

Manuel de Référence
Fascicule R7.02 : Mécanique de la rupture
Document : R7.02.06

Modèles de Weibull et de Rice et Tracey

Résumé

On rappelle tout d'abord les fondements de ces deux modèles d'approche locale de la rupture permettant de modéliser, pour l'un, la rupture fragile (modèle de Beremin dit de WEIBULL), pour l'autre l'amorçage ductile (modèle de Rice et Tracey). Concernant le modèle de Beremin, on décrit comment est calculée la probabilité de rupture d'une structure à partir de la connaissance des champs mécaniques la sollicitant. En se plaçant dans le cas général d'un trajet de chargement thermomécanique non monotone et en supposant que les paramètres de ce modèle ne dépendent pas de la température, on établit l'expression générale de cette probabilité de rupture cumulée, incluant le cas d'une correction de déformation plastique. Puis, on présente le modèle conduisant à la loi de croissance des cavités de Rice et Tracey ainsi que le critère d'amorçage ductile s'y rapportant. Enfin, des indications concernant l'implémentation de ces deux modèles dans le *Code_Aster* sont résumées.

Table des matières

1 Introduction	3
2 Le modèle de Beremin (ou Weibull)	3
2.1 Fondements	3
2.1.1 Hypothèses générales	3
2.1.2 Probabilité de rupture cumulée de la structure	4
2.2 Expressions de la probabilité de rupture cumulée des sites.	4
2.2.1 Paramètres de clivage indépendants de la température	5
2.2.2 Contrainte de clivage dépendant de la température.....	6
2.3 Correction de déformation.....	7
2.4 Implantation dans <i>Code_Aster</i>	8
3 Le Modèle de Rice et Tracey.....	8
3.1 Cavité isolée dans une matrice rigide plastique infinie	8
3.2 Loi approchée de la croissance des cavités	9
3.3 Critère d'amorçage ductile	10
3.4 Implantation dans <i>Code_Aster</i>	11
3.4.1 Recherche de la valeur maximale du taux de croissance	11
3.4.2 Calcul de la valeur moyenne du taux de croissance	12
4 Bibliographie	12

1 Introduction

On s'intéresse ici à une structure métallique sollicitée thermomécaniquement. On cherche à déterminer des critères de rupture de cette structure, représentatifs des deux mécanismes rencontrés sur certains aciers :

- à basse température, certains matériaux métalliques (comme l'acier de cuve) peuvent se comporter comme des matériaux fragiles en rompant brutalement par clivage,
- à plus haute température, apparaît la déchirure ductile.

Par opposition à l'approche globale, les modèles de Beremin et de Rice - Tracey présentés ici s'appuient sur la connaissance des champs mécaniques dans les zones les plus sollicitées pour obtenir un critère local de rupture représentatif des mécanismes physiques mis en jeu (instabilité des microfissures de clivage ou accroissement puis coalescence de la porosité).

2 Le modèle de Beremin (ou Weibull)

Le mécanisme généralement admis de rupture par clivage est le suivant : la plastification du matériau conduit à l'amorçage de microfissures. Compte tenu de l'hétérogénéité métallurgique du matériau, ces microfissures possèdent une taille et une position aléatoires. La rupture globale est alors obtenue lorsque la contrainte normale à une de ces microfissures devient suffisamment grande pour la rendre instable.

Le modèle de Beremin (cf. POST_ELEM [U4.61.04]), proposé au début des années 1980 [bib1] reprend ces idées en s'appuyant sur la connaissance des champs mécaniques locaux sollicitant la structure considérée. Nous en présentons ici les grandes lignes en adoptant le cadre plus général établi dans [bib2]. Par abus de langage, nous appelons ce modèle, dans ce qui suit, modèle de Weibull, en référence à la loi de probabilité auquel il conduit.

Pour cela, on considère une structure soumise à une histoire de sollicitations thermomécaniques à partir de l'instant $t=0$ fixé arbitrairement. Cette structure est constituée (au moins en partie) d'un acier, susceptible de rompre par clivage à basse température. On cherche à déterminer la probabilité de rupture cumulée de cette structure à tout instant.

2.1 Fondements

2.1.1 Hypothèses générales

Considérons tout d'abord un volume élémentaire représentatif V_{rep} du matériau considéré. On suppose que l'hétérogénéité microstructurale du matériau conduit à l'existence de sites d'endommagement (microdéfauts) apparaissant avec la plasticité. On note V_0 le volume de chaque

site, de sorte que dans un volume plastifié V_{rep} , le nombre de sites d'endommagement est $\frac{V_{rep}}{V_0}$.

Pour chacun de ces sites, on note $g(\sigma)d\sigma$ la probabilité d'avoir une contrainte critique de clivage comprise dans $[\sigma; \sigma+d\sigma]$. La probabilité que l'un des sites d'endommagement possède une contrainte de clivage inférieure à $\sigma_{I(c)}$ est donc :

$$\int_0^{\sigma_{I(c)}} g(\sigma) d\sigma$$

En pratique, on postule une forme de g pour les contraintes positives :

$$g(\sigma) = \alpha' \sigma^{m-1} \quad (g(\sigma) = 0 \text{ si } \sigma < 0).$$

Si, on considère à présent la structure, nous supposons que $\sqrt[3]{\delta V} \geq \sqrt[3]{V_0}$, où δV est un volume élémentaire dont la dimension caractéristique est inférieure aux fluctuations macroscopiques des champs mécaniques.

Enfin, les événements de rupture des sites d'endommagement sont supposés indépendants les uns des autres, la rupture d'un des sites entraînant la rupture de l'ensemble de la structure (hypothèse du maillon le plus faible).

2.1.2 Probabilité de rupture cumulée de la structure

On suppose ici connaître la probabilité de rupture cumulée de chaque site, noté $p_r(\text{site})$. On peut alors successivement écrire la probabilité de rupture cumulée d'un volume élémentaire, puis de la structure complète. Le champ de contrainte étant homogène dans δV , la première vaut :

$$1 - p_r(\delta V) = \prod_{\text{site} \in \delta V} (1 - p_r(\text{site})),$$

soit :

$$p_r(\delta V) = 1 - \left(1 - p_r(\text{site})\right)^{\frac{\delta V}{V_0}}.$$

La probabilité pour qu'à la fin du chargement, notre structure (volume Ω) ne soit pas rompue s'élève alors à :

$$1 - P_r = \prod_{\delta V \in \Omega} (1 - p_r(\delta V)) = \prod_{\delta V \in \Omega} \left(1 - p_r(\text{site})\right)^{\frac{\delta V}{V_0}} = \prod_{\delta V \in \Omega} \exp\left(\ln(1 - p_r(\text{site})) \frac{\delta V}{V_0}\right),$$

Sachant que $p_r(\text{site})$ reste petit, devant l'unité, l'expression précédente peut se simplifier pour donner finalement :

$$P_r \approx 1 - \prod_{\delta V \in \Omega} \exp\left(-p_r(\text{site}) \frac{\delta V}{V_0}\right) = 1 - \exp\left(-\int_{\Omega} p_r(\text{site}) \frac{\delta V}{V_0}\right).$$

Soit :

$$P_r = 1 - \exp(-x) \quad \text{avec} \quad x = \int_{\Omega} p_r(\text{site}) \frac{\delta V}{V_0}$$

2.2 Expressions de la probabilité de rupture cumulée des sites.

A tout instant, l'évolution des champs mécaniques dans chaque élément δV est supposée radiale et non nécessairement monotone. Cette évolution est caractérisée en tout point par une histoire de contrainte principale maximale $\sigma_I(u)_{0 \leq u \leq t}$.

2.2.1 Paramètres de clivage indépendants de la température

Le chargement étant radial, la direction de contrainte principale maximale est supposée constante. Lorsqu'il y a plastification, les sites d'endommagement apparaissent. Nous supposons qu'une condition nécessaire de rupture d'un site d'endommagement est que la plasticité soit active. Pour que ce volume n'ait pas cassé à l'instant t , il faut et il suffit que :

$$\sigma_{Ic} \geq \sigma_I(u), \quad \forall u < t, \text{ tel que } \dot{p}(u) > 0,$$

$\dot{p}(u)$ étant le taux de déformation plastique cumulée à l'instant u .

Nota :

Soulignons que cette condition de plasticité active est différente de la condition classiquement adoptée ($p > 0$, voir document [R7.02.06] Indice A Version 5.0). Il est clair que ces deux conditions sont équivalentes dans le cas d'un trajet de chargement monotone. Pour des trajets de chargement plus généraux, cette condition de plasticité active conduit en revanche à de bien meilleurs résultats [bib7].

On ne considère que les temps u pour lesquels la plasticité est active, puisque la rupture n'est possible qu'à ces instants là. On note $\{u < t, \dot{p}(u) > 0\}$ l'ensemble de ces instants pour l'élément δV considéré. La condition précédente s'écrit donc :

$$\sigma_{Ic} \geq \max_{\{u < t, \dot{p}(u) > 0\}} \sigma_I(u).$$

Sa probabilité de rupture étant égale, comme dans la section précédente, à la probabilité pour qu'il possède une contrainte critique de clivage inférieure ou égale au membre de droite de l'inégalité précédente, elle s'écrit donc :

$$p_r(\text{site}) = \int_0^{\max_{\{u < t, \dot{p}(u) > 0\}} \sigma_I(u)} g(\sigma) d\sigma = \left(\frac{\max_{\{u < t, \dot{p}(u) > 0\}} \sigma_I(u)}{\sigma_u} \right)^m,$$

$\sigma_u = \left(\frac{m}{\alpha} \right)^{\frac{1}{m}}$ désignant la contrainte de clivage (contrainte pour laquelle la probabilité de rupture cumulée des sites potentiels de clivage vaut 1).

La probabilité de rupture de la structure s'écrit alors d'après le [§2.1.2] :

$$P_r = 1 - \exp \left(- \left(\frac{\sigma_W}{\sigma_u} \right)^m \right)$$

où la contrainte de Weibull à l'instant t est donnée par :

$$\sigma_W(t) = \left[\int_{\Omega} \tilde{\sigma}_I^m \frac{\delta V}{V_0} \right]^{\frac{1}{m}} \quad \text{avec} \quad \tilde{\sigma}_I = \max_{\{u < t, \dot{p}(u) > 0\}} \sigma_I(u)$$

Remarquons que dans le cas d'un trajet de chargement monotone, l'expression précédente de la contrainte de Weibull se réduit à :

$$\sigma_W = \left[\int_{\Omega} \tilde{\sigma}_I^m \frac{\delta V}{V_0} \right]^{\frac{1}{m}} \quad \text{avec} \quad \tilde{\sigma}_I = \begin{cases} \sigma_I & \text{si l'élément est plastifié} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}.$$

2.2.2 Contrainte de clivage dépendant de la température

Soit $\theta(u)_{0 \leq u \leq t}$ l'évolution de température dans δV .

Pour tout instant (u) , nous supposons qu'au voisinage de chaque site d'endommagement, la contrainte normale "microscopique" vérifie :

$$\sigma_{I(\text{micro})}(u) = f \cdot \sigma_I(u),$$

f étant un paramètre de localisation ne dépendant que de la température moyenne $\theta(u)$ dans δV . Pour que le site d'endommagement n'ait pas cassé, il faut donc que :

$$\sigma_{Ic} \geq \sigma_{I(\text{micro})}, \quad \forall u < t, \quad \text{tel que } \dot{p}(u) > 0.$$

soit :

$$\sigma_{Ic} \geq f \cdot \sigma_I(u), \quad \forall u < t, \quad \text{tel que } \dot{p}(u) > 0,$$

de sorte que la probabilité de rupture cumulée d'un site s'élève à :

$$p_r(\text{site}) = \left[\max_{[u < t, \dot{p}(u) > 0]} \left\{ \frac{\sigma_I(u) \cdot f(\theta(u))}{\sigma_u} \right\} \right]^m,$$

ou encore :

$$p_r(\text{site}) = \left[\max_{[u < t, \dot{p}(u) > 0]} \left\{ \frac{\sigma_I(u)}{\sigma_u(\theta(u))} \right\} \right]^m,$$

avec : $\sigma_u(\theta) = \frac{\sigma_u}{f(\theta)}$, une fonction de la température. L'introduction du paramètre de localisation f conduit donc à une dépendance apparente de la contrainte de clivage.

De façon générale, la probabilité de rupture cumulée de la structure s'élève à :

$$p_r = 1 - \exp \left(- \int_{\Omega} \left[\max_{[u < t, \dot{p}(u) > 0]} \left\{ \frac{\sigma_I(u)}{\sigma_u(\theta(u))} \right\} \right]^m \frac{dV}{V_0} \right)$$

La contrainte de Weibull n'a alors plus que le sens conventionnel suivant : en notant σ_u^o une valeur choisie arbitrairement, on peut écrire :

$$p_r = 1 - \exp\left(-\left(\frac{\sigma_\omega^o}{\sigma_u^o}\right)^m\right),$$

σ_ω^o étant définie par :

$$\sigma_\omega^o = \left[\int_{\Omega} \tilde{\sigma}_I^{\circ m} \frac{\delta V}{V_0} \right]^{\frac{1}{m}} \text{ avec } \tilde{\sigma}_I^{\circ} = \max_{[u < t, \dot{p}(u) > 0]} \left\{ \frac{\sigma_u^o \sigma_I(u)}{\sigma_u(u)} \right\}$$

2.3 Correction de déformation

Une grande déformation des sites ayant pour effet d'en diminuer la nocivité (contraction relative des microfissures dans le plan transverse à l'axe de traction), la contrainte critique de clivage à un instant u augmente sous l'effet de cette déformation $\underline{\varepsilon}(u)$ selon :

$$\sigma_{lc}(u) = \sigma_{lc}(u=0) \exp\left(\frac{1}{2} \varepsilon_I(u)\right) \text{ avec } \varepsilon_I(u) = \underline{n}_\sigma \cdot \underline{\varepsilon}(u) \cdot \underline{n}_\sigma$$

où $\underline{n}_\sigma(u)$ désigne la direction associée à la contrainte principale maximale à l'instant u .

La probabilité de rupture d'un site à un instant u donné s'écrit à présent :

$$p_r(\text{site}) = \max_{\{u < t, \dot{p}(u) > 0\}} \left\{ \frac{\sigma_I(u)}{\sigma_u(\theta(u))} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \varepsilon_I(u)\right) \right\}^m.$$

Pour un trajet de chargement monotone (température constante et uniforme), la relation précédente conduit à l'expression classique [bib2] :

$$p_r(\text{site}) = \left[\frac{\sigma_I}{\sigma_u} \right]^m \exp\left(-\frac{m}{2} \varepsilon_I\right).$$

2.4 Implantation dans Code_Aster

Considérons un domaine Ω_c de la structure étudiée qui peut être l'ensemble du maillage étudié, un groupe de maille ou une maille. Suite à un calcul thermomécanique élastoplastique, on connaît l'évolution des champs de contrainte, de déformation et de déformation plastique cumulée dans ce domaine et on souhaite déterminer sa probabilité de rupture cumulée.

Soulignons que pour le calcul avec correction de déformation (option `CORR_PLAST` : 'OUI'), un calcul préalable (simple post - traitement) du champ de déformation de Green - Lagrange à partir du champ de déplacement sur la zone de la structure étudiée (cf. `CALC_ELEM` [U4.61.02]) est nécessaire. Dans le cas contraire, le post-traitement s'arrête.

L'intégration numérique correspondante dans le Code_Aster s'effectue en deux temps :

- on calcule en chaque point de Gauss $\tilde{\sigma}_I$ si le taux de déformation plastique cumulée en ce point est strictement positif,
- par quadrature sur chaque maille puis simple sommation sur le domaine Ω_c visé, on en déduit la contrainte de Weibull ainsi que la probabilité de rupture associée. La sommation est pondérée par un coefficient multiplicatif qui tient compte des symétries éventuelles et du type de modélisation retenue (axi, ...). On veillera bien à définir ce coefficient (`COEF_MULT`) conformément aux indications données dans [U4.61.04].

La première étape permet d'introduire une variante (mot-clé `SIGM_ELMOY` au lieu de `SIGM_ELGA`) conduisant à des résultats sensiblement différents dans le cas d'une structure fissurée (présence de gradient) : dans chaque maille, $\tilde{\sigma}_I$ est déterminée à partir de la moyenne sur cette maille du champ de contrainte (et, éventuellement, du champ de déformation de Green - Lagrange). Elle est non nulle si le taux de déformation plastique cumulée à l'instant considéré est strictement positif en un point de Gauss au moins.

3 Le Modèle de Rice et Tracey

On s'intéresse à présent au cas de l'amorçage ductile. En considérant un élément de volume initialement sain, la déchire ductile de cet élément résulte des mécanismes élémentaires suivants :

- nucléation de cavités provoquées par la décohésion d'inclusions présentes dans le matériau,
- croissance puis coalescence de ces cavités.

3.1 Cavité isolée dans une matrice rigide plastique infinie

Dans une démarche de compréhension analytique, Rice et Tracey [bib3] ont étudié le comportement d'une cavité, initialement sphérique (surface S_v), isolée dans un milieu isotrope infini (volume V), de comportement de Von Mises rigide plastique (limite d'élasticité σ_0), incompressible, soumis à l'infini à une vitesse de déformation $\dot{\epsilon}^\infty$ quelconque (contrainte notée σ^∞ à l'infini).

Ils montrent que le champ de vitesse de déplacement, solution du problème mécanique posé, minimise la fonctionnelle :

$$Q(\dot{u}) = \int_V [s_{ij}(\dot{\epsilon}) - s_{ij}^\infty] \dot{\epsilon}_{ij} dV - \sigma_{ij}^\infty \int_{S_v} n_i \dot{u}_j dS$$

3.2 Loi approchée de la croissance des cavités

En parvenant à minimiser cette fonctionnelle dans différentes situations, Rice et Tracey ont alors montré l'influence prépondérante du taux de triaxialité ($= \frac{\sigma_m^\infty}{\sigma_{eq}^\infty}$, $\sigma_m^\infty, \sigma_{eq}^\infty$: trace et équivalent (von Mises) de la contrainte imposées à l'élément de volume considéré) sur le taux de croissance des cavités.

Ils exhibent même une loi de croissance des cavités, certes approchée, mais très proche des résultats du modèle précédent. Ainsi, dans chacune des directions principales (K) associées à la vitesse de déformation $\dot{\epsilon}^\infty$, le taux d'élongation d'une cavité s'élève à :

$$\dot{R}_k = \left\{ \chi \dot{\epsilon}_K^\infty + \dot{\epsilon}_{eq}^\infty D \right\} R_k$$

(R_K : rayon de la cavité dans la direction (K), $\dot{\epsilon}_K^\infty, \dot{\epsilon}_{eq}^\infty$: valeur principale dans la direction (K) et équivalent (von Mises) de la vitesse de déformation imposée à l'infini), relation dans laquelle les coefficients χ et D dépendent de la situation envisagée :

- $\chi = \frac{5}{3}$ pour une matrice d'écrouissage linéaire ou une matrice parfaitement plastique à faible taux de triaxialité ou $\chi = 2$ dans le cas d'une matrice parfaitement plastique à fort taux de triaxialité,
- $D = \alpha \exp\left(\frac{3\sigma_m^\infty}{2\sigma_0}\right)$ pour une matrice parfaitement plastique ou $D = \frac{\sigma_m^\infty}{4\sigma_{eq}^\infty}$ pour une matrice d'écrouissage linéaire. $\alpha = 0,283$ est la valeur donnée par Rice et Tracey alors que des calculs plus précis (cf. [bib4]) ont montré que ce coefficient est plus élevé ($\alpha = 1,28$).

Mudry [bib6] a alors proposé d'appliquer ces résultats théoriques au cas de l'acier de cuve, i.e. :

- comportement intermédiaire entre les cas de comportement extrêmes étudiés par Rice et Tracey avec un écrouissage non nul mais raisonnable,
- structures fissurées (taux de triaxialité élevé).

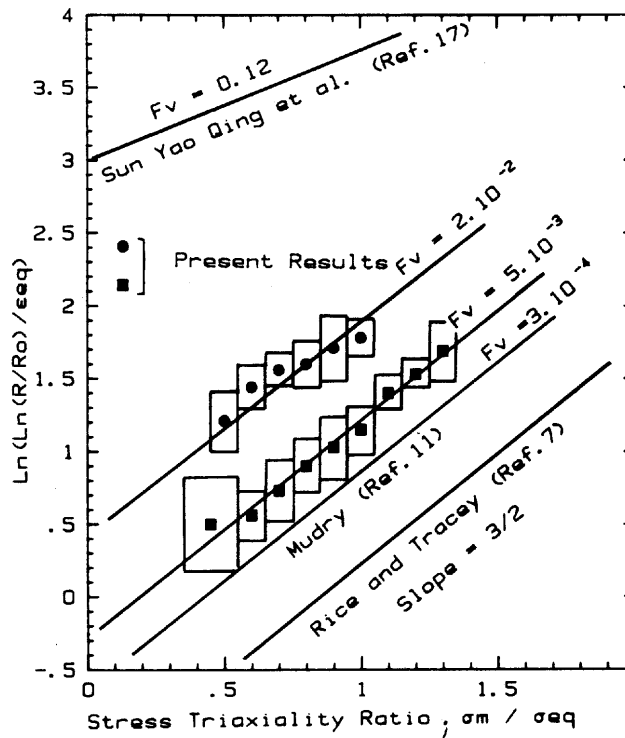
Il en a déduit la loi approchée suivante, valable pour des taux de triaxialité suffisamment élevés (supérieurs à 0,5) :

$$\dot{R} = \alpha \dot{\epsilon}_{eq}^{p\infty} \exp\left(\frac{3\sigma_m^\infty}{2\sigma_{eq}^\infty}\right) R,$$

expression dans laquelle :

- $\dot{\epsilon}_{eq}^\infty$ a été substituée par $\dot{\epsilon}_{eq}^{p\infty}$ (équivalent (von Mises) de la partie plastique de la vitesse de déformation) afin d'étendre la loi de Rice et Tracey au cas élastoplastique,
- la limite d'élasticité σ_0 a été substituée par σ_{eq}^∞ afin de tenir compte du durcissement de la matrice autour de la cavité.

Des mesures expérimentales de croissance de porosité pour différents taux de triaxialité ont permis de valider cette expression (cf. Figure suivante). Ces résultats montrent que, lorsque le taux de porosité initial reste faible, le caractère exponentiel de la relation entre le rayon des cavités et le taux de triaxialité est bien confirmé. En revanche, le coefficient α dépend du matériau considéré ainsi que de la fraction initiale de porosité.



Résultats de mesures expérimentales de la croissance de cavités dans différents matériaux métalliques (figure extraite de la réf. 6, ε_{eq} désignant l'équivalent de la déformation plastique noté ε_{eq}^p dans le

corps du texte) en fonction du taux de triaxialité $\left(\frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}} \right)$

3.3 Critère d'amorçage ductile

R_0 et $R(t)$ désignant le rayon des cavités initial et à l'instant t considéré, le critère d'amorçage ductile adopté ici est :

$$\frac{R(t)}{R_0} = \left(\frac{R}{R_0} \right)_c,$$

expression dans laquelle le premier membre résulte de l'intégration de la loi de croissance, conformément aux indications du paragraphe précédent.

On peut objecter plusieurs arguments de principe contre l'utilisation directe de cette loi de croissance des cavités de Rice et Tracey comme critère d'amorçage ductile. Ainsi :

- les inclusions, et donc les cavités, ne sont pas en réalité isolées. Pire, elles sont souvent regroupées en amas,
- la coalescence des cavités résulte sans doute d'interactions qui, elles aussi, ne sont pas décrites dans le modèle établi,
- dans une structure fissurée, la présence de gradients en fond de fissure rend moins directement applicable l'analyse précédente qui concerne un milieu infini soumis à des conditions aux limites homogènes.

Néanmoins, en utilisant le critère précédent, on espère que cette loi reste réaliste, en moyenne, même dans des amas ou dans des zones de forts gradients (moyenne sur un élément de dimensions comparables à celle du modèle de Beremin). Par ailleurs, on fait l'hypothèse que la taille critique retenue, en général recalée sur des géométries données (éprouvette CT, par exemple), traduit la coalescence, ce qui revient à supposer que la coalescence ne dépend pas trop de la nature des sollicitations mécaniques imposées à l'élément de volume (triaxialité, cisaillement, ...).

Remarquons pour finir que le modèle de Rice et Tracey n'est qu'une loi approchée, valable pour des taux de triaxialité importants (i.e. supérieurs à 0,5).

3.4 Implantation dans Code_Aster

Considérons un domaine Ω_c de la structure étudiée qui peut être l'ensemble du maillage étudié, un groupe de maille ou une maille. Suite à un calcul thermomécanique élastoplastique, on connaît l'évolution des champs de contrainte, de déformation et de déformation plastique dans ce domaine et on souhaite déterminer les variations spatiales et temporelles du taux de croissance des cavités dans ce domaine.

En chaque point de Gauss du domaine Ω_c , on assimile les contraintes et vitesses de déformation calculées à chaque instant aux quantités appliquées au milieu infini considéré précédemment. La loi de croissance de Rice et Tracey est ainsi intégrée pas à pas à l'aide de la formule approchée suivante :

$$\text{Log}\left(\frac{R(t_n)}{R_0}\right) = \text{Log}\left(\frac{R(t_{n-1})}{R_0}\right) + 0,283 \, \text{signe}\left(\frac{\sigma_m(t_n)}{\sigma_{eq}(t_n)}\right) \exp\left(1,5 \cdot \left|\frac{\sigma_m(t_n)}{\sigma_{eq}(t_n)}\right|\right) \left(\varepsilon_{eq}^p(t_n) - \varepsilon_{eq}^p(t_{n-1})\right)$$

On obtient ainsi à chaque instant les valeurs du rapport $\frac{R}{R_0}$ en chaque point de Gauss du domaine

Ω_c , le signe du taux de triaxialité permettant la prise en compte d'évolutions aussi bien en traction qu'en compression. Deux fonctionnalités sont alors offertes dans le Code_Aster :

3.4.1 Recherche de la valeur maximale du taux de croissance

A chaque instant, on cherche sur l'ensemble du domaine Ω_c le point de Gauss (et le volume de la sous-maille associée) maximisant $\frac{R}{R_0}$.

3.4.2 Calcul de la valeur moyenne du taux de croissance

Par quadrature sur chaque maille puis moyennation sur le domaine Ω_c visé, on déduit à chaque instant la valeur moyenne de $\frac{R}{R_0}$ sur Ω_c

Comme dans le cas du modèle de Weibull, une variante est introduite : l'intégration temporelle précédente est alors réalisée à partir de la contrainte et de la déformation plastique moyenne par maille.

4 Bibliographie

- [1] F. BEREMIN : « A local criterion for cleavage fracture of a nuclear pressure vessel steel », Metall. Trans. 14A, pp 2277-2287, 1981.
- [2] R. MASSON et al. : « Définition de l'approche locale (en fragile) dans le cas d'un trajet de chargement quelconque », Note EDF HT-26/00/021.
- [3] J. R. RICE et D. M. TRACEY : « On the ductile enlargement of voids in triaxial stress fields », J. Mech. Phys. Solids, Vol. 17, pp. 202-217, 1969.
- [4] Y. HUANG : « Accurate Dilatation Rates for Spherical Voids in Triaxial Stress Fields », Transactions of the ASME J. App. Mech., vol. 58, n°4, pp 1084-86, 1991.
- [5] F. MUDRY : « Etude de la Rupture Ductile et de la Rupture par Clivage d'Aciers Faiblement Alliés », Thèse d'Etat, Université de Technologie de Compiègne, 1982.
- [6] B. MARINI, F. MUDRY, A. PINEAU : « Experimental study of cavity growth in ductile rupture », Engineering Fracture Mechanics Vol 22, No 6, pp. 989-996, 1985.
- [7] W. LEFEVRE, R. MASSON, G. BARBIER : « Simulations numériques à l'aide du modèle amélioré de Beremin d'essais de préchargement à chaud réalisés avec l'acier 18MND5 ». Note EDF HT-26/00/028.