les effets

dynamiques rétrécissent les bandes découlant de fluctuations trop larges. La largeur de bande optimum, liée au temps de localisation minimum se situe vers 255-260 nm. Remarquons cependant ici que d'autres facteurs (transformations de phase..) peuvent avoir une influence considérable sur la largeur de bande.

4- Interactions des bandes de cisaillement.

Nous utilisons maintenant les conditions initiales (2-13); il résulte de nos calculs que la tranche de matériau considérée peut être divisée en trois régions distinctes. Une bande secondaire, générée à la distance l de la bande primaire placée à l'origine, se développe jusqu'à son terme sans interaction avec la bande primaire si $l > D_0$: ceci définit la zone de "non interaction". Dans une seconde région: $D_0 < l < D_0$, une bande secondaire croît également jusqu'à localisation complète, mais non sans interaction avec la bande primaire; lorsque le point de nucléation de la bande secondaire est déplacé vers D_0 , son temps de localisation t_e augmente, jusqu'à devenir infini pour D_0 . Pour les valeurs (3-1,3-2), nous avons obtenu $D_0 \approx 1.25 \mu\text{m}$ en faisant décroître l . La Figure 2 fournit un exemple relatif à cette zone d'interaction pour $T=1.75 \mu\text{m}$.

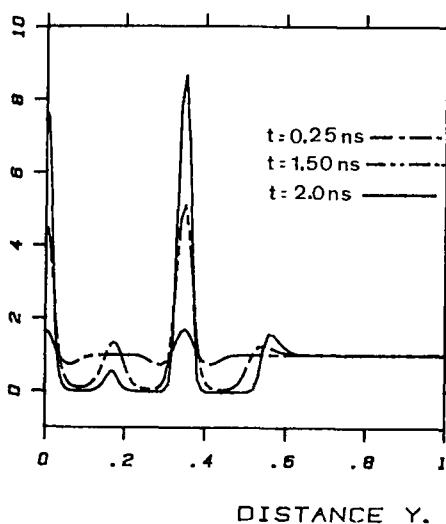


Figure 2: Bande primaire freinée;

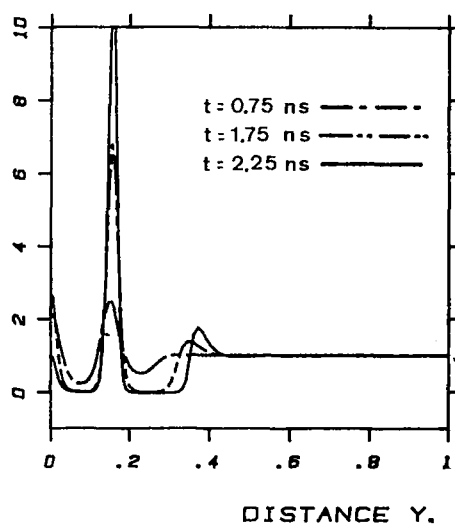


Figure 3: Bande primaire arrêtée.

La troisième région dans laquelle l'interaction provoque l'arrêt de l'une des bandes est définie par $0 < l < D_0$; on peut en voir un exemple sur la figure 3, pour $T=0.75 \mu\text{m}$. Après une période initiale de croissance, la bande primaire est "avalée" par l'onde de détente secondaire. Ces résultats suggèrent que l'espacement entre bandes peut devenir aussi petit que $1.25 \mu\text{m}$, et cependant conduire à la localisation complète, si l'apport extérieur d'énergie est suffisant pour entretenir des bandes aussi nombreuses. Si l'on suppose que des fluctuations sont disponibles en tout point pour y initier une bande de cisaillement, alors la distance D_0 est la distance maximum entre bandes; par suite l'espacement prévu entre bandes se situe entre 1.25 et $4.3 \mu\text{m}$, ce qui est largement compatible avec la tendance observée: $2-10 \mu\text{m}$. Une vitesse nominale $\dot{\gamma}_0$ plus faible entraînerait un écart $D_0 - D_0$ plus large.

5- Résumé;Conclusions.

Cette étude est consacrée à la déformation à très grande vitesse des matériaux, avec application à un alliage d'aluminium 6061-T6; un modèle dynamique elasto-viscoplastique avec couplage et conduction thermique est proposé pour décrire la formation d'un réseau de bandes de cisaillement intragranulaires. Les principaux résultats obtenus sont les suivants:

- Les effets d'inertie gouvernent la morphologie de la déformation plastique hétérogène; ils stabilisent la déformation homogène en repoussant la localisation dans les bandes de cisaillement à de plus grandes déformations plastiques. Cependant lorsque de telles déformations sont atteintes, la localisation a lieu dans des bandes plus rapprochées et plus nombreuses que dans une sollicitation moins dynamique.

- Le temps critique de localisation et la largeur de bande résultent d'un équilibre entre les effets de conduction thermique et les effets d'inertie: la diffusion de la chaleur tend à augmenter la largeur des bandes formées à partir de fluctuations trop étroites; la détente due aux effets d'inertie tend au contraire à rétrécir les bandes issues de fluctuations trop larges.

- Le temps de formation, la largeur et l'espacement des bandes calculés sont en bon accord avec les valeurs observées.

Remerciements: Ce travail a été accompli pour partie au Center for Materials Science, Los Alamos National Laboratory, U.S.A. lors d'un séjour sabbatique de l'auteur, et financé par le Department of Energy. Le support financier de la Direction des Recherches Etudes et Techniques (Contrat 86/1388) a également été apprécié. L'auteur remercie J.R. KLEPACZKO de son aide et de ses nombreuses suggestions.

Références:

- 1) GRADY, D.E., KIPP, M.E., J.Mech.Phys.Sol.35,95,1987.
- 2) CULVER, R.S., Metallurgical Effects of High Strain Rates (ed.R.W.RHODE, B.M.BUTCHER, J.R.HOLLAND, C.H.KARNES), p519, Plenum N.Y., 1973.
- 3) CLIFTON, R.J., Adiabatic Shear; Report NMAB-356 NRC Committee on Material Response to Ultrasonic Loading Rates, 1978.
- 4) BAI, Y.L., J.Mech.Phys.Sol.30,195,1982.
- 5) MOLINARI, A., J.Mec.Th.Appl., 4, 659, 1985.
- 6) FRESSENGEAS, C., MOLINARI, A. J.Mech.Phys.Sol.35,185,1987.
- 7) MOTT, N.F., Proc.Roy.Soc., A189,300,1947.
- 8) LEE, E.H., Energetics III (Ed. W.MUELLER, M.SHAW), p85, Gordon and Breach, N.Y., 1967.
- 9) KLOPP, R.W., CLIFTON, R.J., SHAWKI, T.O., Mech.Mat., 4, 375, 1985.
- 10) ASAY, J.R., CHHABILDAS, L.C., Shock Waves and High Strain Rate Phenomena in Metals (Ed M.A.MEYERS, L.E.MURR), p417, Plenum N.Y., 1981.