



HAL
open science

Approches par maillage conforme en mécanique non-linéaire de la rupture : méthode G-theta et modèle de zone cohésive

Vincent Chiaruttini, Joachim Guilie, Feyel Frédéric, Marc Bonnet, Patrick Le Tallec

► To cite this version:

Vincent Chiaruttini, Joachim Guilie, Feyel Frédéric, Marc Bonnet, Patrick Le Tallec. Approches par maillage conforme en mécanique non-linéaire de la rupture : méthode G-theta et modèle de zone cohésive. 10e colloque national en calcul des structures, May 2011, Giens, France. 8 p.; Clé USB. hal-00592929

HAL Id: hal-00592929

<https://hal.science/hal-00592929>

Submitted on 3 May 2011

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.

Approches par maillage conforme pour la mécanique non-linéaire de la rupture : méthode G- θ et modèle de zone cohésive

V. Chiaruttini¹, J. Guilie², F. Feyel¹, M. Bonnet², P. Le Tallec²

¹ Onera DMSM/CEMN, 29 avenue de la Division Leclerc, F-92322 CHATILLON Cedex {vincent.chiaruttini,frederic.feyel}@onera.fr

² LMS, Ecole Polytechnique, France, {guilie,letallec,bonnet}@lms.polytechnique.fr

Résumé — On présente deux approches pour la fissuration en élastoplasticité : l'une basée sur l'introduction d'une grandeur énergétique caractéristique de la fissuration pertinente dans ce contexte, l'autre associant remaillage adaptatif et prédiction de trajet de fissuration pour un modèle cohésif. Ces approches, mises en œuvre dans le code aux éléments finis Zset/Zébulon, sont évaluées sur des problèmes représentatifs simples.

Mots clés — fissuration, paramètre énergétique de rupture, matériau standard généralisé, méthode G- θ , modèle de zone cohésive adaptatif.

1 Introduction

Le développement de méthodes robustes pour l'étude de la fissuration de composants industriels est d'une importance cruciale dans un large domaine d'applications (aéronautique, automobile, génie civil, etc.). En effet, la complexité et le haut niveau d'optimisation des produits d'aujourd'hui conduit à devoir mener des analyses de plus en plus poussées dans les bureaux d'études et ainsi prévoir au mieux l'éventuel apparition de défauts et leurs évolutions. Pour mener à bien cet objectif, il faut disposer à la fois de modélisations fines de ces problèmes et d'outils numériques efficaces capables de réaliser les simulations numériques utiles à la prévision de l'évolution des fissures.

Ces dernières années, de nombreuses approches ont été développées pour traiter efficacement les problèmes de mécanique linéaire de la rupture (basées par exemple, sur la méthode X-FEM [1] ou des techniques par maillage conforme [2]). Néanmoins, une fois la discrétisation du problème de structure fissurée obtenu, le passage vers la simulation numérique de la fissuration dans un matériau élastoplastique reste problématique. Plusieurs difficultés majeures apparaissent : concernant la modélisation du problème, d'une part, il est nécessaire de définir une grandeur énergétique caractéristique de la fissuration permettant d'évaluer l'énergie libérée par l'ouverture de fissure lors de la propagation, concernant la résolution numérique, d'autre part, il faut discrétiser suffisamment finement pour bien représenter les solutions d'équations non-linéaires en présence des fissures, enfin il convient d'utiliser une méthode adéquate pour assurer la conservation de la connaissance de l'état du système tout au long du calcul.

Pour atteindre cet objectif, plusieurs voies ont été explorées dans la communauté scientifique. Les approches basées sur les modèles de zone cohésive permettent de concentrer le problème de restitution d'énergie lié à la fissuration sur une interface de décohésion. Le modèle d'interface assure la gestion du processus de fissuration indépendamment des phénomènes dissipatifs existant au sein du matériau (plasticité, viscosité, endommagement volumique, etc.). Ce type d'approches pose plusieurs difficultés : l'élaboration d'un modèle pour les problèmes de fatigue est délicat (cf. [3, 4]), l'insertion des éléments d'interface requiert la connaissance *a priori* du trajet de fissuration et une discrétisation particulièrement fine est requise pour assurer la bonne qualité de la solution. Une autre approche repose sur la modification du comportement volumique de la structure permettant une perte de rigidité qui tend à s'annuler. Ce type d'approche [5, 6] nécessite de délocaliser les phénomènes d'adoucissement volumique qui conduisent sinon à une perte d'ellipticité du problème. Une autre approche repose sur l'extension des approches développées dans le cadre de la mécanique linéaire de la rupture aux cas des matériaux standards généralisés. Il est alors nécessaire de définir une grandeur énergétique caractéristique de la fissuration en prenant en compte les phénomènes dissipatifs (plasticité, échauffement, etc.).

Les travaux que nous menons ont permis d'explorer deux voies en vue d'étudier les problèmes de

fissuration en présence de plasticité. La première repose sur l'introduction d'une grandeur énergétique caractéristique de la fissuration en milieu dissipatif. Cette étude nous a permis de proposer plusieurs grandeurs selon les cas étudiés (hyperélasticité, fissure ductile ou fragile). La seconde approche, plus numérique, consiste à lever un des verrous des approches par modèle de zone cohésive : la prédiction du chemin de fissuration. À l'aide d'une technique de remaillage, nous proposons d'associer un critère de bifurcation à une modélisation par zone cohésive afin de faire évoluer, au cours de la propagation la géométrie de l'interface dissipative.

La partie suivante est consacrée à la définition d'une grandeur dissipative pour la fissuration, la partie 3 décrit le principe de l'approche par modèle de zone cohésive adaptative et la partie 4 présente les premiers résultats numériques obtenus grâce à la mise en œuvre de ces approches dans le code aux éléments finis Zset/Zébulon.

2 Définition d'une nouvelle grandeur énergétique caractéristique de la fissuration en milieu dissipatif

Lorsqu'on veut construire une grandeur caractéristique associée à la propagation d'une fissure et se limiter à la description du matériau sain, on peut tenter d'étendre le concept de taux de restitution d'énergie à la mécanique de la rupture inélastique. Malgré de nombreuses propositions à ce sujet [7, 9], il ne semble pas y avoir de consensus. Nous allons donc tenter d'éclaircir les hypothèses amenant à ces propositions. Pour construire une grandeur caractéristique associée à la propagation d'une fissure, nous utiliserons les méthodes de calcul sur domaine variable [8] pour dériver l'énergie potentielle. On montrera alors que la comparaison entre l'échelle de temps du processus de rupture et l'échelle de temps des autres processus dissipatifs permet de distinguer les hypothèses de couplage.

3 Calculs sur domaine matériel variable

Pour un corps subissant des grandes déformations, on peut définir une configuration non-déformée B_X indépendante du temps et une configuration déformée $B_x(t)$ dépendante du temps. Puisqu'on ajoute dans notre modèle des variations dans la configuration non-déformée (configuration matérielle), elle devient dépendante du temps. Ces variations peuvent représenter l'évolution du domaine occupé par le matériau sain quand il y a propagation d'une fissure. On introduit alors une troisième configuration B_ξ indépendante du temps permettant de décrire sur une géométrie fixe les évolutions en temps de la configuration matérielle (cf. figure 1).

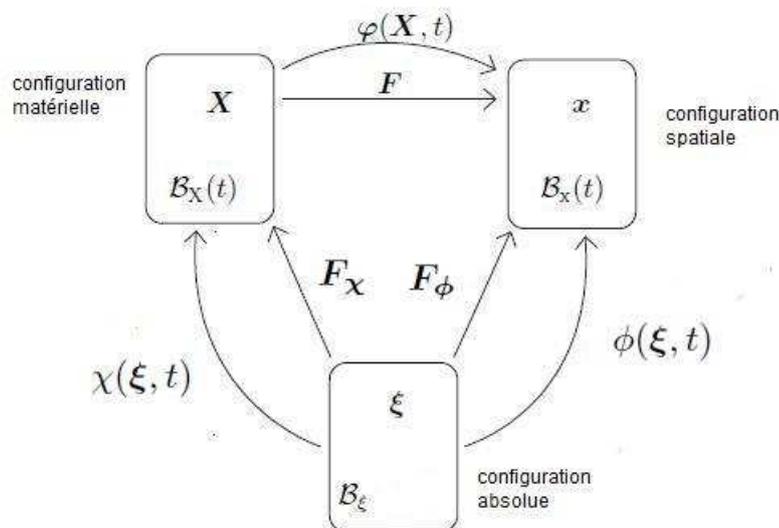


FIGURE 1 – Les différentes configurations matérielles.

3.1 Équilibre spatial au sens faible

L'ensemble des grandeurs est donc défini dans le domaine $B_X(t)$. L'équilibre spatial au sens faible s'écrit alors :

$$\int_{B_X} [\mathbf{P} : \nabla_X(\mathbf{r}) - \mathbf{b} \cdot \mathbf{r}] dV_X - \int_{\partial B_X} [\mathbf{t} \cdot \mathbf{r}] dS_X = 0, \forall \mathbf{r} \in \mathcal{V}_X$$

L'énergie libre globale est alors notée $\Psi = \int_{B_X} [\psi] dV_X$ avec ψ une fonction du gradient \mathbf{F} et des variables internes \underline{k} ¹. On peut aussi définir l'énergie potentielle sur un domaine B_X :

$$W_{ep}(B_X) = \int_{B_X} [\psi] dV_X - \int_{\partial B_X} [\mathbf{t} \cdot \mathbf{x}] dS_X$$

4 Critères de rupture par variation d'énergie potentielle

Supposons qu'un corps homogène soit soumis à un chargement qui produit des variations de type $\partial_t \mathbf{X}|_{\xi}$ dans la configuration matérielle. Si on considère une fissure subissant une perturbation $\delta \mathbf{X} = \partial_t \mathbf{X}|_{\xi} dt$ dans un procédé quasi-statique, alors le taux de variation d'énergie potentielle dans le domaine régulier correspondant à la partie saine du matériau durant l'incrément de temps dt est égal à la puissance dissipée par la propagation de la fissure en zone singulière et par les autres procédés dissipatifs dans le domaine régulier. Si on note alors la variation d'énergie potentielle conjuguée à la vitesse $\partial_t \mathbf{X}|_{\xi}$, $-\langle G, \partial_t \mathbf{X}|_{\xi} \rangle$, on peut obtenir un deuxième critère de rupture qui est nommé taux d'énergie de rupture dans la méthode de Bui-Ehrlacher et qui postule que dans un processus de rupture, on doit avoir :

$$\langle G^{rupture}, \partial_t \mathbf{X}|_{\xi} \rangle = \langle G, \partial_t \mathbf{X}|_{\xi} \rangle - D^{inélastique} \text{ avec } D^{inélastique}, \text{ le taux de dissipation dû aux autres processus inélastiques dans le domaine régulier.}$$

Pour calculer la variation de l'énergie potentielle par rapport à $\delta \mathbf{X}$, on peut utiliser les méthodes de dérivation sur un domaine variable et évaluer :

$$\frac{d}{dt} W_{ep}(B_X^{reg}) = -\langle G, \partial_t \mathbf{X}|_{\xi} \rangle$$

4.1 Dérivation de l'énergie potentielle

La dérivée de W_{ep} est composée de deux termes correspondant respectivement aux variations d'énergie libre et du potentiel des efforts extérieurs :

$$\frac{d}{dt} W_{ep} = \frac{d}{dt} \Psi - \frac{d}{dt} \mathcal{F}_T \text{ avec : } \frac{d}{dt} \Psi = \frac{d}{dt} \left\{ \int_{B_X^{reg}} [\psi] dV_X \right\} \text{ et } \frac{d}{dt} \mathcal{F}_T = \frac{d}{dt} \left\{ \int_{\partial B_X^{reg}} [\mathbf{t} \cdot \mathbf{x}] dS_X \right\}$$

4.1.1 Terme en $\frac{d}{dt} \Psi$

D'après le théorème de transport :

$$\frac{d}{dt} \Psi = \int_{B_X^{reg}} \left[\partial_t \psi|_{\xi} + \psi \text{Div} \left(\partial_t \mathbf{X}|_{\xi} \right) \right] dV_X$$

Par définition de l'énergie libre et par application de la cinématique, on obtient :

$$\frac{d}{dt} \Psi = \int_{B_X^{reg}} \left[-(\mathbf{F}^T \cdot \mathbf{P}) : \nabla_X \left(\partial_t \mathbf{X}|_{\xi} \right) + \mathbf{P} : \nabla_X \left(\partial_t \mathbf{x}|_{\xi} \right) - K * \partial_t k|_{\xi} + \psi \text{Div} \left(\partial_t \mathbf{X}|_{\xi} \right) \right] dV_X$$

4.1.2 Terme en $\frac{d}{dt} \mathcal{F}_T$

D'après le théorème de transport :

$$\frac{d}{dt} \mathcal{F}_T = \int_{\partial B_X^{reg}} \partial_t (\mathbf{t} \cdot \mathbf{x})|_{\xi} + (\mathbf{t} \cdot \mathbf{x}) \text{Div}_{\partial B_X^{reg}} \left(\partial_t \mathbf{X}|_{\xi} \right) dS_X$$

En supposant que $\partial_t \mathbf{t}|_{\xi} = 0$ et en construisant $\partial_t \mathbf{X}|_{\xi}$ tel que $\text{Div}_{\partial B_X^{reg}} \left(\partial_t \mathbf{X}|_{\xi} \right) = 0$:

$$\frac{d}{dt} \mathcal{F}_T = \int_{\partial B_X^{reg}} [\mathbf{t} \cdot \partial_t \mathbf{x}|_{\xi}] dS_X$$

1. On note $\partial_{\mathbf{F}} \psi = \mathbf{P}$ et $\partial_k \psi = -K$ pour chaque procédé inélastique.

4.1.3 Formulation de la dérivée complète

Si on suppose que $\partial_t \mathbf{x}|_{\xi}$ est une vitesse admissible alors par élimination de l'équation d'équilibre :

$$\frac{d}{dt} W_{ep} = \int_{B_X^{reg}} \left[\boldsymbol{\Sigma} : \nabla_X \left(\partial_t \mathbf{X}|_{\xi} \right) - K * \partial_t k|_{\xi} \right] dV_X \text{ avec } \boldsymbol{\Sigma} = (\boldsymbol{\Psi}_X \mathbf{1} - \mathbf{F}^\top \cdot \mathbf{P})$$

5 Étude de cas spécifique

5.1 Hyperélastique

Dans le cadre hyperélastique, l'expression se réduit à :

$$\frac{d}{dt} W_{ep} = \int_{B_X^{reg}} \left[\boldsymbol{\Sigma} : \nabla_X \left(\partial_t \mathbf{X}|_{\xi} \right) \right] dV_X$$

Puisque $Div \boldsymbol{\Sigma} = 0$, on retrouve bien le taux de restitution d'énergie en hyperélasticité :

$$\left\langle G, \partial_t \mathbf{X}|_{\xi} \right\rangle = \left\langle G^{rupture}, \partial_t \mathbf{X}|_{\xi} \right\rangle = \int_{\partial B_X^{reg}} \left[-(\boldsymbol{\Sigma} \cdot \mathbf{N}) \cdot \partial_t \mathbf{X}|_{\xi} \right] dV_X$$

5.2 Echelles de temps

Puisqu'on cherche à prendre en compte des phénomènes dissipatifs couplés avec le phénomène de rupture, le paramètre temps devient une quantité primordiale dans le calcul. Rigoureusement, on devrait mettre en relation des temps caractéristiques pour chaque phénomène dissipatif ainsi que pour la rupture. Dans ce cadre, l'approche locale de Bui-Ehrlacher montre qu'on a besoin de connaître l'histoire et le comportement d'endommagement du matériau. Pour obtenir des résultats dans un cadre qui reste proche de la fissuration classique, la relation entre le temps caractéristique du processus de rupture et le temps caractéristique d'un autre processus dissipatif doit être précisée. On suppose tout d'abord que le processus de rupture est un processus instantané. Cette hypothèse nous permet alors de distinguer deux cas pour les processus dissipatifs associés :

- Les processus stationnaires dans Ω_X^{reg} qui sont équivalents à des situations de précontraintes
- Les processus instantanés couplés avec le processus de variation de fissure

5.3 Solutions stationnaires pour les variables internes

5.3.1 Stationnarité dans Ω_X^{reg}

Le cas le plus évident est celui où la variation de configuration matérielle n'induit pas de variation des variables internes dans cette même configuration. Ce cas est caractérisé par la relation $\partial_t k|_X = 0$. Ceci signifie que les processus dissipatifs considérés sont beaucoup plus lents que le processus de fissuration. Sous cette hypothèse, la dérivée de l'énergie potentielle s'écrit :

$$\frac{d}{dt} W_{ep} = \int_{B_X^{reg}} \left[\boldsymbol{\Sigma} : \nabla_X \left(\partial_t \mathbf{X}|_{\xi} \right) - \underline{K} * \left(\nabla_X k \cdot \partial_t \mathbf{X}|_{\xi} \right) \right] dV_X$$

On remarque que dans ce cas le calcul est explicite et que le raisonnement sur le critère de rupture est simplifié puisque $D^{inélastique} = 0$:

$$\left\langle G, \partial_t \mathbf{X}|_{\xi} \right\rangle = \left\langle G^{rupture}, \partial_t \mathbf{X}|_{\xi} \right\rangle$$

5.3.2 Stationnarité dans Ω_{ξ}^{reg}

On considère ensuite le cas où une variation de configuration matérielle n'induit pas de variation des variables internes dans la configuration absolue (c'est à dire le cas où les variables internes sont instantanément convectées avec la fissure, $\partial_t k|_{\xi} = 0$). Sous cette hypothèse, la dérivée de l'énergie potentielle s'écrit :

$$\frac{d}{dt} W_{ep} = \int_{B_X^{reg}} \left[\boldsymbol{\Sigma} : \nabla_X \left(\partial_t \mathbf{X}|_{\xi} \right) \right] dV_X$$

Ce cas peut correspondre à une convection parfaite de la zone plastique en pointe de fissure. Cette zone est alors gelée pour un utilisateur en mouvement avec la pointe de la fissure. Ce cas est très utile lorsqu'on considère qu'un processus dissipatif instantané est confiné en pointe de fissure sans changement de forme ni d'intensité. Par contre les deux critères de rupture ne sont plus équivalents :

$$\langle G, \partial_t \mathbf{X}|_{\xi} \rangle = - \int_{B_X^{reg}} \left[\Sigma : \nabla_X \left(\partial_t \mathbf{X}|_{\xi} \right) \right] dV_X \text{ et } \langle G^{rupture}, \partial_t \mathbf{X}|_{\xi} \rangle = - \int_{B_X^{reg}} \left[\Sigma : \nabla_X \left(\partial_t \mathbf{X}|_{\xi} \right) \right] - D^{inélastique}$$

avec $D^{inélastique}$ explicite dans ce cas

6 Modèle de zone cohésive adaptatif

Dans cette partie est exposée l'approche que nous avons développée pour le traitement des problèmes de fissuration avec bifurcation reposant sur un modèle de zone cohésive. Les principaux algorithmes de remaillage utilisés ont été développés à l'Onera pour la simulation de fissuration 3D et seront prochainement décrits dans un article.

6.1 Modèle cohésif et maillage adaptatif

La résolution numérique des problèmes basés sur des approches cohésives, parce qu'ils modélisent, à l'aide de loi de comportement particulièrement non-linéaire, le phénomène de rupture localisé sur une interface, requièrent des discrétisations particulièrement fines. En effet, seule l'utilisation d'éléments à une échelle très locale permet d'obtenir une "process zone" qui peut s'approcher de la zone transition entre fissure macroscopique et endommagement observable au cours d'essais sur structures réelles. Dans ces conditions, l'utilisation de modèles cohésifs pour la simulation de fissures longues (à l'aide d'éléments finis) est directement liée à la possibilité de raffiner et de déraffiner le maillage à mesure de la propagation pour éviter des coûts de calculs rédhibitoires.

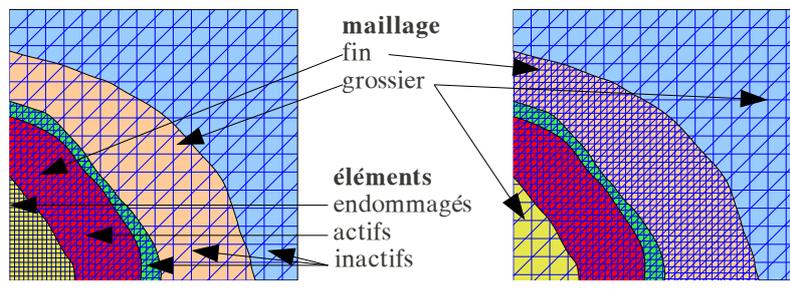


FIGURE 2 – Principe du remaillage avec zone cohésive (à gauche avant remaillage, à droite après).

Le caractère particulièrement non-linéaire des ces éléments produit une difficulté supplémentaire : la conservation des variables d'état sur ces éléments est primordiale lors du processus de transfert de champ lors du passage d'un ancien vers un nouveau maillage. Pour satisfaire cette condition, l'approche que nous avons retenue consiste à effectuer les étapes suivantes (cf. figure 2) (en supposant connue la surface où progresse la fissure) :

1. produire un maillage possédant une taille prédéfinie dans la zone d'amorçage ;
2. mener des calculs tant que la "process zone" reste confinée dans la zone raffinée ;
3. remailler si la "process zone" est prête à sortir de la zone raffinée ;
4. lors du remaillage, raffiner la zone à l'avant de la "process zone", conserver la topologie du maillage pour les éléments actifs, déraffiner les éléments totalement endommagés.

6.2 Modèle cohésif avec adaptation du trajet de propagation

Pour aller plus loin dans le processus adaptatif, on propose ici de mettre à jour la surface dissipative au cours de l'évolution. En supposant que le maillage est suffisamment fin, la régularisation produite par les éléments cohésifs est locale de sorte que les champs de déformation gardent globalement leur caractère

singulier. La méthode retenue consiste à construire un front de fissure le long de la "process zone" et mener le calcul d'une intégrale de volume pour extraire des quantités énergétiques de la mécanique linéaire de la rupture (taux de restitution d'énergie ou facteurs d'intensité des contraintes). Une fois ces grandeurs estimées, il est possible d'appliquer un critère de bifurcation (en pratique en contrainte d'ouverture maximale ou en recherchant la direction fournissant le taux de restitution d'énergie maximal, cf. figure 3). La surface préalablement générée est supprimée et remplacée par une nouvelle dans la direction déterminée.

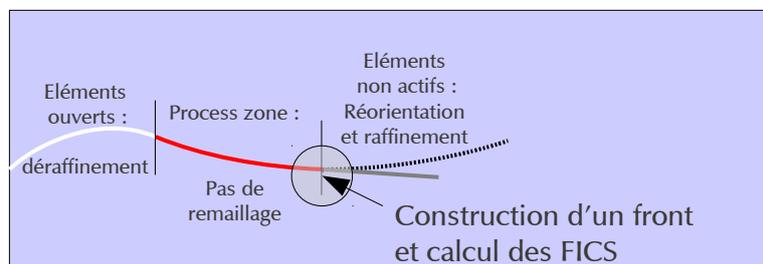


FIGURE 3 – Principe du remaillage avec réorientation du chemin de fissuration.

7 Applications numériques

Dans cette partie, on présente d'une part une première validation et les limites des grandeurs énergétiques caractéristiques de la fissuration proposées pour le cas d'un problème de fissuration ductile, d'autre part, un premier exemple d'application de l'approche par modèle cohésif adaptatif.

7.1 Fissuration dans un milieu infini ductile en élastoplasticité

On considère un milieu infini fissuré 2D soumis à un chargement de traction verticale uniforme. La fissure possède un longueur de 2mm et le comportement du matériau est élastoplastique à écrouissage cinématique isotrope linéaire (module d'Young $E = 200\text{ GPa}$, coefficient de Poisson $\nu = 0,33$, limite élastique de von Mises $R_0 = 380\text{ Mpa}$, module d'écrouissage $H = 10\text{ GPa}$). Afin de mesurer la pertinence des grandeurs énergétiques caractéristiques de la fissuration proposées, nous avons effectué un chargement avec charge/décharge (cf. figure 4), en partant d'un état initial sans plasticité.

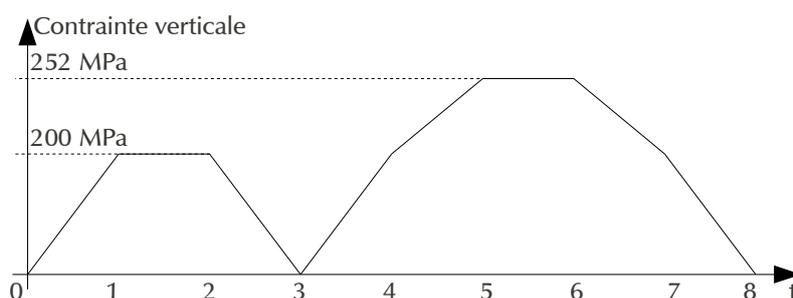


FIGURE 4 – Description du chargement en contrainte verticale sur la structure.

L'objectif est de mettre en évidence la validité des grandeurs calculées : sous hypothèse de convection de la zone plastique lors de la progression de fissure, est évaluée, d'une part, la dérivée de l'énergie potentielle, et d'autre part l'estimation de $G^{rupture}$. Un modèle numérique éléments finis est réalisé à l'aide du code Zset/Zébulon, en 2D, produisant un problème d'environ 10000 degrés de liberté. À titre de comparaison, la grandeur $G^{rupture}$ effectivement créée par l'avancée de la fissure, est calculée numériquement en certains points à l'aide d'un bilan d'énergie (basé sur le relâchement d'un nœud situé à 0,003 mm de la pointe de fissure).

La figure 5 présente les résultats ainsi obtenus. La courbe en rouge, obtenue par la recherche de la variation d'énergie potentielle lors de l'avancée éventuelle du front coïncide, en tout point du chargement, à moins de 1% de la valeur du taux de restitution d'énergie calculé sur la même structure avec un comportement linéaire élastique (sans plasticité). Dans la phase de chargement monotone, l'hypothèse de dissipation plastique convectée permet d'évaluer avec une précision relative d'environ 5% $G^{rupture}$ par rapport à la référence obtenue par différence finie. Lors de la décharge, nous avons continué de supposer que la dissipation plastique était liée à l'avancée complète de la zone plastique, cette hypothèse, très forte, conduit à établir une charge minimale en dessous de laquelle il n'est pas possible de faire avancer la fissure, ce qui est peu réaliste. Enfin, lors de la deuxième montée en charge, l'évaluation montre clairement ses limites : la plasticité créée par compression est prise en compte lors du calcul de dissipation plastique convectée. Dans ces conditions, l'estimation de $G^{rupture}$ ainsi calculée est largement inférieure à la grandeur calculée par différence finie : l'avancée de la fissure engendre de la plasticité due uniquement au chargement de traction.

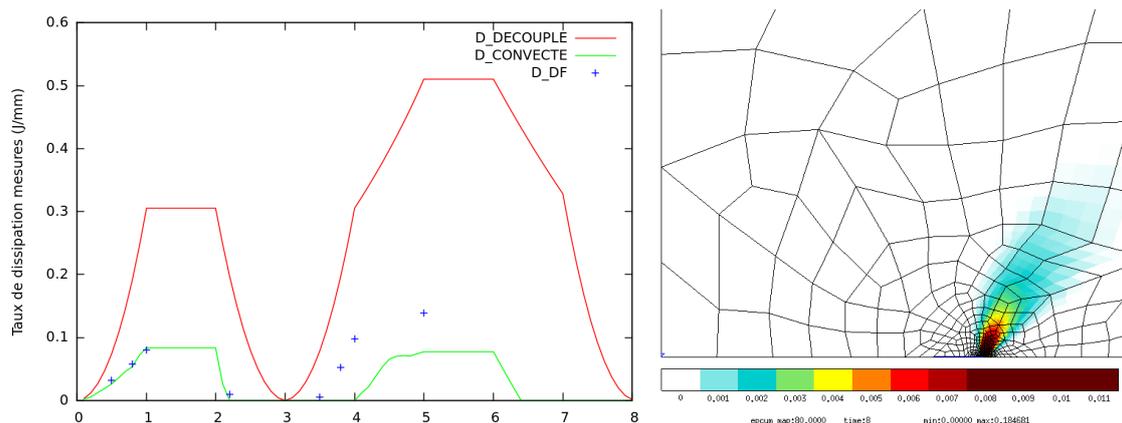


FIGURE 5 – Comparaison des grandeurs énergétiques calculées : dérivée de l'énergie potentielle sous hypothèse de convection complète (en rouge), $G^{rupture}$ estimé sous hypothèse de convection complète (en vert), $G^{rupture}$ par différence finie (points bleus)). Représentation des isovaleurs de plasticité cumulée sous chargement maximal.

7.2 Approche par modèle de zone cohésif adaptatif

Dans cette partie on propose un premier exemple de validation de l'approche par zone cohésive adaptative. On considère une éprouvette entaillée (cf. figure 6), soumise à une traction monotone verticale. Cette éprouvette, en plexiglas possède une inclusion métallique et a été conçue pour assurer une propagation stable de fissure en procédant à une variation d'épaisseur qui contraint la fissure à se propager dans la zone d'épaisseur fine. Un modèle cohésif bilinéaire a été choisi de façon à limiter la taille de la "process zone". La figure 7 compare le trajet de fissuration obtenu par l'approche cohésive adaptative à celui délivré par une approche par maillage conforme en mécanique linéaire de la rupture. Dans les deux cas un critère de type taux de restitution d'énergie maximal est utilisé.

8 Conclusion

Ces travaux présentent des grandeurs énergétiques caractéristiques de la fissuration en présence de plasticité et une approche originale pour la propagation adaptative avec des modèles de zone cohésive. Les premières applications permettent d'une part, de cerner en partie les domaines de validité de l'hypothèse de convection de la zone plastique et d'autre part, de montrer la faisabilité de l'approche cohésive adaptative.

Remerciements

Ces travaux ont été menés avec les supports de Michelin et du groupe Safran.

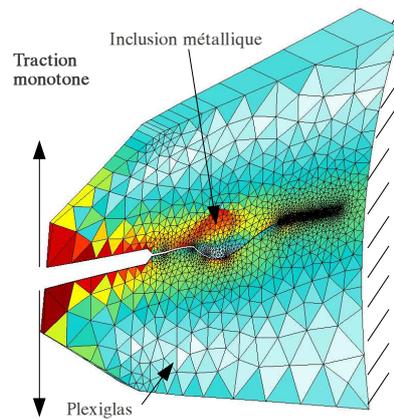


FIGURE 6 – Éprouvette de fissuration avec inclusion rigide.

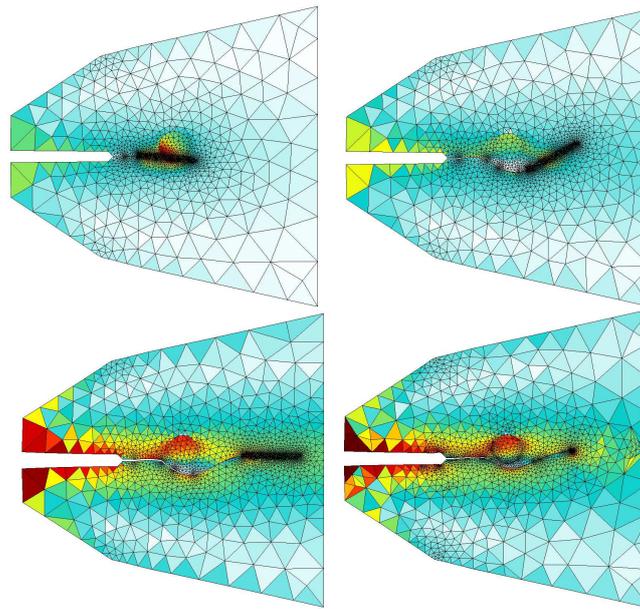


FIGURE 7 – Comparaison des trajectoires obtenues (mécanique linéaire de la rupture en bas à droite, modèle de zone cohésive adaptatif ailleurs).

Références

- [1] N. Moës, J. Dolbow, T. Belytschko. A finite element method method for crack growth without remeshing, *Int. Journal for Num. Meth. In Engrg*, 46, 131-150, 1999.
- [2] V. Chiaruttini, F. Feyel, J.L. Chaboche, A robust meshing algorithm for complex 3D crack growth simulation, *ECCM 2010*, Paris.
- [3] Jaubert, A., Marigo, J., Justification of Paris-type Fatigue Laws from Cohesive Forces Model via a Variational Approach, *Continuum Mechanics and Thermodynamics*, 23(45) 2006, 935-1175.
- [4] J.L. Bouvard and J.L. Chaboche and F. Feyel and F. Gallerneau, A cohesive zone model for fatigue and creep-fatigue crack growth in single crystal superalloys, *International Journal of Fatigue*, 31(5) 1009, 868 - 879.
- [5] R. Peerlings, R. De Borst, W. Brekelmans, J. De Vree, Gradient Enhanced Damage for Quasi-Brittle Materials. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 39 (1996), 3391–3403.
- [6] S. Feld-Payet, Amorçage et propagation de fissure dans les milieux ductiles non locaux, thèse de doctorat de l'Ecole des Mines de Paris, soutenue en octobre 2010.
- [7] T. Nguyen, S. Govindjee, P. Klein and H. Gao, A material force method for inelastic fracture mechanics, *J. Mech. Phys. Solids* 53 (2005), pp. 91–121.
- [8] K. Runesson, F. Larsson and P. Steinmann, On energetic changes due to configurational motion of standard continua, *Int. J Solids Struct.* 46 (6) (2009), pp. 1464–1475.
- [9] V. Tvergaard and J.W. Hutchinson, The relation between crack growth resistance and fracture process parameters in elastic–plastic solids, *J. Mechan. Phys. Solids* 40 (1992), pp. 1377–1397.