



HAL
open science

Un nouveau modèle macroscopique basé sur les interactions non-locales à l'échelle mésoscopique pour prédire l'endommagement et la rupture des matériaux quasi-fragiles

Laura Rojas-Solano, David Grégoire, Gilles Pijaudier-Cabot

► To cite this version:

Laura Rojas-Solano, David Grégoire, Gilles Pijaudier-Cabot. Un nouveau modèle macroscopique basé sur les interactions non-locales à l'échelle mésoscopique pour prédire l'endommagement et la rupture des matériaux quasi-fragiles. 11e colloque national en calcul des structures, CSMA, May 2013, Giens, France. hal-01722089

HAL Id: hal-01722089

<https://hal.science/hal-01722089>

Submitted on 2 Mar 2018

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.

Public Domain

Un nouveau modèle macroscopique basé sur les interactions non-locales à l'échelle mésoscopique pour prédire l'endommagement et la rupture des matériaux quasi-fragiles

Laura B. ROJAS-SOLANO, David GRÉGOIRE, Gilles PIJAUDIER-CABOT

Université de Pau et des Pays de l'Adour (UPPA), Laboratoire des Fluides Complexes et leurs Réservoirs (LFRCR, UMR5150)
Contact: david.gregoire@univ-pau.fr, UPPA-LFCR, Campus Montaury, F64600 Anglet, France.

Résumé — Le but de cet article est de proposer une nouvelle approche macroscopique pour décrire les interactions non-locales qui apparaissent à l'échelle mésoscopique durant la rupture et l'endommagement de matériaux quasi-fragiles. Nous proposons un nouveau modèle non-local intégral où la fonction poids est directement déduite de ces interactions. La nouvelle fonction poids ainsi reconstruite prend intrinsèquement en compte l'évolution des interactions durant la rupture du matériau. Ce nouveau modèle est tout d'abord validé sur des cas simples unidimensionnels et ses performances sont comparées avec celles d'autres modèles de la littérature. Ensuite le modèle est utilisé pour prédire la rupture d'éprouvettes de béton soumises à un chargement de flexion trois points.

Mots clés — Modèles non-locaux, interactions non-locales, endommagement, matériaux quasi-fragiles

1 Introduction

La non-localité trouve son origine dans les interactions entre les points matériels qui s'endommagent durant le processus de rupture [1, 2]. Il y a plusieurs mécanismes qui doivent être considérés si l'on veut décrire correctement la non-localité introduite par ces interactions : (i) *la croissance de défauts* : une interaction existe si il y a un endommagement pour la produire. Si on considère que l'endommagement est dû à la croissance de micro-fissures, les interactions doivent être de plus en plus importantes à mesure que ces défauts croissent [1, 2]; (ii) *l'effet d'écran* : l'interaction entre deux points situés de part et d'autre d'une fissure ne doit pas exister [3]; (iii) *l'effet de bord* : sur un bord libre, et suivant la normale à ce bord, le comportement doit être local et donc les interactions non-locales doivent disparaître [4].

Ces dernières années, des modèles non-locaux améliorés ont été proposés dans la littérature [5, 4, 3]. Ces modèles sont basés sur le modèle non-local intégral [6] où la non-localité est introduite au travers d'une fonction poids gaussienne et d'une longueur caractéristique, appelée *longueur interne*. Les modèles améliorés proposés consistent à modifier cette longueur interne pour mieux décrire la non-localité et il a été montré récemment qu'une combinaison judicieuse de ces modèles permet de rendre compte correctement du processus de rupture, de l'effet d'écran et de l'effet de bord [7]. Cependant ces différentes propositions ont été formulées et validées uniquement sur des cas académiques unidimensionnels car leur extension en vue d'une implémentation en 2D ou en 3D n'est pas possible. En effet, elles mettent en jeu des intégrales le long du chemin par lequel transite l'information durant le processus d'endommagement et ce chemin n'est connu qu'en 1D.

Récemment il a été montré que des modèles mésoscopiques [8] sont capables de décrire le processus de fissuration, de l'amorçage à la rupture complète. Ainsi ces modèles ont permis de reproduire la rupture de poutres de flexion trois points de tailles différentes, entaillées et non-entaillées en terme de prédiction des résistances au pic mais aussi en terme de reproduction des phases adoucissantes qui avaient été au préalable observées expérimentalement [9]. Ainsi ces modèles mésoscopiques décrivent intrinsèquement les mécanismes nécessaires à la bonne description de la non-localité en terme de processus de rupture, d'effets d'échelle et d'effets de bord.

Le but de cet article est de proposer une nouvelle approche macroscopique pour décrire les interactions non-locales qui apparaissent à l'échelle mésoscopique durant la rupture et l'endommagement du matériau quasi-fragile.

2 Interactions et modèle d'endommagement non-local modifié

2.1 Interactions non-locales dans les modèles non-locaux intégraux

Dans les modèles classiques non-locaux, comme les modèles de type-intégraux [6], la longueur interne est le paramètre qui représente et caractérise la non-localité. Associée à une fonction poids, classiquement gaussienne, la longueur interne pilote comment et à quelle distance les interactions non-locales se produisent au sein du matériau. Cependant, un inconvénient majeur de la formulation est que ce paramètre est supposé constant quelque soit la géométrie et le processus de rupture. Par exemple, à proximité d'un bord, la part du domaine sur lequel est réalisé la moyenne non-locale qui sort de la structure est classiquement simplement coupée [6]. Il y a maintenant un consensus au sein de la communauté sur le fait que ce paramètre doit varier. Par exemple des modèles améliorés sont maintenant disponibles dans la littérature proposant des méthodes différentes pour traiter les problèmes aux bords [4, 10] ou faisant varier la longueur interne au fur et à mesure de l'endommagement ou de l'état de contrainte [7, 3, 11]. Cependant, et même si ces variations sont basées sur des concepts micro-mécaniques comme les interactions entre défauts ou le transfert d'information au travers d'une zone endommagée, le choix final de la fonction poids (gaussienne ou autre) et donc l'évolution de la non-localité est finalement assez empirique. De plus certains de ces modèles sont difficilement implémentables dans des codes numériques 2D ou 3D.

2.2 Interactions non-locales dans les modèles mésoscopiques

Dans les modèles mésoscopiques, la non-localité est intrinsèquement décrites en représentant explicitement la meso-structure du matériaux (par exemple, agrégats, matrice et interfaces dans le béton). Ainsi, la non-localité n'est pas représentée de la même manière à proximité d'un bord, d'une zone endommagée, à l'initiation ou durant le processus de rupture. Il a été montré récemment [8, 12] que de tels modèles mésoscopiques ont réussi à relever quelques uns des défis majeurs concernant la rupture et l'endommagement des matériaux quasi-fragiles comme la reproduction des forces maximales et des réponses adoucissantes complètes d'éprouvettes de béton de différentes tailles, entaillées et non-entaillées soumises à un chargement de flexion trois points qui avaient été observées préalablement expérimentalement [9].

Par la suite, nous avons pour but de construire un modèle non-local intégral basé sur une nouvelle fonction poids reconstruite à partir des interactions qui apparaissent et évoluent au sein du matériau durant le processus de rupture.

2.3 Une nouvelle fonction poids non-locale basée sur les interactions

Le but de cet article est de discuter une nouvelle approche décrivant les interactions non-locales qui apparaissent et évoluent au sein de la mésostructure durant la rupture des matériaux quasi-fragiles. Le transfert d'échelle est réalisé en construisant directement la fonction poids d'un modèle non-local intégral macroscopique à partir des interactions qui se développent durant le processus d'endommagement à l'échelle mésoscopique. Pour se faire, la structure est modélisée comme un assemblage d'inclusions qui sont successivement dilatées afin de caractériser le transfert d'information au sein du matériau et de reconstruire la fonction poids à introduire dans le nouveau modèle. La nouvelle fonction poids ainsi reconstruite prend intrinsèquement en compte l'évolution des interactions durant la rupture et l'endommagement du matériau.

Par interaction, nous entendons l'effet qu'aura une déformation induite sur un récepteur localisé au point x par la dilatation ε^* d'une inclusion de rayon a localisée au point ξ (Figure 1). Cela revient à dire qu'une interaction est la quantité d'énergie de déformation transmise de ξ à x . Cette interaction dépend de la géométrie de la structure, de la taille de l'inclusion, des propriétés élastiques du matériau à l'intérieur et à l'extérieur de l'inclusion ainsi que du rapport entre elles. Formellement, la quantité d'énergie A transmise en un point x par la dilatation ε^* d'une inclusion localisée en ξ peut s'estimer au travers de la norme euclidienne du tenseur des déformations :

$$A(x, \xi, \varepsilon^*, a) = \sqrt{\sum_{i=1}^3 |\varepsilon_i(x)|^2} \quad (1)$$

où A représente une mesure de l'énergie de déformation transmise du point ξ au point x due à la perturbation ε^* et ε_i est la $i^{\text{ème}}$ déformation principale. Ainsi l'interaction entre les points x et ξ peut être estimée au travers du rapport entre cette mesure de l'énergie de déformation et la norme de la perturbation initiale :

$$A^*(x, \xi, a) = \frac{A(x, \xi, \varepsilon^*, a)}{\|\varepsilon^*\|} \quad (2)$$

où A^* représente l'interaction entre les points x et ξ et on suppose qu'il y a une similitude entre cette fonction d'interaction A^* et la nouvelle fonction poids à introduire dans le modèle non-local intégral.

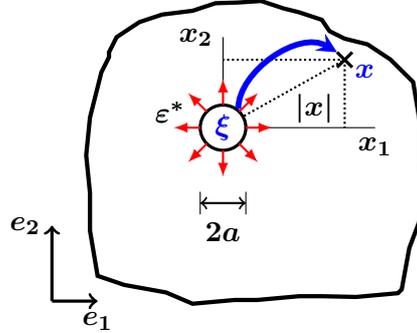


Fig. 1 – Schéma du principe du calcul d'interactions.

2.4 Formulation non-locale

On considère donc que c'est la fonction d'interaction A^* qui pilote la non-localité. Ainsi la formulation non-locale s'écrit :

$$\bar{\varepsilon}_{\text{eq}}(x) = \frac{1}{\Omega_r} \int_{\Omega} \psi(x, \xi) \varepsilon_{\text{eq}}(\xi) d\xi \quad \text{avec} \quad \psi(x, \xi) \equiv A^*(x, \xi, a) \quad \text{et} \quad \Omega_r = \int_{\Omega} A_0^*(x, \xi, a) d\xi \quad (3)$$

où $\bar{\varepsilon}_{\text{eq}}$ est la déformation non-locale, ε_{eq} la déformation effective définie par [13] :

$$\varepsilon_{\text{eq}} = \sqrt{\sum_{i \in \llbracket 1,3 \rrbracket} \langle \varepsilon_i \rangle_+^2} \quad (4)$$

et Ω_r est un volume caractéristique défini de telle sorte que l'opérateur non-local n'affecte pas un champ uniforme de déformation, loin des bords et en absence d'endommagement. Typiquement A_0^* est estimée au début du calcul avant que la structure ne s'endommage.

En pratique, le calcul des interactions est réalisé à l'aide du code éléments finis Cast3M en dilatant thermiquement ($\varepsilon^* = \alpha \Delta T \mathbb{I}$), chacune à leur tour, toutes les inclusions de la structure. Si la structure possède n inclusions, n calculs élastiques d'interactions sont réalisés pour reconstruire la fonction poids à chaque pas de chargement. Le maillage élément fini est le même que celui utilisé pour le calcul mécanique et les inclusions sont représentées par un ensemble de point de Gauss. Puisque le processus de reconstruction de la fonction poids est piloté cinématiquement par les dilatations successives de ces inclusions, toutes les conditions limites en déplacement sont supposées bloquées durant le processus de reconstruction afin de ne pas perturber la cinématique du problème sur les bords.

Le seul paramètre du nouveau modèle est donc la taille des inclusions de rayon a . Cette taille d'inclusion doit être liée à la taille moyenne des hétérogénéités présentes dans la structure matérielle à l'échelle mésoscopique.

2.5 Influence de la taille des inclusions

Afin de quantifier l'influence de la taille des inclusions, on considère le problème simple unidimensionnel d'une barre encastree sous tension. La barre présente une zone centrale endommagée (Fig. 2), le reste restant sain. La distribution d'endommagement est fixée a priori afin d'étudier l'influence de la

présence d'une zone endommagée sur la nouvelle fonction poids proposée. La distribution de déformation au sein de la barre est compatible avec cette endommagement au travers des déformations ε_u et ε_t obtenues à partir d'une loi de comportement adoucissante bilinéaire (Fig. 2).

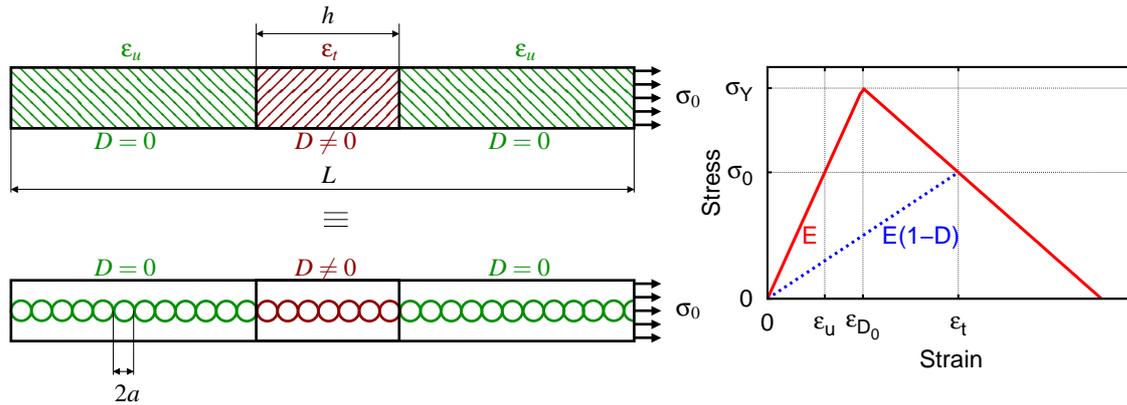


Fig. 2 – Simple problème d'une barre encastree sous tension ($L = 10\text{cm}$, $\sigma_Y = 3\text{MPa}$, $E = 30\text{GPa}$, $\varepsilon_{D_0} = 10^{-4}$, $\sigma_0 = 1.8\text{MPa}$, $D = 70\%$).

Bien que la barre soit unidimensionnelle, les interactions sont estimées et reconstruites suivant une description bi-dimensionnelle en contraintes planes. Les nouvelles fonctions poids sont estimées à partir d'un ensemble d'inclusions circulaires explicitement maillées et localisées sur l'axe neutre de la poutre (Fig. 2). Leur taille est bien inférieure à la hauteur de la barre afin de limiter l'influence des bords supérieurs et inférieurs et de conserver un comportement global unidimensionnel. Le maillage éléments-finis consiste en des triangles à un point d'intégration et le maillage est construit de telle sorte qu'il y ait toujours 4 éléments sur le diamètre de l'inclusion. Chaque inclusion est successivement thermiquement dilatée afin de reconstruire la fonction poids qui est normalisée ensuite au travers du volume caractéristique Ω_r défini à l'équation Eq 3.

La figure Fig. 3 représente l'influence de la taille des inclusions sur la fonction poids reconstruite dans le cas où il n'y a aucun endommagement au sein de la barre.

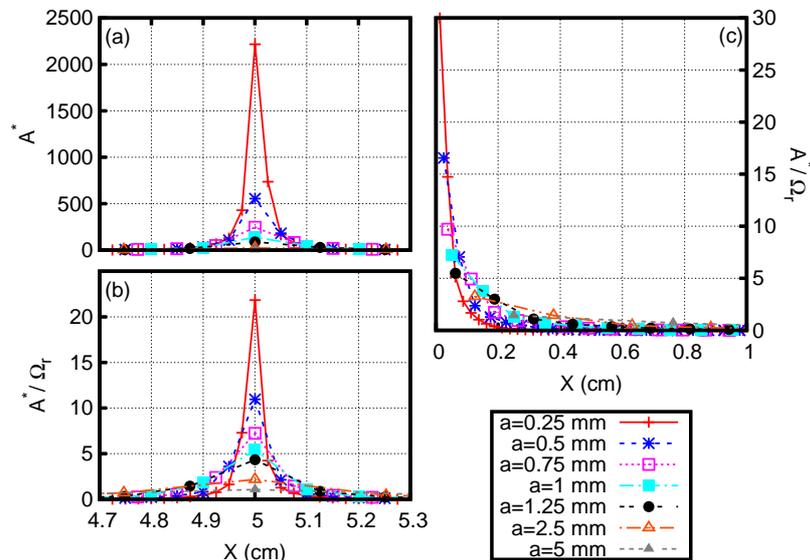


Fig. 3 – Influence de la taille des inclusions sur la fonction poids reconstruite : (a) loin du bord avant normalisation, (b) loin du bord après normalisation et (c) près du bord après normalisation.

Loin du bord (Fig. 3.a), la fonction poids reconstruite ne dépend pas de la taille de l'inclusion et décroît en $1/X^2$ suivant la théorie d'Eshelby (voir par exemple [14]). La Fig. 3.b présente la même influence après normalisation. Si la taille de l'inclusion tend vers 0, l'estimation de l'effet des interactions se réduit à la construction des fonctions de Green où aucune longueur interne n'intervient. Ainsi la

fonction poids tend vers une fonction Dirac et la réponse devient purement locale. La Fig. 3.c présente la même influence proche du bord gauche de la structure. La fonction poids est centrée sur l'inclusion la plus proche du bord. Lorsque la taille de cette inclusion décroît, la fonction poids tend de même vers une fonction Dirac et donc la réponse redevient purement locale comme prédit par [4, 3, 10] à partir de considérations micro-mécaniques. Dans la structure mésoscopique, il y a un effet de bord et on ne peut pas trouver de larges agrégats à proximité directe du bord ainsi les interactions tendent à disparaître près du bord. Ainsi cet effet de bord sera introduit dans le modèle en faisant décroître la taille des inclusions au fur et à mesure que l'on se rapproche du bord considéré.

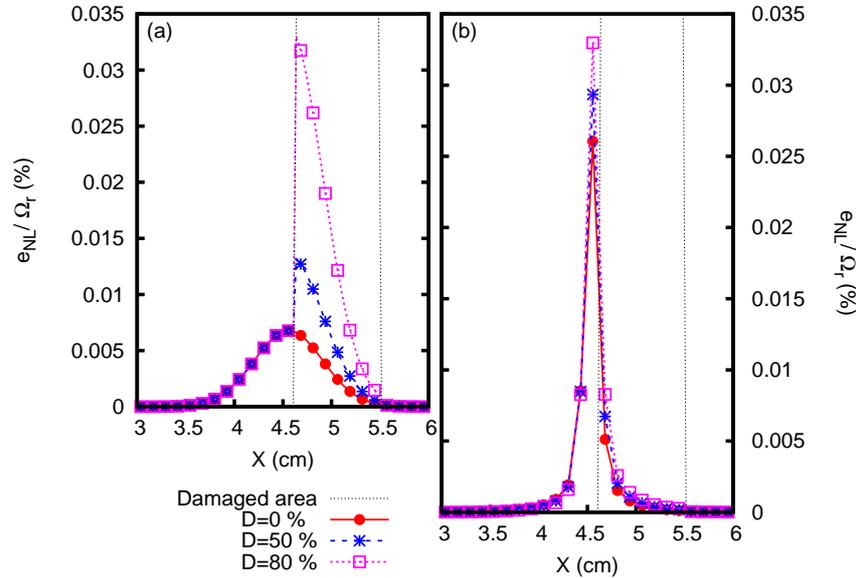


Fig. 4 – Réponse à proximité d'une zone endommagée avec la formulation originale (a) et la nouvelle formulation basée sur les interactions (b).

La figure 4 présente l'évolution des contributions non-locales estimées au centre de l'inclusion située à proximité immédiate de la zone centrale au fur et mesure qu'elle s'endommage pour la formulation originale (Fig. 4.a) et la nouvelle formulation basée sur les interactions (Fig. 4.b). La zone endommagée contient 7 inclusions ($a = 1.25mm$, $h = 8.75mm$). Avec une fonction poids classique gaussienne, et du fait que la déformation au sein de la zone endommagée est plus importante que dans la zone saine, la contribution non-locale des points situés au sein de la zone endommagée est plus importante que celle des points situés au dehors. Ainsi il n'y a pas d'effet d'écran au travers de la zone endommagées et cela peut entraîner une expansion artificielle de la zone endommagée au fur et à mesure de l'estimation des moyennes non-locales. Au contraire, Fig. 4.b montre qu'un effet d'écran est observé avec la nouvelle formulation. Les contributions non-locales à l'extérieur de la zone restent plus importantes que celle à l'intérieur de la zone au fur à mesure que la zone centrale s'endommage. Cette effet d'écran est intrinsèque à la nouvelle formulation. Dans le cas extrême d'une bande entièrement endommagée, la dilatation d'une inclusion présente au sein de la zone n'aura aucun effet à l'extérieur de la bande. Il y a cependant une limitation à cette effet d'écran si le rayon de l'inclusion est plus grand que celui de la zone endommagée. Dans ce cas, la dilatation d'une inclusion peut avoir un effet au travers de la zone endommagée puisque cette zone est englobée au sein de l'inclusion. Pour éviter cela, la taille de l'inclusion est diminuée au fur et à mesure que l'endommagement croît de telle sorte que l'effet d'écran soit toujours conservé.

2.6 Formulation finale

L'endommagement est supposé isotrope. Les effets de température et les effets différés sont négligés. L'endommagement est une fonction de l'extension tensile au sein du matériau, défini localement par la déformation effective (Eq. 4). L'évolution de l'endommagement est une fonction de la déformation non-locale au travers d'une variable d'histoire suivant la méthode proposée par [13] et est gouvernée par les conditions de Kuhn-Tucker. Enfin la taille de l'inclusion est adaptée à proximité des bords et au fur et

à mesure de l'endommagement de telle sorte que les effets de bord et d'écran discutés auparavant soit respectés. La formulation finale s'écrit :

$$\begin{aligned}
\sigma &= (1-D)\mathbf{C} : \varepsilon \\
\varepsilon_{eq} &= \sqrt{\sum_{i \in [1,3]} \langle \varepsilon_i \rangle_+^2} \\
\bar{\varepsilon}_{eq}(x) &= \frac{1}{\Omega_r} \int_{\Omega} \Psi(x, \xi) \varepsilon_{eq}(\xi) d\xi \\
\Psi(x, \xi) &\equiv A^*(x, \xi, a) \\
\Omega_r &= \int_{\Omega} A_0^*(x, \xi, a) d\xi \\
D(h, x) &= \left[1 - (1 - A_t) \frac{\varepsilon_{D_0}}{h(x)} - A_t \exp[(-B_t(h(x) - \varepsilon_{D_0}))] \right] \\
\Gamma(\varepsilon, h) &= \bar{\varepsilon}_{eq}(\varepsilon) - h, \quad \Gamma(\varepsilon, h) \leq 0, \quad \dot{h} \geq 0, \quad \dot{h} \Gamma(\varepsilon, h) = 0 \\
h &= \max(\varepsilon_{D_0}, \max(\bar{\varepsilon}_{eq})) \\
a(x) &= \min(a_0 \sqrt{1 - D(x)}, d(x))
\end{aligned} \tag{5}$$

3 Rupture dynamique d'une barre en traction

On considère ici le cas unidimensionnel de la rupture d'une barre en traction. Si le problème mécanique est traité comme étant 1D, la reconstruction des interactions est toujours réalisée au travers d'un problème 2D comme dans la section précédente. La barre est soumise à ses deux extrémités à deux ondes de traction constantes qui propagent vers le centre en régime élastique (voir Fig. 5). Lorsque les deux ondes de déformation se rencontrent au centre, leur amplitude est doublée et le matériau entre dans son régime adoucissant soudainement et la rupture se produit. Lors de ces simulations numérique 1D en dynamique, l'intégration en temps est explicite avec un pas de temps correspondant au pas de temps critique. A chaque pas de temps, les nouvelles fonctions poids basées sur les interactions sont reconstruites en utilisant la formulation finale présentée à l'Eq.5 avec une taille d'inclusion variable. Ainsi à chaque pas de temps le champs d'endommagement est projeté sur un maillage 2D consistant en des éléments rectangulaires à 4 noeuds et à 4 points d'intégrations permettant la reconstruction des fonctions poids (les inclusions ne sont de ce fait pas explicitement maillées mais représentées par un ensemble de point de Gauss). Ces fonctions poids sont ensuite re-projetées sur le maillage 1D où les quantités mécaniques sont estimées. Les paramètres de cet essai numérique sont collectés dans le tableau 1.

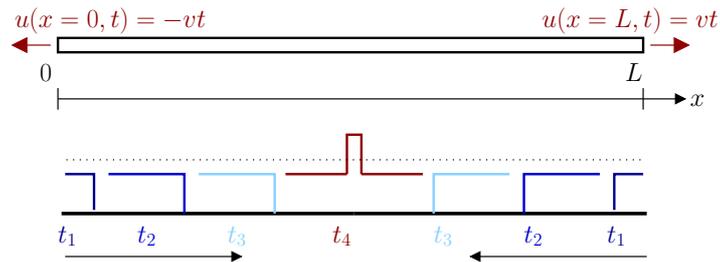


Fig. 5 – Rupture dynamique d'une barre en traction : description du test et évolution temporelle de l'amplitude des déformations le long de la barre.

Tableau 1 – Rupture dynamique d'une barre en traction : paramètres de l'essai numérique

Parameter	L	v	E	ρ	lc/a_0	ε_{D_0}	α_t	A_t	B_t	α_c
Unit	cm	cms^{-1}	MPa	kgm^{-3}	cm	–	–	–	–	–
Value	30	0.7	1	1	4	1	1	1	2	0

Au cours de l'endommagement, l'ouverture de fissure peut être estimée en utilisant la méthode proposée par [15, 16]. Le profil de déformation non-local est comparé à un profil idéal noté $\bar{\epsilon}_{sd}$ correspondant à la régularisation d'une distribution de déformation correspondant à une discontinuité forte. La comparaison, c'est à dire la distance entre les deux profils, est un critère de performance permettant de savoir si le profil de déformation est proche d'une fissure réelle ou non. Lors de cette comparaison, les quantités non-locales sont estimées à l'aide d'une fonction de poids gaussienne constante.

$$\Delta(x) = \frac{\int_{\Omega} |\bar{\epsilon}_{sd}(x, s) - \bar{\epsilon}_{eq}(x)| ds}{\int_{\Omega} \bar{\epsilon}_{eq}(s) ds} \quad (6)$$

$$\bar{\epsilon}_{sd}(x, s) = \frac{[U](x)\Psi_0(x, s)}{\Omega_r(s)} \quad , \quad [U](x) = \frac{\bar{\epsilon}(x)\Omega_r(x)}{\Psi_0(x, x)}$$

où $[U](x)$ est l'ouverture de fissure estimée au point x correspondant à la position de la fissure, $\Delta(x)$ représente la distance avec un profil idéal correspondant à une fissure réelle, Ω_r est le volume représentatif, Ψ_0 est la fonction de poids gaussienne, $\bar{\epsilon}_{eq}$ est la déformation non-locale et $\bar{\epsilon}_{sd}$ est la déformation non-locale correspondant à une discontinuité forte résultant d'une fissure réelle situé au point x (voir détails dans [15, 16]).

La figure 6.a montre l'évolution de la distance entre les deux profils pour la formulation originale et la nouvelle formulation. Avec le nouveau modèle, cette distance tend rapidement vers 0, ce qui signifie qu'à la limite d'une macro-fissure complètement formée, le modèle fourni une description consistante de la distribution de déformation. Ce n'est pas le cas avec la formulation classique où une distance non nulle est obtenue, signifiant que la distribution de déformation ne permet pas d'atteindre celle d'une discontinuité forte correspondant à une macro-fissure.

Pour une telle modélisation 1D et en considérant que l'ouverture de fissure est répartie entièrement dans l'élément qui contient la discontinuité une fois la rupture complète atteinte, cette ouverture de fissure doit être égale à la déformation multipliée par la taille de l'élément (équation 7). Ainsi après la rupture complète de la barre, la déformation dans l'élément central doit être proportionnelle à la discontinuité de déplacement et doit évoluer en proportion inverse de la taille de l'élément :

$$[U](x) \approx \epsilon h = \text{constant} \quad (7)$$

La figure 6.b montre que c'est effectivement le cas pour la nouvelle formulation mais que ce n'est pas le cas pour la formulation originale. Avec la nouvelle formulation, la déformation en fonction de la taille de l'élément adimensionnée suit une droite dans un graphe logarithmique. De plus, la pente de la droite est cohérente avec l'estimation de l'ouverture de fissure. Avec le nouveau modèle basé sur les interactions, une déviation est observée lorsque la taille de l'élément est proche de la taille de l'inclusion. Dans ce cas, la taille de l'élément fini n'est pas assez fine pour estimer les interactions précisément, il faut plusieurs éléments au sein d'une inclusion.

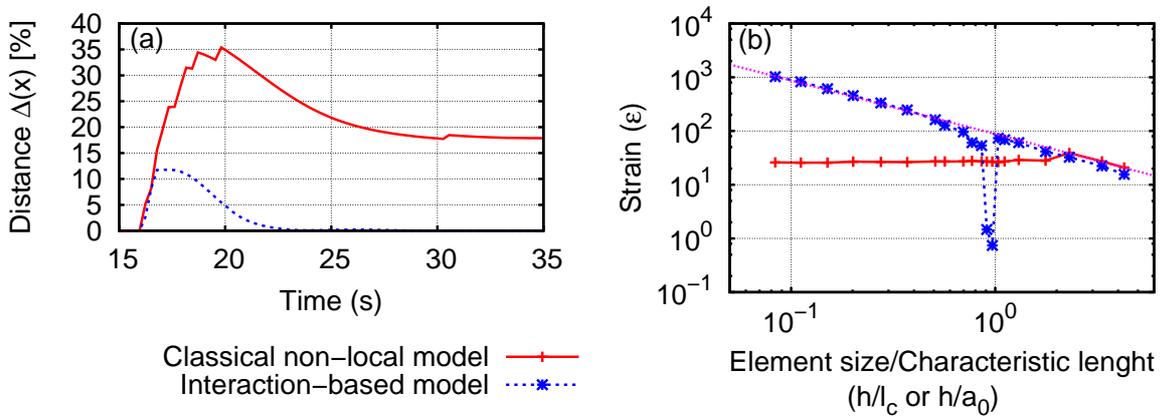


Fig. 6 – Rupture dynamique d'une barre en traction : (a) distance entre l'ouverture de fissure estimée et celle correspondant à un profil idéal d'une discontinuité forte ; (b) déformation dans l'élément central fissuré en fonction de la taille d'éléments adimensionnée à rupture complète.

4 Conclusions

- Un nouveau modèle non-local basé sur l'estimation directe des interactions non-locales est proposé.
- Les interactions non-locales sont directement estimées à partir des dilatations successives d'inclusions circulaires centrées en chaque point matériel.
- Les effets de bords et les effets d'écran sont pris en compte intrinsèquement et en diminuant la taille des inclusions en fonction de la distance aux bords et en fonction de l'état d'endommagement.
- Avec ce nouveau modèle, les contributions non-locales de points situés à proximité d'une zone endommagée ne présentent pas d'incohérences amenant à une croissance artificielle de la zone endommagée comme cela est observé avec un modèle non-local intégral classique.
- Le modèle est capable de décrire la transition continu/discret du processus de fissuration ainsi que la convergence vers une discontinuité forte lors du calcul 1D de la rupture dynamique d'une barre en traction.

Remerciements

Nous remercions vivement l'ERC pour son soutien financier au travers du projet Failflow (ERC Advanced Grant 27769).

Références

- [1] Z.P. Bažant. Nonlocal damage theory based on micromechanics of crack interactions. *J Eng Mech-ASCE*, 120(3) :593–617, 1994.
- [2] G. Pijaudier-Cabot and Y. Berthaud. Effets des interactions dans l'endommagement d'un milieu fragile. formulation non locale. *Cr Acad Sci II B*, 310(12) :1577–1582, 1990.
- [3] G. Pijaudier-Cabot and F. Dufour. Non local damage model. *Eur J of Env Civil Eng*, 14(6-7) :729–749, 2010.
- [4] A. Krayani, G. Pijaudier-Cabot, and F. Dufour. Boundary effect on weight function in nonlocal damage model. *Eng Fract Mech*, 76(14) :2217–2231, 2009.
- [5] Gilles Pijaudier-Cabot, Khalil Haidar, and Jean-François Dubé. Non-local damage model with evolving internal length. *Int J Numer Anal Met*, 28(78) :633–652, June 2004.
- [6] Gilles Pijaudier-Cabot and Zdenek P. Bazant. Nonlocal Damage Theory. *J Eng Mech-ASCE*, 113(10) :1512–1533, 1987.
- [7] D. Grégoire, L.B. Rojas-Solano, and G. Pijaudier-Cabot. Continuum to discontinuum transition during failure in non-local damage models. *Int J Multiscale Com*, 10(6) :567–580, 2012.
- [8] P. Grassl, D. Grégoire, L.R. Solano, and G. Pijaudier-Cabot. Meso-scale modelling of the size effect on the fracture process zone of concrete. *Int J Solids Struct*, 49(13) :1818–1827, 2012.
- [9] D. Grégoire, L.B. Rojas-Solano, and G. Pijaudier-Cabot. Failure and size effect for notched and unnotched concrete beams. *Int J Numer Anal Met*, DOI : 10.1002/nag.2180, 2013.
- [10] Z.P. Bažant, J.L. Le, and C.G. Hoover. Nonlocal boundary layer (nbl) model : overcoming boundary condition problems in strength statistics and fracture analysis of quasibrittle materials. In *Proc., FraMCoS-7, Korea*, pages 135–143, 2010.
- [11] Cédric Giry, Frédéric Dufour, and Jacky Mazars. Stress-based nonlocal damage model. *Int J Solids Struct*, 48(25-26) :3431–3443, 2011.
- [12] D. Grégoire, P. Grassl, L.B. Rojas-Solano, and G. Pijaudier-Cabot. Macro and mesoscale models to predict concrete failure and size effects. In Dufour F. (Eds.) Pijaudier-Cabot G., editor, *Damage Mechanics of Cementitious Materials and Structures*. ISTE Ltd and John Wiley & Sons, Inc., 2012.
- [13] J. Mazars. A description of micro-and macroscale damage of concrete structures. *Eng Fract Mech*, 25(5-6) :729–737, 1986.
- [14] T. Mura. *Micromechanics of defects in solids*, volume 3. Springer, 1987.
- [15] Frédéric Dufour, Gilles Pijaudier-cabot, Marta Choinska, and Antonio Huerta. Extraction of a crack opening from a continuous approach using regularized damage models. *Comput Concrete*, 5(4) :375–388, 2008.
- [16] F. Dufour, G. Legrain, G. Pijaudier-Cabot, and A. Huerta. Estimation of crack opening from a two-dimensional continuum-based finite element computation. *Int J Numer Anal Met*, 36(16) :1813–1830, 2012.