

# Modélisation multiphysique de phénomènes d'endommagement-guérison pour des matériaux élastiques fragiles

L. Salmon<sup>1,2</sup>, S. Lejeunes<sup>2</sup>, M. Garajeu<sup>2</sup>, V. Blanc<sup>1</sup>

<sup>1</sup> CEA, DES, IRESNE, DEC, F-13108 Saint-Paul-Lez-Durance, France

<sup>2</sup> Aix-Marseille Univ, CNRS, Centrale Marseille, LMA UMR 7031, Marseille, France

**Résumé** — Un modèle d'endommagement-guérison est développé pour la modélisation du comportement du combustible nucléaire. Ce modèle introduit une variable d'état nommée "réserve de guérison" qui permet de restaurer l'endommagement d'un matériau en respectant le cadre des matériaux standards. Les possibilités de ce modèle concernant la description du comportement thermomécanique d'un matériau élastique fragile sont démontrées à travers une application 0D qui reproduit différentes dynamiques de guérison.

**Mots clés** — Couplage endommagement-guérison, Thermodynamique, Combustible nucléaire, Fissuration.

## 1 Introduction et contexte

Les travaux présentés dans ce résumé s'intègrent dans le cadre de recherches portant sur la description du comportement d'un combustible nucléaire utilisé dans les Réacteur à Neutrons Rapides (RNR), composé d'un mélange d'oxydes (MOX). Au sein de ces combustibles, une diversité de phénomènes intervient et cela a des conséquences sur le comportement mécanique de ses différents composants [5].

A terme, l'objectif principal de ces travaux est d'estimer avec précision la répartition des volumes libres au sein du système "aiguille combustible" : pastilles MOX et gaine métallique. Cette estimation s'intègre dans une problématique de sûreté nucléaire puisque les volumes libres sont directement liés au niveau de sollicitation que subit la gaine métallique, première barrière de confinement des produits de fissions.

Pour estimer la répartition des volumes libres, une première étape est d'identifier les mécanismes qui interviennent au premier ordre. Ici, nous discuterons en particulier des mécanismes qui engendrent une guérison partielle des fissures présentes au sein de la pastille combustible.

Lors de son utilisation, le combustible nucléaire  $(U, Pu)O_2$  subi différentes sollicitations extrêmes qui vont engendrer une évolution importante de ses propriétés et de son comportement. Au cours de la première montée en puissance, les pastilles combustibles sont soumises à un important gradient de température qui engendre une fissuration radiale de la pastille allant jusqu'à diviser la pastille en plusieurs fragments (cf. Figure 1a)) [5].

A partir d'un certain niveau de température, environ 1800°C, un mécanisme de migration des porosités vers le centre du combustible est amorcé sous l'effet combiné des hautes températures et du gradient thermique (cf. Figure 1b)) [12]. Ce mécanisme est induit par un phénomène d'évaporation-condensation au sein des porosités. Le rôle de ces fissures sur la migration des porosités a précédemment été montré [3] : elles représentent une source de porosité qui contribue à la formation du trou central de la pastille. C'est un mécanisme qui est entretenu au cours de l'irradiation grâce à la création de produits de fissions gazeux.

A contrario, pour un régime à faible puissance, la température du combustible n'est pas suffisante pour activer ce mécanisme. Cependant, la création continue de produits de fission va engendrer un gonflement des fragments. L'ouverture des fissures qui séparent les fragments les uns des autres se réduit jusqu'à ce que les fragments se retrouvent en contact. Il est montré dans [4] que pour un certain niveau de contrainte mécanique et de température, un phénomène de soudage par diffusion de matière peut être activé. C'est ce que l'on distingue sur les examens post-irradiation (cf. Figure 1c)), on suppose de plus que ce phénomène est amplifié par le flux de neutrons et les déplacements d'atomes associés.

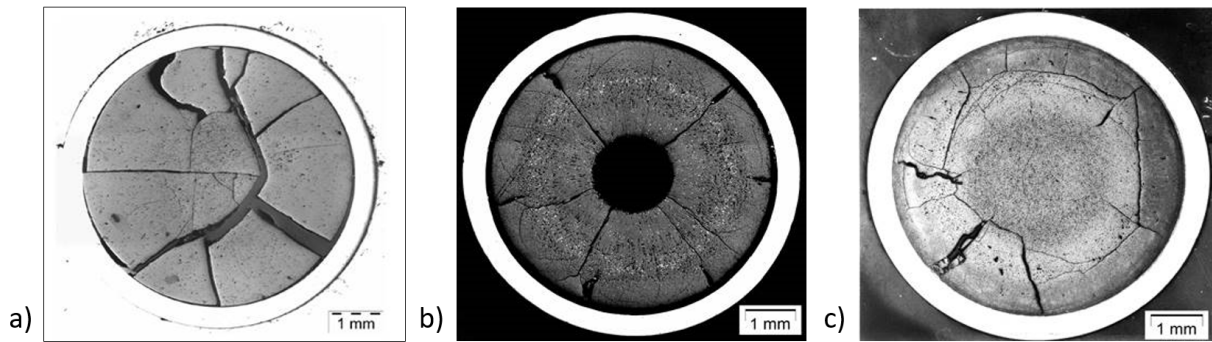


FIGURE 1 – a) Début de vie; b) Fin de vie - régime haute puissance; c) Fin de vie - régime basse puissance

Sur la Figure 1b), on constate également que, malgré la guérison engendrée par la migration des porosités, plusieurs fissures radiales sont toujours visibles. Ce phénomène est lié à la nature cyclique du chargement qui a pour conséquence une alternance entre fissurations de la pastille et guérison de ces fissures. Cela explique l'apparition de nouvelles fissures radiales après la guérison des premières.

Deux mécanismes ont été identifiés vis-à-vis de la guérison partielle des fissures. Ces effets de guérison participent intrinsèquement à l'évolution de la répartition des volumes libres, il est donc nécessaire de les considérer au cours de nos études.

Dans la littérature, des travaux proposent des modèles couplant l'endommagement et la guérison à travers le cadre "Continuum Damage-Healing Mechanics" [2][8] qui est une extension du cadre "Continuum Damage Mechanics". Les développements réalisés semblent assez peu adaptés à la réalisation de plusieurs cycles d'endommagement-guérison. Ainsi, il est nécessaire de s'intéresser à une nouvelle approche qui sera détaillée par la suite.

Ce papier sera découpé en deux parties, la première présentera le développement théorique effectué autour d'un modèle local d'endommagement-guérison qui s'insère dans le cadre des matériaux standards. La seconde partie est une application qualitative du modèle en 0D démontrant les perspectives de ce modèle.

## 2 Cadre thermodynamique et développement du modèle local

Pour la construction du modèle, plusieurs hypothèses sont considérées. On se limite aux matériaux élastiques fragiles, c'est-à-dire, à un combustible en début de vie qui subit des niveaux de température relativement faibles. On utilise également l'hypothèse des petites perturbations avec présence d'un couplage thermomécanique fort. Finalement, le phénomène de guérison qui sera développé s'apparente à une soudure par contact dépendant de l'état thermomécanique et sans apport extérieur de matière.

On se place dans le cadre classique des processus irréversibles en petites transformations, qui s'appuie les deux principes suivants (voir par exemple [7]) :

- Premier principe :  $\rho \dot{e} = \sigma : \dot{\varepsilon} - \text{div}(\vec{q}) + r$
- Second principe :  $\rho \dot{\eta} \geq \frac{r}{\theta} - \text{div}\left(\frac{\vec{q}}{\theta}\right)$

Ici, on exprime la forme locale des deux principes de la thermodynamique avec  $\rho$  la masse volumique ( $\text{kg}/\text{m}^3$ ),  $e$  est l'énergie interne spécifique ( $\text{J}/\text{kg}$ ),  $\sigma$  est le tenseur des contraintes (Pa),  $\varepsilon$  le tenseur des déformations,  $\vec{q}$  la densité surfacique de flux de chaleur ( $\text{J}/\text{s}\cdot\text{m}^2$ ),  $r$  la densité volumique de production de chaleur ( $\text{J}/\text{s}\cdot\text{m}^3$ ),  $\eta$  l'entropie spécifique ( $\text{J}/\text{K}\cdot\text{kg}$ ) et  $\theta$  la température (K).

La construction du modèle d'endommagement-guérison est réalisée dans le but de vérifier le respect de ces deux principes quel que soit l'état du matériau. On s'attachera à vérifier cela dans la deuxième sous-section de cette partie.

## 2.1 Développement du modèle d'endommagement-guérison

On rappelle que l'on s'intéresse aux matériaux élastiques fragiles. Par conséquent, on définit les variables thermodynamiques suivante, qui seront utilisées pour la construction du modèle d'endommagement-guérison :

- $\varepsilon(x, t)$  : tenseur des déformations
- $\theta(x, t)$  : température (K)
- $d(x, t)$  : endommagement ( $d \in [0, 1]$ ; 0 = matériau sain / 1 = matériau fissuré)
- $h(x, t)$  : réserve de guérison ( $h \in [0, 1]$ ; 0 = réserve pleine / 1 = réserve épuisée)

L'idée derrière l'introduction d'une variable "générale" notée  $h$  est de pouvoir modéliser différents mécanismes de guérison sans devoir entrer dans une description précise de la physique associée. Un ajustement des paramètres intrinsèques au modèle sera réalisé dans le but de faire correspondre les conditions de chargement nécessaires et la cinétique de la physique réelle des mécanismes.

On définit l'énergie libre de Helmutz que l'on décompose en quatre termes :

$$\rho\Psi(\varepsilon, \theta, d, h) = g(d) \Psi_e(\varepsilon, \theta)^+ + \Psi_e(\varepsilon, \theta)^- + f(d) \Psi_h(\theta, h) + \Psi_\theta(\theta) \quad (1)$$

Ici,  $\Psi_e(\varepsilon, \theta)$  correspond à l'énergie élastique du système,  $\Psi_h(\theta, h)$  à une énergie de guérison et  $\Psi_\theta(\theta)$  à une énergie thermique. Le découpage de l'énergie élastique  $\Psi_e(\varepsilon, \theta)$  en une partie active  $\Psi_e(\varepsilon, \theta)^+$  et une partie passive  $\Psi_e(\varepsilon, \theta)^-$  permet de représenter le fait que le matériau puisse s'endommager uniquement sous un certain type de sollicitation [1]. L'introduction d'une fonction de dégradation  $g(d)$  traduit l'impact de l'endommagement sur l'énergie élastique active. A contrario,  $f(d)$  est une fonction d'amélioration traduisant le fait qu'il est possible de guérir le matériau uniquement dans le cas où ce dernier est déjà en partie endommagé.

Les conditions nécessaires concernant ces deux fonctions sont :

- pour  $g(d)$  :  $g(0) = 1$ ,  $g(1) = 0$ ,  $\dot{g}(d) \leq 0$
- pour  $f(d)$  :  $f(0) = 0$ ,  $f(1) = 1$ ,  $\dot{f}(d) \geq 0$

En l'absence de  $d$ , l'énergie élastique est définie de la manière suivante :

$$\Psi_e(\varepsilon, \theta) = \mu(\theta)(\varepsilon^d : \varepsilon^d) + \frac{K(\theta)}{2} tr^2(\varepsilon - \varepsilon_\theta) \quad (2)$$

$$\text{où } \mu(\theta) = \mu e^{-\left(\frac{\theta - \theta_0}{\theta_0}\right)} ; K(\theta) = K e^{-\left(\frac{\theta - \theta_0}{\theta_0}\right)} ; \varepsilon_\theta = \frac{\alpha}{3}(\theta - \theta_0) \mathbf{1} \quad (3)$$

Ici,  $\mu(\theta)$  et  $K(\theta)$  représentent respectivement le module de cisaillement (Pa) et le module de compressibilité (Pa) avec une dépendance à la température,  $\varepsilon^d$  la partie déviatorique du tenseur des déformation,  $\alpha$  le coefficient de dilatation thermique linéaire et  $\theta_0$  la température de référence du système.

La prise en compte de l'endommagement se fait en considérant que seulement une partie de l'énergie élastique, qualifiée d'active, peut engendrer un endommagement du matériau. La décomposition volumique-déviatorique est classiquement utilisée pour déterminer la partie active et la partie passive.

Par la suite, on adoptera donc la décomposition :

$$\Psi_e(\varepsilon, \theta)^+ = \mu(\theta)(\varepsilon^d : \varepsilon^d) + \frac{K(\theta)}{2} \langle tr(\varepsilon - \varepsilon_\theta) \rangle_+^2 \quad (4)$$

$$\Psi_e(\varepsilon, \theta)^- = \frac{K(\theta)}{2} \langle tr(\varepsilon - \varepsilon_\theta) \rangle_-^2 \quad (5)$$

Ici,  $\langle \cdot \rangle_+$  et  $\langle \cdot \rangle_-$  sont respectivement la partie positive et la partie négative d'une expression.

Concernant l'énergie de guérison, on fait l'hypothèse d'une loi en puissance à laquelle on associe une dépendance à la température à travers une loi d'Arrhenius :

$$\Psi_h(\theta, h) = A e^{-\left(\frac{E_a}{R\theta}\right)} \frac{(1-h)^{n+1}}{n+1} \quad (6)$$

$A$  est un paramètre de couplage sans dimensions,  $E_a$  une énergie d'activation (J),  $R$  la constante des gaz parfaits ( $8,314 \text{ kg.m}^2/\text{s}^2.\text{mol.K}$ ) et  $n$  un paramètre du modèle sans unité. Ce type de lois est utilisé pour décrire des phénomènes chimiques comme par exemple l'hydratation du ciment [11].

L'énergie thermique est définie de la façon suivante :

$$\Psi_\theta(\theta, h) = -C_p \frac{(\theta - \theta_0)^2}{2\theta_0} \quad \text{avec } C_p \text{ la capacité calorifique (J/K)} \quad (7)$$

Classiquement, le second principe de la thermodynamique conduit à l'inégalité de Clausius-Duhem. En effet, en combinant les deux principes avec la relation entre l'énergie libre et l'énergie interne ( $\Psi = e - \theta \eta$ ), on obtient l'expression :

$$(\sigma - \rho \frac{\partial \Psi}{\partial \varepsilon}) : \dot{\varepsilon} - \rho (\eta + \frac{\partial \Psi}{\partial \theta}) \dot{\theta} - \rho \frac{\partial \Psi}{\partial d} \dot{d} - \rho \frac{\partial \Psi}{\partial h} \dot{h} - \vec{q} \cdot \frac{\text{grad}(\theta)}{\theta} \geq 0 \quad (8)$$

On en déduit l'expression du tenseur des contraintes (où  $\mathbf{1}$  est le tenseur identité) :

$$\sigma = g(d) [ 2\mu(\theta)\varepsilon^d + K(\theta)\langle \text{tr}(\varepsilon - \varepsilon_\theta) \rangle_+ \mathbf{1} ] + K(\theta)\langle \text{tr}(\varepsilon - \varepsilon_\theta) \rangle_- \mathbf{1} \quad (9)$$

De plus, l'expression de la dissipation intrinsèque est alors réduite à la forme :

$$\begin{aligned} -g'(d) [ \mu(\theta)(\varepsilon^d : \varepsilon^d) + \frac{K(\theta)}{2} \langle \text{tr}(\varepsilon - \varepsilon_\theta) \rangle_+^2 ] - f'(d) A e^{-\frac{E_a}{R\theta}} \frac{(1-h)^{n+1}}{n+1} \dot{d} \\ + [ f(d) A e^{-\frac{E_a}{R\theta}} (1-h)^n ] \dot{h} \geq 0 \end{aligned} \quad (10)$$

A ce stade, il reste deux inconnues :  $\dot{d}$  et  $\dot{h}$ . Il faut définir la loi d'évolution de ces deux variables internes. Classiquement, pour un "matériau standard généralisé"[6] ces lois d'évolution sont obtenues à partir d'un potentiel de dissipation. Dans l'approche présentée ici, l'écriture d'un potentiel de dissipation qui autorise une restauration de l'endommagement n'est pas évidente. Pour cette raison, nous avons fait le choix de proposer deux lois d'évolution qui rendent la dissipation intrinsèque positive et qui permettent de modéliser un mécanisme de soudage par contact.

$$\begin{aligned} \dot{d} = \frac{1}{\eta_1} [ H(\frac{\partial \Psi}{\partial d}) \langle -g'(d) [ \mu(\theta)(\varepsilon^d : \varepsilon^d) + \frac{K(\theta)}{2} \langle \text{tr}(\varepsilon - \varepsilon_\theta) \rangle_+^2 ] - G_c d \rangle_+ \\ - H(-(\varepsilon - \varepsilon_\theta)) f'(d) A e^{-\frac{E_a}{R\theta}} \frac{(1-h)^{n+1}}{n+1} ] \end{aligned} \quad (11)$$

$$\dot{h} = \frac{1}{\eta_2} \langle f(d) A e^{-\frac{E_a}{R\theta}} (1-h)^n - g(d) [ \mu(\theta)(\varepsilon^d : \varepsilon^d) + \frac{K(\theta)}{2} \langle \text{tr}(\varepsilon - \varepsilon_\theta) \rangle_+^2 ] \rangle_+ \quad (12)$$

Plusieurs remarques concernant ces lois :

- Les fonctions  $H(\cdot)$  sont des fonctions de Heaviside et se montreront essentielles lors de l'étude sur la positivité la dissipation.
- Le sens physique du premier terme de l'équation (11), c'est-à-dire  $H(\frac{\partial \Psi}{\partial d}) \langle -g'(d) [ \mu(\theta)(\varepsilon^d : \varepsilon^d) + \frac{K(\theta)}{2} \langle \text{tr}(\varepsilon - \varepsilon_\theta) \rangle_+^2 ] - G_c d \rangle_+$ , est le suivant : lorsque l'énergie élastique active dépasse  $G_c d$  alors  $\dot{d}$  est positif, ici,  $G_c$  est la ténacité du matériau ( $\text{J/m}^2$ ). On remarque que cette formulation engendre un comportement non-linéaire avec un endommagement qui s'active à l'instant où le chargement engendre une énergie élastique active.
- Le sens physique du deuxième terme de l'équation (11), c'est-à-dire  $H(-(\varepsilon - \varepsilon_\theta)) f'(d) A e^{-\frac{E_a}{R\theta}} \frac{(1-h)^{n+1}}{n+1}$ , est le suivant : si l'énergie élastique passive est positive, alors  $\dot{d}$  est négatif et la réserve de guérison s'épuise partiellement.
- Le sens physique de l'équation (12) est le suivant : si l'énergie élastique active est suffisamment faible, c'est-à-dire inférieure à  $f(d) \frac{\partial \Psi}{\partial d}$ , alors  $\dot{h}$  est positif et la réserve de guérison est partiellement consommée.

Finalement, les paramètres du modèle sont au nombre de quatre :  $\eta_1$  et  $\eta_2$  sont des paramètres qui font varier la vitesse d'évolution, respectivement, de  $d$  et  $h$ ;  $A$  sert de paramètre de couplage entre les lois d'évolution de  $d$  et  $h$ ;  $n$  est un paramètre qui permet de faire varier l'évolution de l'énergie de guérison par rapport à  $h$ . L'ajustement de ces paramètres est un élément clef pour faire correspondre la cinétique de guérison aux mécanismes physiques.

## 2.2 Vérification de l'inégalité de Clausius-Duhem

Pour vérifier le respect de l'inégalité, il est nécessaire d'étudier toutes les configurations de chargement possible. Les chargements que l'on peut réaliser sont, soit mécanique avec une variation de  $\varepsilon$ , soit thermique avec une variation de  $\theta$ .

On s'attachera dans un premier temps à l'étude de la dissipation intrinsèque lorsque l'on impose uniquement un chargement mécanique. Ainsi, il y a deux configurations à étudier : énergie élastique passive positive ( $\Psi_e^- > 0$ ) ou énergie élastique active positive ( $\Psi_e^+ > 0$ ).

### 2.2.1 Energie élastique passive positive

Un chargement en compression permet d'obtenir une énergie élastique passive positive. Dans ce cas,  $\frac{\partial \Psi}{\partial d}$  est négatif donc le premier terme de la loi d'évolution de  $d$  s'annule avec la fonction de Heaviside. Aussi,  $\dot{h}$  est positif car la partie positive de l'expression est assurée par la nullité de l'énergie élastique active. L'expression de l'équation (10) devient :

$$\frac{1}{\eta_1} [-f'(d) A e^{-\left(\frac{E_a}{R\theta}\right)} \frac{(1-h)^{n+1}}{n+1}]^2 + \frac{1}{\eta_2} [f(d) A e^{-\left(\frac{E_a}{R\theta}\right)} (1-h)^n]^2 \geq 0 \quad (13)$$

L'inégalité est bien respectée.

### 2.2.2 Energie élastique active positive

Ici, il est nécessaire de séparer deux cas :  $\frac{\partial \Psi}{\partial d} \geq 0$  et  $\frac{\partial \Psi}{\partial d} < 0$ .

Dans le premier cas, le premier terme de  $\dot{d}$  est positif ou nul et le second terme est nul à cause de la fonction de Heaviside. De plus,  $\dot{h}$  est positif ou nul donc on peut réécrire l'équation (10) :

$$\frac{\partial \Psi}{\partial d} \frac{1}{\eta_1} \langle -g'(d) [\mu(\theta)(\varepsilon^d : \varepsilon^d) + \frac{K(\theta)}{2} \langle \text{tr}(\varepsilon - \varepsilon_\theta) \rangle_+^2] - G_c d \rangle_+ + [f(d) A e^{-\left(\frac{E_a}{R\theta}\right)} (1-h)^n] \cdot \dot{h} \geq 0 \quad (14)$$

Dans le deuxième cas, les deux termes de  $\dot{d}$  sont nuls et  $\dot{h}$  est positif ou nul donc on obtient :

$$\frac{\partial \Psi}{\partial d} \cdot 0 + \frac{1}{\eta_2} [f(d) A e^{-\left(\frac{E_a}{R\theta}\right)} (1-h)^n] \langle f(d) A e^{-\left(\frac{E_a}{R\theta}\right)} (1-h)^n - g(d) [\mu(\theta)(\varepsilon^d : \varepsilon^d) + \frac{K(\theta)}{2} \langle \text{tr}(\varepsilon - \varepsilon_\theta) \rangle_+^2] \rangle_+ \geq 0 \quad (15)$$

Dans les deux cas, l'inégalité est encore assurée.

Compte tenu de l'expression de la dissipation intrinsèque pour chaque configuration de chargement mécanique, on peut conclure sur le fait que le chargement thermique n'aura pas d'impact sur le respect de l'inégalité de Clausius-Duhem.

## 3 Application du modèle d'endommagement-guérison à un point matériel

Une brève application du modèle à un point matériel en condition adiabatique est présentée ci-dessous. L'objectif est de montrer la flexibilité du modèle vis-à-vis des comportements que celui-ci peut décrire en fonction du choix des paramètres matériaux. Le comportement général qui sera décrit est celui d'un matériau qui se fissure en traction et se restaure en compression.

Dans le cas 0D, les lois d'évolution de  $d$  et  $h$  se réécrivent de la façon suivante :

$$\dot{d} = \frac{1}{\eta_1} \left[ H\left(\frac{\partial \Psi}{\partial d}\right) \left\langle -g'(d) \frac{E(\theta)}{2} \langle \varepsilon \rangle_+^2 - G_c d \right\rangle_+ - H(-\varepsilon) f'(d) A e^{-\left(\frac{E_a}{R\theta}\right)} \frac{(1-h)^{n+1}}{n+1} \right] \quad (16)$$

$$\dot{h} = \frac{1}{\eta_2} \left\langle f(d) A e^{-\left(\frac{E_a}{R\theta}\right)} (1-h)^n - g(d) \frac{E(\theta)}{2} \langle \varepsilon \rangle_+^2 \right\rangle_+ \quad (17)$$

Ici,  $E$  est le module de Young (Pa).

L'expression de la contrainte est également simplifiée :

$$\sigma = g(d)E(\theta)\langle \varepsilon \rangle_+ + E(\theta)\langle \varepsilon \rangle_- \quad (18)$$

### 3.1 Description des calculs réalisés

Pour un chargement cyclique en déformation et en température imposé, trois comportements seront étudiés en faisant varier le paramètre  $\eta_2$  :

- Cas 1 : Cas approché d'endommagement sans restauration de  $d$  ( $\dot{h} \gg 1$ )
- Cas 2 : Cas approché d'endommagement avec réserve de guérison illimitée ( $\dot{h} \ll 1$ )
- Cas 3 : Cas intermédiaire d'endommagement avec restauration limitée

Le chargement cyclique imposé aux trois modélisations est le suivant :

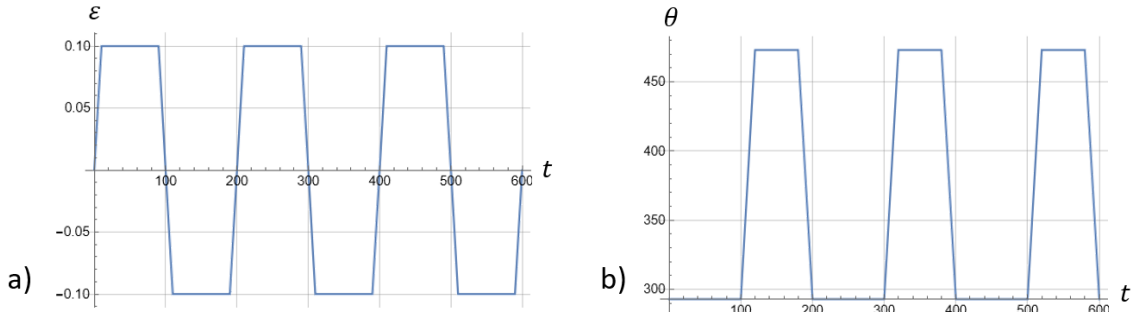


FIGURE 2 – a) Chargement en déformation ; b) Chargement en température

On constate qu'une évolution cyclique de la température est également considérée, l'objectif est de montrer la dépendance de la guérison vis-à-vis du niveau de température à travers la loi d'Arrhenius.

Le tableau ci-dessous renseigne la valeur des constantes utilisées pour les calculs :

$E$	$\theta_0$	$G_c$	$E_a$	$A$	$n$	$\eta_1$
1 MPa	273 K	5 J/m <sup>2</sup>	45 J	100	1,7	0,01

### 3.2 Résultats et commentaires

La résolution du système d'équations différentielles couplées ( $\dot{d}$  et  $\dot{h}$ ) a été réalisée à l'aide de l'outil Mathematica. Les résultats de ces calculs sont présentés sur la Figure 3.

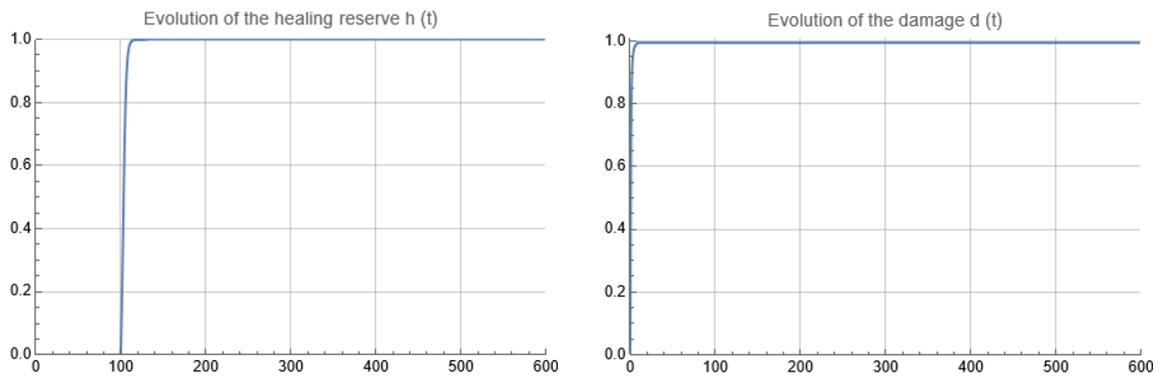
On constate que pour le premier calcul, la réserve de guérison est instantanément consommée lorsque le chargement devient de la compression. L'endommagement reste quasiment total ( $d \sim 1$ ) après le premier chargement en traction, il n'est pas restauré lorsque la réserve de guérison est consommée.

Pour le deuxième cas, on distingue le phénomène opposé, en effet la réserve de guérison reste très proche de 0 ce qui signifie qu'elle ne s'épuise pas. En parallèle, pour chaque phase de traction, l'endommagement devient total et pour les phases de compression l'endommagement est entièrement restauré.

Finalement, le cas 3 est un cas intermédiaire où la réserve de guérison s'épuise progressivement. L'impact de cet épuisement est symbolisé par une restauration de moins en moins efficace de la variable d'endommagement au cours des cycles.

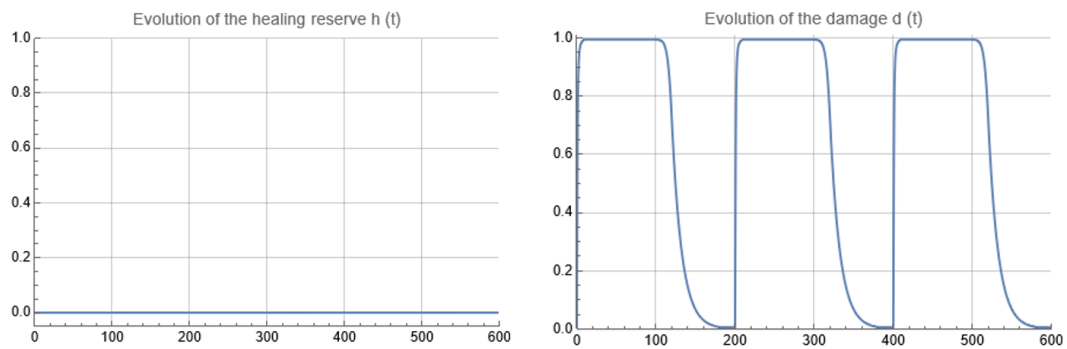
---

**Cas 1 : Cas approché d'endommagement sans restauration ( $\eta_2 = 1.e - 5$ )**



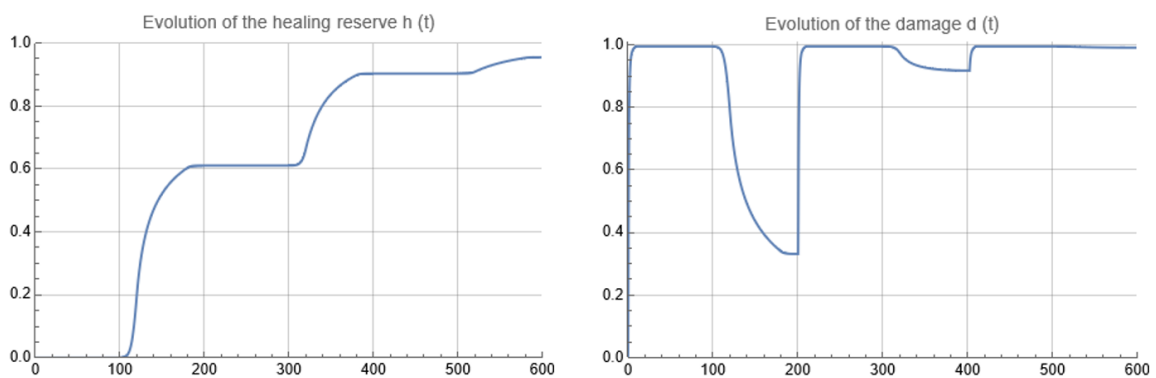
---

**Cas 2 : Cas approché d'endommagement avec réserve de guérison illimitée ( $\eta_2 = 1.e2$ )**



---

**Cas 3 : Cas intermédiaire de fissuration avec restauration limitée ( $\eta_2 = 1.5e - 2$ )**



---

FIGURE 3 – Evolution des variables internes  $d$  et  $h$  pour les trois cas tests

## 4 Conclusion et perspectives

Le développement d'un modèle d'endommagement-guérison a été réalisé en vue d'une application au comportement du combustible nucléaire de type RNR. Ce modèle s'appuie sur un formalisme thermodynamique et sur l'introduction de variables d'endommagement et de "réserve de guérison".

Le respect du cadre thermodynamique imposé a été vérifié à travers l'étude des différentes configurations possible du système. Une application divisée en trois cas d'étude a été réalisée afin de montrer les possibilités du modèle introduit. Ce modèle permet, par exemple, de reproduire un cas approché d'endommagement sans restauration, un cas approché d'endommagement-guérison illimité et un cas intermédiaire d'endommagement avec restauration limitée. Ce modèle local représente une première étape de la représentation des mécanismes de endommagement-guérison ayant lieu au sein de la pastille combustible.

Pour la suite, on souhaite étudier la fissuration fragile de la pastille combustible et non de l'endommagement diffus, or, une application 3D du modèle proposé serait très limitée pour simuler les effets de localisation des fissures. Pour cela, un modèle non local comme la méthode des champs de phase pourrait être intéressant pour la modélisation multi-physique de la pastille combustible [10], mais on peut également envisager un modèle basé sur la méthode des zones cohésives [9].

## Références

- [1] H. Amor, J. J. Marigo, C. Maurini. *Regularized formulation of the variational brittle fracture with unilateral contact : Numerical experiments*, Journal of the Mechanics and Physics of Solids, Elsevier, 2009.
- [2] E. J. Barbero, F. Greco, P. Lonetti. *Continuum Damage-healing Mechanics with Application to Self-healing Composites*, International Journal of DAMAGE MECHANICS, Sage Journals, 2005.
- [3] T. Barani, I. Ramière, B. Michel. *Analysis of fabrication and crack-induced porosity migration in mixed oxide fuels for sodium fast reactors by the finite element method*, Journal of Nuclear Materials, Elsevier, 2022.
- [4] Y. Bienvenu. *Assemblage par diffusion (soudage ou brasage)*, 2010.
- [5] Y. Guerin. *Fuel performance of fast spectrum oxide fuel* In *Comprehensive Nuclear Materials*, Elsevier, page547-page578, 2012.
- [6] B. Halphen, Q. S. Nguyen. *Sur les matériaux standard généralisés*, Journal de Mécanique, 1975.
- [7] J. Lemaitre, J.-L. Chaboche. *Mécanique des matériaux solides*, Dunod, 2004.
- [8] C. Oucif, L. M. Mauludin. *Continuum Damage-Healing and Super Healing Mechanics in Brittle Materials : A State-of-the-Art Review*, Applied Sciences, MDPI, 2018.
- [9] F. Perales. *Fissuration des matériaux à gradient de propriétés. Application au Zircaloy hydruré.*, 2006.
- [10] L. Salmon, S. Lejeunes, M. Garajeu, T. Helfer, A. Socié. *SFR fuel cracks modeling using phase field approach*, oral presentation for NuFuel workshop, 2023.
- [11] J. A. Teixeira de Freitas, P. T. Cuong, R. Faria, M. Azenha. *Modelling of cement hydration in concrete structures with hybrid finite elements*, Finite Elements in Analysis and Design, Elsevier, 2013.
- [12] M. Temmar, F. Dufour, S. Kruch, S. Gicquel, A. Longuet, N. Favrie, B. Michel, I. Ramière. *Simulation multiphysique du phénomène de rattrapage du jeu pastille gaine dans les aiguilles combustibles des réacteurs à neutrons rapides*, 2019.