

Manuel de Référence
Fascicule R5.03 : Mécanique non linéaire
Document R5.03.02

Intégration des relations de comportement élasto-plastique de Von Mises

Résumé :

Ce document décrit les quantités calculées par l'opérateur `STAT_NON_LINE` nécessaires à la mise en œuvre de l'algorithme non linéaire quasi statique décrit en [R5.03.01] dans le cas des comportements élasto-plastiques. Ces quantités sont calculées par les mêmes sous-programmes dans l'opérateur `DYNA_NON_LINE` dans le cas d'une sollicitation dynamique [R5.05.05].

Cette description est présentée suivant les différents mots clés qui permettent à l'utilisateur de choisir la relation de comportement souhaitée. Les relations de comportement traitées ici sont :

- le comportement de Von Mises à écrouissage isotrope (linéaire ou non linéaire)
- le comportement de Von Mises à écrouissage cinématique linéaire (modèle de Prager)

La méthode d'intégration utilisée se base sur une formulation implicite directe. A partir de l'état initial, ou à partir de l'instant de calcul précédent, on calcule le champ de contraintes résultant d'un incrément de déformation. On calcule également l'opérateur tangent.

Table des matières

1 Introduction	3
1.1 Relations de comportements décrites dans ce document	3
1.2 But de l'intégration	3
2 Notations générales et hypothèses sur les déformations	4
2.1 Partition des déformations (petites déformations)	5
2.2 Réactualisation	6
2.3 Conditions initiales	6
3 Relation de Von Mises à écrouissage isotrope	7
3.1 Expression des relations de comportement	7
3.1.1 Relation VMIS_ISOT_LINE	7
3.1.2 Relation VMIS_ISOT_TRAC	8
3.2 Opérateur tangent. Option RIGI_MECA_TANG	11
3.3 Calcul des contraintes et des variables internes	13
3.4 Opérateur tangent. Option FULL_MECA	15
3.5 Variables internes produites	17
4 Relation de Von Mises à écrouissage cinématique linéaire	17
4.1 Expression de la relation de comportement	17
4.2 Opérateur tangent. Option RIGI_MECA_TANG	19
4.3 Calcul des contraintes et variables internes	20
4.4 Opérateur tangent. Option FULL_MECA	22
4.5 Variables internes produites	22
5 Bibliographie	22
Annexe 1 Relation VMIS_ISOT_TRAC : compléments sur l'intégration	23
Annexe 2 Ecrouissage isotrope en contraintes planes	25

1 Introduction

1.1 Relations de comportements décrites dans ce document

Dans l'opérateur `STAT_NON_LINE` [U4.51.03] (ou `DYNA_NON_LINE` [U4.53.01]), deux types de comportements peuvent être traités :

- le comportement incrémental : mot clé facteur `COMP_INCR`,
- le comportement en élasticité non linéaire : mot clé facteur `COMP_ELAS`.

Pour chaque comportement on peut choisir :

- la relation de comportement : mot clé `RELATION`,
- le mode de calcul des déformations : mot clé `DEFORMATION`.

Pour plus de détails, consulter le document [U4.51.03] du manuel utilisateur, les comportements décrits ici ne relevant que du mot clé facteur `COMP_INCR`.

Les relations traitées dans ce document sont :

`VMIS_ISOT_LINE` : Von Mises avec écrouissage isotrope linéaire,
`VMIS_ISOT_TRAC` : Von Mises avec écrouissage isotrope donné par une courbe de traction,
`VMIS_CINE_LINE` : Von Mises avec écrouissage cinématique linéaire.

1.2 But de l'intégration

Pour résoudre le problème global non linéaire posé sur la structure, le document [R5.03.01] décrit l'algorithme utilisé dans *Aster* pour la statique non linéaire (opérateur `STAT_NON_LINE`) et le document [R5.05.05] décrit la méthode utilisée pour la dynamique non linéaire (opérateur `DYNA_NON_LINE`).

Ces deux algorithmes s'appuient sur le calcul de quantités locales (en chaque point d'intégration de chaque élément fini) qui résultent de l'intégration des relations de comportement.

A chaque itération n de la méthode de Newton [R5.03.01 § 2.2.2.2] on doit calculer les forces nodales $\mathbf{R}(\mathbf{u}_i^n) = \mathbf{Q}^T \boldsymbol{\sigma}_i^n$ (options `RAPH_MECA` et `FULL_MECA`) les contraintes $\boldsymbol{\sigma}_i^n$ étant calculées en chaque point d'intégration de chaque élément à partir des déplacements \mathbf{u}_i^n par l'intermédiaire de la relation de comportement. On doit construire aussi l'opérateur tangent pour calculer \mathbf{K}_i^n (option `FULL_MECA`).

Avant la première itération, pour la phase de prédiction, on calcule \mathbf{K}_{i-1} (option `RIGI_MECA_TANG`). Le calcul de \mathbf{K}_{i-1} , qui est nécessaire à la phase d'initialisation [R5.03.01 §2.2.2.2] correspond au calcul de l'opérateur tangent déduit du problème en vitesse.

Cet opérateur n'est pas identique à celui qui est utilisé pour calculer \mathbf{K}_i^n par l'option `FULL_MECA`, au cours des itérations de Newton. En effet, ce dernier opérateur est tangent au problème discrétisé de façon implicite.

On décrit ici pour les relations de comportement `VMIS_ISOT_LINE`, `VMIS_ISOT_TRAC` et `VMIS_CINE_LINE`, le calcul de la matrice tangente de la phase de prédiction, \mathbf{K}_{i-1} , puis le calcul du champ de contraintes à partir d'un incrément de déformation, le calcul des forces **nodales** \mathbf{R} et de la matrice tangente \mathbf{K}_i^n .

2 Notations générales et hypothèses sur les déformations

Toutes les quantités évaluées à l'instant précédent sont indicées par $^-$.

Les quantités évaluées à l'instant $t + \Delta t$ ne sont pas indicées.

Les incréments sont désignés par Δ . On a ainsi :

$$\mathbf{Q} = \mathbf{Q}(t + \Delta t) = \mathbf{Q}(t) + \Delta \mathbf{Q} = \mathbf{Q}^- + \Delta \mathbf{Q}.$$

Pour le calcul des dérivées, on notera : $\dot{\mathbf{Q}}$ dérivée de \mathbf{Q} par rapport au temps

$\boldsymbol{\sigma}$ tenseur des contraintes.

\sim opérateur déviatoire : $\tilde{\sigma}_{ij} = \sigma_{ij} - \frac{1}{3} \sigma_{kk} \delta_{ij}$.

$()_{eq}$ valeur équivalente de Von Mises : $\sigma_{eq} = \sqrt{\frac{3}{2} \tilde{\sigma}_{ij} \tilde{\sigma}_{ij}}$

$\Delta \boldsymbol{\varepsilon}$ incrément de déformation.

\mathbf{A} tenseur d'élasticité.

λ, μ, E, ν, K coefficients de l'élasticité isotrope, respectivement : coefficients de Lamé, module d'Young, coefficient de Poisson et module de compressibilité.

$3K = 3\lambda + 2\mu$ module de compressibilité

α coefficient de dilatation thermique moyen.

t temps.

T température.

$()_+$ partie positive.

Pour calculer les opérateurs tangents, on adoptera la convention d'écriture des tenseurs symétriques d'ordre 2 sous forme de vecteurs à 6 composantes. Ainsi, pour un tenseur \mathbf{a} :

$$\bar{\mathbf{a}} = {}^t \begin{bmatrix} a_{xx} & a_{yy} & a_{zz} & \sqrt{2}a_{xy} & \sqrt{2}a_{xz} & \sqrt{2}a_{yz} \end{bmatrix}$$

On introduit le vecteur hydrostatique $\bar{\mathbf{1}}$ et la matrice de projection déviatorique \mathbf{P} :

$$\bar{\mathbf{1}} = {}^t \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{P} = \mathbf{Id} - \frac{1}{3} \bar{\mathbf{1}} \otimes \bar{\mathbf{1}}$$

2.1 Partition des déformations (petites déformations)

On écrit pour tout instant :

$$\boldsymbol{\varepsilon}(t) = \boldsymbol{\varepsilon}^e(t) + \boldsymbol{\varepsilon}^{th}(t) + \boldsymbol{\varepsilon}^p(t),$$

avec

$$\boldsymbol{\varepsilon}^e(t) = \mathbf{A}^{-1}(T(t)) \boldsymbol{\sigma}(t)$$

avec

$$\boldsymbol{\varepsilon}^{th}(t) = \alpha(T(t)) (T(t) - T_{ref}) \mathbf{Id}$$

ou de façon plus générale :

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\varepsilon}^{th}(T) &= \alpha(T) (T - T_{def}) - \alpha(T_{ref}) (T_{ref} - T_{def}) \\ &= \hat{\alpha}(T) (T - T_{ref}) \end{aligned}$$

$$\text{et } \boldsymbol{\varepsilon}^{th}(T_{ref}) = 0$$

A dépend de l'instant t par l'intermédiaire de la température. Le coefficient de dilatation thermique $\alpha(T(t))$ est un coefficient de dilatation moyen qui peut dépendre de la température T . La température T_{ref} est la température de référence, c'est-à-dire celle pour laquelle la dilatation thermique est supposée nulle si le coefficient de dilatation moyen n'est pas connu par rapport à T_{ref} , on peut utiliser une température de définition du coefficient de dilatation moyen T_{def} (définie par le mot-clé TEMP_DEF_ALPHA de DEFI_MATERIAU) différente de la température de référence [R4.08.01].

$$\text{Ce qui conduit à : } \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}(t) = \frac{d}{dt} \left(\mathbf{A}^{-1}(T(t)) \boldsymbol{\sigma}(t) \right) + \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^{th}(t) + \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p(t)$$

Ce choix est fait par souci de cohérence avec l'élasticité : il faut pouvoir trouver la même solution en élasticité (opérateur MECA_STATIQUE) et en élastoplasticité (opérateur STAT_NON_LINE) lorsque les caractéristiques du matériau restent élastiques. Ce choix mène à la discrétisation :

$$\Delta \boldsymbol{\varepsilon} = \Delta \boldsymbol{\varepsilon}^p + \Delta (\mathbf{A}^{-1} \boldsymbol{\sigma}) + \Delta \boldsymbol{\varepsilon}^{th}$$

avec :

$$\Delta (\mathbf{A}^{-1} \boldsymbol{\sigma}) = \mathbf{A}^{-1}(t^- + \Delta t) (\boldsymbol{\sigma}^- + \Delta \boldsymbol{\sigma}) - \mathbf{A}^{-1}(t^-) \boldsymbol{\sigma}^-$$

et

$$\Delta \boldsymbol{\varepsilon}^{th} = (\alpha(t^- + \Delta t) (T - T_{ref}) - \alpha(t^-) (T^- - T_{ref})) \mathbf{Id}$$

2.2 Réactualisation

Dans `STAT_NON_LINE`, sous le mot clé facteur `COMP_INCR`, trois modes de calcul des déformations sont possibles :

- 'PETIT'
- 'SIMO_MIEHE' [R5.03.21] (qui effectue le calcul en grandes déformations pour un écrouissage isotrope)
- 'PETIT_REAC' (qui est un substitut au calcul en grandes déformations, valable pour de petits incréments de charge, et pour de petites rotations [bib2]).

Cette dernière possibilité consiste à réactualiser la géométrie avant de calculer $\Delta \varepsilon$:

On écrit $x = x_o + u_{i-1} + \Delta u_i^n$, le calcul des gradients de Δu_i^n est donc fait avec la géométrie x au lieu de la géométrie initiale x_o .

2.3 Conditions initiales

Elles sont prises en compte par l'intermédiaire de σ^- , p^- , u^- .

En cas de poursuite ou reprise d'un calcul précédent, on a directement l'état initial σ^- , p^- , u^- en partant de σ , p , u du calcul précédent à l'instant spécifié.

3 Relation de Von Mises à écrouissage isotrope

3.1 Expression des relations de comportement

Ces relations sont obtenues par les mots clés VMIS_ISOT_LINE et VMIS_ISOT_TRAC.

Pour ces deux relations, le mode de calcul des déformations est DEFORMATION : 'PETIT' :

$$\begin{cases} \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p = \frac{3}{2} \dot{p} \frac{\tilde{\boldsymbol{\sigma}}}{\sigma_{eq}} = \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} - \overbrace{\mathbf{A}^{-1} \boldsymbol{\sigma}}^{\bullet} - \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^{th} \\ \sigma_{eq} - R(p) \leq 0 \\ \begin{cases} \dot{p} = 0 & \text{si } \sigma_{eq} - R(p) < 0 \\ \dot{p} \geq 0 & \text{si } \sigma_{eq} - R(p) = 0 \end{cases} \end{cases}$$

$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p$: vitesse de déformation plastique,

p : déformation plastique cumulée,

$\boldsymbol{\varepsilon}^{th}$: déformation d'origine thermique : $\boldsymbol{\varepsilon}^{th} = \alpha(T - T_{ref}) \mathbf{Id}$.

La fonction d'écrouissage $R(p)$ est déduite d'un essai de traction simple monotone et isotherme

Dans ce cas :

$$\boldsymbol{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_L & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \begin{cases} \sigma_{eq} = \sigma_L \\ p = \varepsilon_L^p = \varepsilon_L - \frac{\sigma_L}{E} \\ \sigma_L - R(p) \leq 0 \end{cases}$$

L'utilisateur peut choisir un écrouissage linéaire (relation VMIS_ISOT_LINE) ou une courbe de traction donnée par points (relation VMIS_ISOT_TRAC).

3.1.1 Relation VMIS_ISOT_LINE

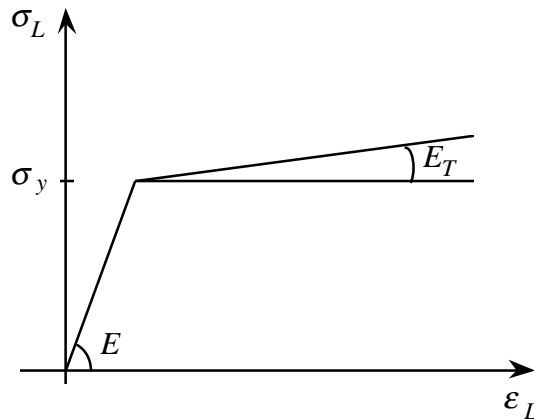
Les données des caractéristiques de matériaux sont celles fournies sous le mot clé facteur ECRO_LINE ou ECRO_LINE_FO de l'opérateur DEFI_MATERIAU [U4.43.01].

```
/ ECRO_LINE : ( D_SIGM_EPSI : E_T
                SY : sigma_y )
/ ECRO_LINE_FO : ( D_SIGM_EPSI : E_T
                  SY : sigma_y )
```

ECRO_LINE_FO correspond au cas où E_T et σ_y dépendent de la température et sont alors calculés pour la température du point de Gauss courant.

Le module d'Young E et le coefficient de Poisson ν sont ceux fournis sous les mots clés facteurs ELAS ou ELAS_FO.

Dans ce cas la courbe de traction est la suivante :



C'est-à-dire :

$$\begin{cases} \sigma_L = E \varepsilon_L & \text{si } \varepsilon_L < \frac{\sigma_y}{E} \\ \sigma_L = \sigma_y + E_T \left(\varepsilon_L - \frac{\sigma_y}{E} \right) & \text{si } \varepsilon_L \geq \frac{\sigma_y}{E} \end{cases}$$

Remarque :

σ_y est la limite d'élasticité (le choix de σ_y incombe à l'utilisateur : elle peut correspondre à la fin de linéarité de la courbe de traction réelle, ou bien à une limite d'élasticité réglementaire ou conventionnelle. Quoi qu'il en soit, on utilise ici l'unique valeur définie sous ECRO_LINE).

Lorsque le critère est atteint on a :

$$\sigma_L - R(p) = 0,$$

donc

$$\sigma_L - R\left(\varepsilon_L - \frac{\sigma_L}{E}\right) = 0,$$

d'où

$$R(p) = \frac{E_T E}{E - E_T} p + \sigma_y.$$

3.1.2 Relation VMIS_ISOT_TRAC

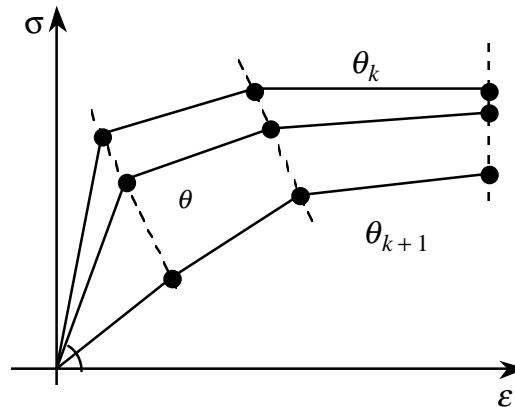
Les données du matériau sont celles fournies sous le mot clé facteur TRACTION : (SIGM : f), de l'opérateur DEFI_MATERIAU.

f est une fonction à une ou deux variables représentant les courbes de traction simple. La première variable est obligatoirement la déformation, la deuxième si elle existe est la température (paramètre d'une nappe). Pour chaque température, la courbe de traction doit être telle que :

- les abscisses (déformations) sont strictement croissantes,
- la pente entre 2 points successifs est inférieure à la pente élastique entre 0 et le premier point de la courbe.

L'interpolation par rapport à la température est effectuée de la façon suivante :

Soit θ la température considérée, s'il existe k tel que $\theta \in [\theta_k, \theta_{k+1}]$ où k désigne l'indice des courbes de traction contenues dans la nappe, on construit point par point la courbe de traction à la température θ en interpolant par rapport à θ les abscisses et les ordonnées des points des deux courbes de traction extrêmes.



Si θ est en dehors des intervalles de définition des courbes de tractions, on extrapole conformément aux prolongements spécifiés par l'utilisateur dans `DEFI_NAPPE` [U4.31.03] et selon le principe précédent.

Remarque :

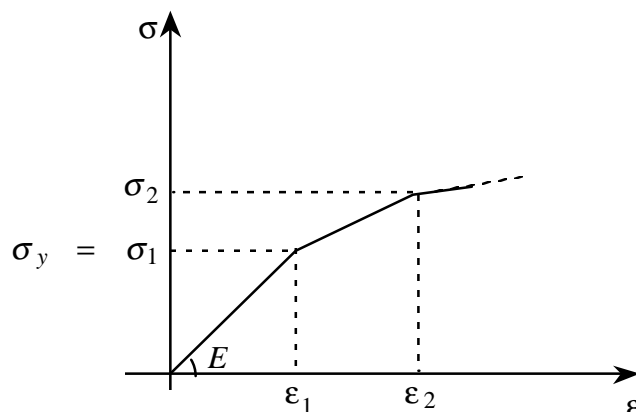
Il est déconseillé et dangereux d'extrapoler les courbes de traction pour des valeurs de température très éloignées des températures extrêmes auxquelles sont définies les courbes. Il est toujours préférable de fournir des courbes de traction pour des valeurs de température encadrant les températures du calcul.

Si les nombres de points de discrétisation de la courbe de traction à θ_k et θ_{k+1} sont différents, on interpole entre le dernier point de la courbe la plus pauvre avec tous les points restants de la courbe la plus riche. En conséquence, il est préférable d'avoir un nombre de points de discrétisation assez homogène pour les différentes températures.

Dans tous les cas, la courbe de traction considérée est une fonction linéaire par morceaux :

$$\sigma = \sigma_i + \frac{\sigma_{i+1} - \sigma_i}{\varepsilon_{i+1} - \varepsilon_i} (\varepsilon - \varepsilon_i) \text{ pour } \varepsilon \in [\varepsilon_i, \varepsilon_{i+1}] \text{ pour } i + 1 \leq n.$$

n étant le nombre de points d'interpolation avec une extrapolation linéaire, constante ou exclue suivant le choix effectué dans `DEFI_FONCTION` par l'utilisateur (cf. [U4.31.02] pour plus de précisions sur l'extrapolation considérée).



Le premier point permet de définir :

$$\sigma_y = \sigma_1$$

$$E = \frac{\sigma_1}{\varepsilon_1}.$$

C'est ce module d'Young qui est utilisé dans l'intégration de la relation de comportement.

On a donc pour tout i :

$$p_i = \varepsilon_i - \frac{\sigma_i}{E}.$$

La fonction d'écrouissage est alors :

$$R(p) = \sigma_i + \frac{\sigma_{i+1} - \sigma_i}{p_{i+1} - p_i} (p - p_i) \text{ pour } p \in [p_i, p_{i+1}].$$

L'utilisateur doit aussi donner le coefficient de Poisson ν , et un module d'Young fictif y_g (qui ne sert que pour calculer la matrice de rigidité élastique si le mot clé `NEWTON: (MATRICE: 'ELASTIQUE')` est présent dans `STAT_NON_LINE`) par les mots clés :

```
/ ELAS      :   (NU :  $\nu$       E :  $E$  )
/ ELAS_FO   :   (NU :  $\nu$       E :  $E$  )
```

3.2 Opérateur tangent. Option RIGI_MECA_TANG

Le but de ce paragraphe est de calculer l'opérateur tangent K_{i-1} (option de calcul RIGI_MECA_TANG appelée à la première itération d'un nouvel incrément de charge) à partir des résultats connus à l'instant précédent t_{i-1} .

Pour cela, si le tenseur des contraintes à t_{i-1} est sur la frontière du domaine d'élasticité, on écrit la condition :

$$\dot{f} = 0$$

qui doit être vérifiée (pour le problème continu en temps) conjointement à la condition :

$$f = 0$$

avec :

$$f(\sigma, p) = \sigma_{eq} - R(p).$$

Si par contre le tenseur des contraintes à t_{i-1} est à l'intérieur du domaine, $f < 0$, alors l'opérateur tangent est l'opérateur d'élasticité.

Les quantités intervenant dans cette expression sont calculées à l'instant précédent t_{i-1} , qui sont les seules connues au moment de la phase de prédiction. On obtient donc :

$$\begin{aligned} \dot{f} &= \frac{\partial f}{\partial \sigma} \dot{\sigma} + \frac{\partial f}{\partial p} \dot{p} = \frac{\partial f}{\partial \sigma} \dot{\tilde{\sigma}} + \frac{\partial f}{\partial p} \dot{p} = \frac{\partial f}{\partial \sigma} (2\mu \dot{\tilde{\epsilon}} - 2\mu \dot{\epsilon}^p) + \frac{\partial f}{\partial p} \dot{p} \\ &= \frac{\partial f}{\partial \sigma} (2\mu \dot{\epsilon} - 2\mu \dot{\epsilon}^p) + \frac{\partial f}{\partial p} \dot{p}, \end{aligned}$$

car $\frac{\partial f}{\partial \sigma}$ est déviateur.

Avec

$$\sigma = \sigma^- = \sigma(t_{i-1}), \quad \epsilon = \epsilon^- = \epsilon(t_{i-1}), \quad \epsilon^p = \epsilon^{p-} = \epsilon^p(t_{i-1}) \text{ et } p = p^- = p(t_{i-1})$$

Remarque :

On ne tient pas compte dans cette expression de la variation des coefficients élastiques avec la température. C'est une approximation, sans conséquence importante, puisque cet opérateur ne sert qu'à initialiser les itérations de Newton. Par contre, la dépendance de l'opérateur tangent par rapport aux déformations thermiques est bien pris en compte au niveau de l'algorithme global [R5.03.01].

On a alors :
$$\frac{3}{2} \frac{\tilde{\sigma}}{\sigma_{eq}} \left(2\mu \dot{\epsilon} - 2\mu \dot{p} \frac{3}{2} \frac{\tilde{\sigma}}{\sigma_{eq}} \right) - R'(p) \dot{p} = 0$$

ce qui conduit à :
$$\dot{p} = \frac{(3\mu)}{\sigma_{eq}} \frac{(\tilde{\sigma} \cdot \tilde{\epsilon})}{3\mu + R'(p)} \text{ donc}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{\epsilon}^p = \begin{cases} \frac{9\mu}{2} \frac{(\tilde{\sigma} \cdot \tilde{\epsilon})}{3\mu + R'(p)} \frac{\tilde{\sigma}}{\sigma_{eq}^2}, & \text{si } f(\sigma, p) = \sigma_{eq} - R(p) = 0 \\ 0, & \text{si } \sigma_{eq} - R(p) < 0 \end{cases} \\ \dot{\sigma}_{ij} = K \dot{\epsilon}_{kk} \delta_{ij} + 2\mu (\tilde{\epsilon}_{ij} - \dot{\epsilon}_{ij}^p) \end{array} \right.$$

Remarque :

L'information $\sigma_{eq}^- - R(p^-) = 0$ est conservée sous forme d'une variable interne ξ qui vaut 1 dans ce cas et 0 si $\sigma_{eq}^- < R(p^-)$.

L'opérateur tangent lie le vecteur de déformations virtuelles ϵ^* à un vecteur de contraintes virtuelles σ^* .

La matrice de rigidité tangente s'écrit pour un comportement élastique :

$$\sigma^* = (K \bar{\mathbf{1}} \otimes \bar{\mathbf{1}} + 2\mu \mathbf{P}) \epsilon^*$$

et pour un comportement plastique :

$$\sigma^* = (K \bar{\mathbf{1}} \otimes \bar{\mathbf{1}} + 2\mu \mathbf{P} - C_p \mathbf{s} \otimes \mathbf{s}) \epsilon^*$$

avec \mathbf{s} le vecteur des contraintes déviatoriques associé à σ^- défini par :

$$\mathbf{s}^T = (\tilde{\sigma}_{11}^-, \tilde{\sigma}_{22}^-, \tilde{\sigma}_{33}^-, \sqrt{2} \tilde{\sigma}_{12}^-, \sqrt{2} \tilde{\sigma}_{23}^-, \sqrt{2} \tilde{\sigma}_{31}^-)$$

et :

$$C_p = \xi \frac{(3\mu)^2}{(\sigma_{eq}^-)^2} \frac{1}{3\mu + R'}$$

$$\xi = \begin{cases} 1 & \text{si } \sigma_{eq}^- - R(p^-) = 0 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

Dans le cas du premier incrément de chargement, donc si l'état à l'instant précédent correspond à un état initial non contraint, l'opérateur tangent est identique à l'opérateur d'élasticité.

3.3 Calcul des contraintes et des variables internes

La décomposition des déformations permet d'écrire :

$$\Delta \boldsymbol{\varepsilon} = \Delta \boldsymbol{\varepsilon}^p + \Delta (\mathbf{A}^{-1} \boldsymbol{\sigma}) + \Delta \boldsymbol{\varepsilon}^{th}$$

Soit, en prenant les parties sphériques et déviatoriques :

$$\begin{aligned} \Delta \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}} &= \Delta \boldsymbol{\varepsilon}^p + \Delta \left(\frac{\tilde{\boldsymbol{\sigma}}}{2\mu} \right) \text{ car } \Delta \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}^{th} = 0. \\ tr \Delta \boldsymbol{\varepsilon} &= \Delta \left(\frac{tr \boldsymbol{\sigma}}{3K} \right) + tr \Delta \boldsymbol{\varepsilon}^{th} \text{ car } tr \Delta \boldsymbol{\varepsilon}^p = 0. \end{aligned}$$

Par discrétisation implicite directe des relations de comportement pour l'écouissage isotrope, on obtient alors :

$$\begin{aligned} 2\mu \Delta \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}} - (\tilde{\boldsymbol{\sigma}}^- + \Delta \tilde{\boldsymbol{\sigma}}) &= \frac{3}{2} 2\mu \Delta p \frac{\tilde{\boldsymbol{\sigma}}^- + \Delta \tilde{\boldsymbol{\sigma}}}{(\boldsymbol{\sigma}^- + \Delta \boldsymbol{\sigma})_{eq}} - \frac{2\mu}{2\mu^-} \tilde{\boldsymbol{\sigma}}^- \\ tr \boldsymbol{\sigma} &= \frac{3K}{3K^-} tr \boldsymbol{\sigma}^- + 3K tr \Delta \boldsymbol{\varepsilon} - 3K tr \Delta \boldsymbol{\varepsilon}^{th} \\ (\boldsymbol{\sigma}^- + \Delta \boldsymbol{\sigma})_{eq} - R(p^- + \Delta p) &\leq 0 \\ \Delta p &= 0 \text{ si } (\boldsymbol{\sigma}^- + \Delta \boldsymbol{\sigma})_{eq} < R(p^- + \Delta p) \\ \Delta p \geq 0 &\text{ si } (\boldsymbol{\sigma}^- + \Delta \boldsymbol{\sigma})_{eq} = R(p^- + \Delta p) \end{aligned}$$

On définit, pour simplifier les notations, le tenseur $\boldsymbol{\sigma}^e$ tel que :

$$\tilde{\boldsymbol{\sigma}}^e = \frac{2\mu}{2\mu^-} \tilde{\boldsymbol{\sigma}}^- + 2\mu \Delta \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}} \text{ et } tr \boldsymbol{\sigma}^e = tr \boldsymbol{\sigma}.$$

Deux cas se présentent :

- $(\boldsymbol{\sigma}^- + \Delta \boldsymbol{\sigma})_{eq} < R(p^- + \Delta p)$

dans ce cas

$$\Delta p = 0 \text{ soit } \tilde{\boldsymbol{\sigma}} = \tilde{\boldsymbol{\sigma}}^- + \Delta \tilde{\boldsymbol{\sigma}} = \tilde{\boldsymbol{\sigma}}^e$$

donc

$$(\tilde{\boldsymbol{\sigma}}^e)_{eq} < R(p^-)$$

- $(\boldsymbol{\sigma}^- + \Delta \boldsymbol{\sigma})_{eq} = R(p^- + \Delta p)$

dans ce cas

$$\Delta p \geq 0$$

donc

$$(\tilde{\boldsymbol{\sigma}}^e)_{eq} \geq R(p^-)$$

On en déduit l'algorithme de résolution :

- si $\tilde{\sigma}_{eq}^e \leq R(p^-)$ alors $\Delta p = 0$ soit $\tilde{\sigma} = \tilde{\sigma}^- + \Delta\tilde{\sigma} = \tilde{\sigma}^e$
- si $\tilde{\sigma}_{eq}^e > R(p^-)$

alors il faut résoudre :

$$\tilde{\sigma}^e = \tilde{\sigma}^- + \Delta\tilde{\sigma} + \frac{3}{2} 2 \mu \Delta p \frac{\tilde{\sigma}^- + \Delta\tilde{\sigma}}{(\sigma + \Delta\sigma)_{eq}}$$

donc en factorisant $\tilde{\sigma}^- + \Delta\tilde{\sigma}$ et en prenant la valeur équivalente de Von Mises

$$\sigma_{eq}^e = \left(1 + \frac{3}{2} \frac{2 \mu \Delta p}{(\sigma^- + \Delta\sigma)_{eq}} \right) (\sigma^- + \Delta\sigma)_{eq}$$

soit :

$$\sigma_{eq}^e = R(p^- + \Delta p) + 3 \mu \Delta p$$

car :

$$\sigma_{eq} = (\sigma^- + \Delta\sigma)_{eq} = R(\bar{p} + \Delta p)$$

C'est une équation scalaire en Δp , linéaire ou non suivant $R(p)$. Δp est obtenu analytiquement, car R est une fonction linéaire par morceaux.

- Dans le cas où l'écoulement est linéaire (relation VMIS_ISOT_LINE), on obtient directement :

$$\Delta p = \frac{\sigma_{eq}^e - \sigma_y - R' p^-}{R' + 3 \mu}$$

avec :

$$R' = \frac{E E_T}{E - E_T}.$$

- Dans le cas où l'écoulement est donné par une courbe de traction, on tire parti de la linéarité par morceaux pour déterminer exactement Δp voir [§An1].

Une fois Δp déterminé, on calcule σ par :

$$\tilde{\sigma}^- + \Delta\tilde{\sigma} = \frac{\sigma_{eq}^e - 3 \mu \Delta p}{\sigma_{eq}^e} \cdot \tilde{\sigma}^e$$

et

$$\text{tr}(\sigma^- + \Delta\sigma) = \text{tr} \sigma^e.$$

Les options RAPH_MECA et FULL_MECA effectuent toutes deux le calcul précédent, qui explicite le calcul de $\mathbf{R}(\mathbf{u}_i^n)$. On remarque qu'en réalité, $\mathbf{R}(\mathbf{u}_i^n) = \mathbf{Q}^T \boldsymbol{\sigma}_i^n$ où $\boldsymbol{\sigma}_i^n$ est calculé non en fonction de \mathbf{u}_i^n , mais de $\boldsymbol{\sigma}_{i-1}$ et $\Delta \mathbf{u}_i^n$.

Remarque :

| Cas particulier des contraintes planes.

Le modèle de Von Mises à écrouissage isotrope (VMIS_ISOT_LINE ou VMIS_ISOT_TRAC) est également disponible en contraintes planes, c'est à dire pour les modélisations C_PLAN, DKT, COQUE_3D, COQUE_AXIS, COQUE_D_PLAN, COQUE_C_PLAN, TUYAU, TUYAU_6M..

Dans ce cas, le système à résoudre comporte une équation supplémentaire. Ce calcul est détaillé en annexe 2.

3.4 Opérateur tangent. Option FULL_MECA

L'option FULL_MECA permet de calculer la matrice tangente \mathbf{K}_i^n à chaque itération. L'opérateur tangent qui sert à la construire est calculé directement sur le système discrétisé précédent (on note pour simplifier : $\tilde{\sigma} = \tilde{\sigma}^- + \Delta\tilde{\sigma}$, $p = p^- + \Delta p$) et on écrit les expressions seulement dans le cas isotherme.

- Si le tenseur des contraintes est sur la frontière du domaine, $f = 0$ alors on a, en différentiant l'expression de la loi de normalité en $\tilde{\sigma} = \tilde{\sigma}^- + \Delta\tilde{\sigma}$:

$$2 \mu \delta \epsilon^p = 2 \mu \delta \tilde{\epsilon} - \delta \tilde{\sigma} = \frac{3}{2} 2 \mu \left(\delta p \frac{\tilde{\sigma}}{\sigma_{eq}} + \Delta p \frac{\delta \tilde{\sigma}}{\sigma_{eq}} - \frac{3}{2} \Delta p \frac{\tilde{\sigma} : \delta \tilde{\sigma}}{\sigma_{eq}^3} \cdot \tilde{\sigma} \right)$$

où $\delta \epsilon^p$, $\delta \tilde{\epsilon}$, $\delta \tilde{\sigma}$ représentent des accroissements infinitésimaux autour de la solution du problème élastoplastique incrémental obtenue précédemment.

Comme :

$$\frac{3}{2} \frac{\tilde{\sigma} : \delta \tilde{\sigma}}{\sigma_{eq}} = R'(p) \delta p$$

en effectuant le produit tensoriel de la première équation par $\tilde{\sigma}$ on a :

$$2 \mu \tilde{\sigma} : \delta \tilde{\epsilon} - \tilde{\sigma} : \delta \tilde{\sigma} = 2 \mu \delta p \cdot \sigma_{eq},$$

en éliminant δp des deux dernières équations :

$$\tilde{\sigma} : \delta \tilde{\sigma} = \frac{2 \mu \tilde{\sigma} : \delta \tilde{\epsilon}}{1 + \frac{3 \mu}{R'(p)}}$$

- Si par contre si le tenseur des contraintes est à l'intérieur du domaine, $f < 0$, alors l'opérateur tangent est l'opérateur d'élasticité.

En exprimant δp et $\tilde{\sigma} : \delta \tilde{\sigma}$ dans la première équation, on obtient :

$$2 \mu \delta \tilde{\epsilon} - \delta \tilde{\sigma} = \frac{3 \mu \Delta p}{\sigma_{eq}} \delta \tilde{\sigma} + C_p \cdot (\tilde{\sigma} : \delta \tilde{\epsilon})_+ \tilde{\sigma},$$

avec :

$$C_p = \frac{9 \mu^2}{\sigma_{eq}^2} \left(1 - \frac{R'(p) \Delta p}{\sigma_{eq}} \right) \frac{1}{R'(p) + 3 \mu}$$

La partie positive $(\tilde{\sigma} : \delta \tilde{\epsilon})_+$ permet de regrouper en une seule équation les deux conditions :

- soit $f < 0$, ce qui implique $\Delta p = 0$
- soit $f = 0$

On obtient alors :

$$\delta \tilde{\sigma} = \frac{2 \mu}{a} \delta \tilde{\epsilon} - \frac{C_p}{a} (\tilde{\sigma} : \delta \tilde{\epsilon})_+ \tilde{\sigma}$$

en posant :

$$a = 1 + \frac{3 \mu \Delta p}{R(p + \Delta p)}$$

L'opérateur tangent lie le vecteur de déformations virtuelles ϵ^* à un vecteur de contraintes virtuelles σ^* .

La matrice de rigidité tangente s'écrit pour un comportement élastique :

$$\sigma^* = (K \bar{\mathbf{1}} \otimes \bar{\mathbf{1}} + 2 \mu \mathbf{P}) \epsilon^*$$

et pour un comportement plastique :

$$\sigma^* = \left(K \bar{\mathbf{1}} \otimes \bar{\mathbf{1}} + \frac{2 \mu}{a} \mathbf{P} - \frac{C_p}{a} \mathbf{s} \otimes \mathbf{s} \right) \epsilon^*$$

avec \mathbf{s} le vecteur des contraintes déviatoriques associé à σ^- défini par :

$$\mathbf{s}^T = (\tilde{\sigma}_{11}^-, \tilde{\sigma}_{22}^-, \tilde{\sigma}_{33}^-, \sqrt{2} \tilde{\sigma}_{12}^-, \sqrt{2} \tilde{\sigma}_{23}^-, \sqrt{2} \tilde{\sigma}_{31}^-)$$

et :

$$\xi = \begin{cases} 1 & \text{si } \Delta \epsilon \text{ conduit à une plastification et } \tilde{\sigma} : \Delta \tilde{\epsilon} \geq 0 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

On constate que l'opérateur tangent au système issu de la discrétisation implicite diffère de l'opérateur tangent au problème en vitesse (RIGI_MECA_TANG). On le retrouve en faisant : $\Delta p = 0$ dans les expressions de C_p et a .

3.5 Variables internes produites

Les relations de comportement VMIS_ISOT_LINE et VMIS_ISOT_TRAC produisent deux variables internes : p et χ (utiles pour le calcul de l'opérateur tangent).

4 Relation de Von Mises à écrouissage cinématique linéaire

4.1 Expression de la relation de comportement

Cette relation est obtenue par le mot clé VMIS_CINE_LINE du mot clé facteur COMP_INCR.

Elle s'écrit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p = \frac{3}{2} \dot{p} \frac{\tilde{\boldsymbol{\sigma}} - \tilde{\mathbf{X}}}{(\boldsymbol{\sigma} - \mathbf{X})_{eq}} = \frac{3}{2} \dot{p} \frac{\tilde{\boldsymbol{\sigma}} - \mathbf{X}}{(\boldsymbol{\sigma} - \mathbf{X})_{eq}} = \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} - \overbrace{\mathbf{A}^{-1} \boldsymbol{\sigma}}^{\cdot} - \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^{th} \\ \mathbf{X} = C \boldsymbol{\varepsilon}^p \quad \boldsymbol{\varepsilon}^{th} = \alpha (T - T_{ref}) \mathbf{Id} \\ (\boldsymbol{\sigma} - \mathbf{X})_{eq} - \sigma_y \leq 0 \\ \left\{ \begin{array}{l} \dot{p} = 0 \text{ si } (\boldsymbol{\sigma} - \mathbf{X})_{eq} - \sigma_y \leq 0 \\ \dot{p} \geq 0 \text{ si } (\boldsymbol{\sigma} - \mathbf{X})_{eq} - \sigma_y = 0 \end{array} \right. \end{array} \right. \quad \text{éq 4.1-1}$$

σ_y est la limite d'élasticité (le choix de σ_y incombe à l'utilisateur : elle peut correspondre à la fin de linéarité de la courbe de traction réelle, ou bien à une limite d'élasticité réglementaire ou conventionnelle... Quoi qu'il en soit, on utilise ici l'unique valeur définie sous ECRO_LINE).

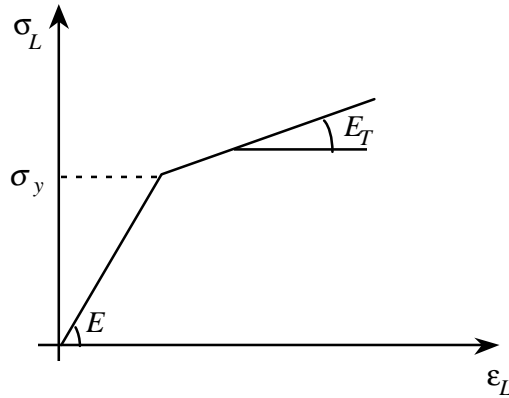
C est le coefficient d'écrouissage déduit des données par un essai de traction simple.

Dans ce cas (tenseur de contraintes uniaxial, tenseur de déformations plastiques isochore et orthotrope) :

$$\boldsymbol{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_L & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \mathbf{X} = \begin{pmatrix} X_L & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{X_L}{2} & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{X_L}{2} \end{pmatrix}$$

$$(\boldsymbol{\sigma} - \mathbf{X})_{eq} = \sigma_L - \frac{3}{2} X_L$$

$$X_L = C \boldsymbol{\varepsilon}_L^p = C \left(\varepsilon_L - \frac{\sigma_L}{E} \right)$$



Les données matériaux sont celles fournies sous le mot clé facteur ECRO_LINE ou ECRO_LINE_FO de l'opérateur DEFI_MATERIAU :

```
/ ECRO_LINE ( D_SIGM_EPSI : E_T SY : sigma_y )
/ ECRO_LINE_FO ( D_SIGM_EPSI : E_T SY : sigma_y )
```

ECRO_LINE_FO correspond au cas où E_T et σ_y dépendent de la température et sont alors calculés pour la température du point de Gauss courant.

Le module d'Young E et le coefficient de Poisson sont ceux fournis sous les mots clés facteurs ELAS ou ELAS_FO.

Pour $\epsilon_L > \frac{\sigma_y}{E}$
$$\sigma_L = \sigma_y + E_T \left(\epsilon_L - \frac{\sigma_y}{E} \right),$$

mais on a également :

$$\begin{cases} \sigma_L - \frac{3}{2} X_L = \sigma_y \\ X_L = C \left(\epsilon_L - \frac{\sigma_L}{E} \right) \end{cases}$$

d'où, en éliminant X_L et en identifiant :

$$C = \frac{2}{3} \frac{E E_T}{E - E_T}.$$

4.2 Opérateur tangent. Option RIGI_MECA_TANG

Le but de ce paragraphe est de calculer l'opérateur tangent K_{i-1} (option de calcul RIGI_MECA_TANG appelée à la première itération d'un nouvel incrément de charge) à partir des résultats connus à l'instant précédent t_{i-1} .

Pour cela, si le tenseur des contraintes à t_{i-1} est sur la frontière du domaine d'élasticité, on écrit la condition :

$$\dot{f} = 0$$

qui doit être vérifiée (pour le problème continu en temps) conjointement à la condition :

$$f = 0$$

avec

$$f = f(\boldsymbol{\sigma}^-, \mathbf{X}^-) = (\boldsymbol{\sigma}^- - \mathbf{X}^-)_{eq} - \sigma_y$$

Si par contre le tenseur des contraintes à t_{i-1} est à l'intérieur du domaine, $f < 0$, alors l'opérateur tangent est l'opérateur d'élasticité.

On pose :

$$\boldsymbol{\sigma}^{dev} = \tilde{\boldsymbol{\sigma}}^- - \mathbf{X}^- \text{ et } \gamma = \begin{cases} 1 & \text{si } (\boldsymbol{\sigma}^- - \mathbf{X}^-)_{eq} - \sigma_y = 0 \text{ (information donnée par la variable interne } \chi) \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

Le problème en vitesse s'écrit dans ce cas :

$$\begin{cases} \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p = \begin{cases} \frac{1}{2\mu} \frac{3}{2} \left(\frac{2\mu}{\sigma_y} \right)^2 \frac{((\tilde{\boldsymbol{\sigma}} - \mathbf{X}) \cdot \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}})(\tilde{\boldsymbol{\sigma}} - \mathbf{X})}{C + 2\mu} & \text{si } (\boldsymbol{\sigma} - \mathbf{X})_{eq} - \sigma_y = 0 \\ 0 & \text{si } (\boldsymbol{\sigma} - \mathbf{X})_{eq} - \sigma_y < 0 \end{cases} \\ \dot{\sigma}_{ij} = K \dot{\varepsilon}_{kk} \delta_{ij} + 2\mu(\tilde{\varepsilon}_{ij} - \dot{\varepsilon}_{ij}^p) \end{cases}$$

L'opérateur tangent lie le vecteur de déformations virtuelles $\boldsymbol{\varepsilon}^*$ à un vecteur de contraintes virtuelles $\boldsymbol{\sigma}^*$.

La matrice de rigidité tangente s'écrit pour un comportement élastique :

$$\boldsymbol{\sigma}^* = (K \bar{\mathbf{1}} \otimes \bar{\mathbf{1}} + 2\mu \mathbf{P}) \boldsymbol{\varepsilon}^*$$

et pour un comportement plastique :

$$\boldsymbol{\sigma}^* = (K \bar{\mathbf{1}} \otimes \bar{\mathbf{1}} + 2\mu \mathbf{P} - C_p \mathbf{s} \otimes \mathbf{s}) \boldsymbol{\varepsilon}^*$$

avec \mathbf{s} le vecteur des contraintes déviatoriques associé à $\boldsymbol{\sigma}^{dev}$ défini par :

$$\mathbf{s}^T = (\sigma_{11}^{dev}, \sigma_{22}^{dev}, \sigma_{33}^{dev}, \sqrt{2} \sigma_{12}^{dev}, \sqrt{2} \sigma_{23}^{dev}, \sqrt{2} \sigma_{31}^{dev})$$

et :

$$C_p = \gamma \frac{3}{2} \left(\frac{2\mu}{\sigma_y} \right)^2 \frac{1}{2\mu + C}.$$

Dans le cas du premier incrément de chargement, donc si l'état à l'instant précédent correspond à un état initial non contraint, l'opérateur tangent est identique à l'opérateur d'élasticité.

4.3 Calcul des contraintes et variables internes

La discrétisation implicite directe des relations continues conduit à résoudre :

$$\begin{cases} 2\mu \Delta \boldsymbol{\varepsilon}^p = 2\mu \left(\Delta \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}} + \frac{\tilde{\boldsymbol{\sigma}}^-}{2\mu^-} - \frac{\tilde{\boldsymbol{\sigma}}}{2\mu} \right) = \frac{3}{2} 2\mu \Delta p \frac{\tilde{\boldsymbol{\sigma}} - \mathbf{X}}{\sigma_y} \\ \mathbf{X} = \frac{C}{C^-} \mathbf{X}^- + C \Delta \boldsymbol{\varepsilon}^p \\ (\boldsymbol{\sigma} - \mathbf{X})_{eq} \leq \sigma_y \\ \Delta p = 0 \quad \text{si } (\boldsymbol{\sigma} - \mathbf{X})_{eq} < \sigma_y \\ \Delta p \geq 0 \quad \text{sinon} \\ \text{tr}(\boldsymbol{\sigma}^- + \Delta \boldsymbol{\sigma}) = \frac{3K}{3K^-} \text{tr} \boldsymbol{\sigma}^- + 3K \text{tr} \Delta \boldsymbol{\varepsilon} - 3K \text{tr} \Delta \boldsymbol{\varepsilon}^{th} \end{cases}$$

On pose encore :

$$\tilde{\boldsymbol{\sigma}}^e = \frac{2\mu}{2\mu^-} \tilde{\boldsymbol{\sigma}}^- + 2\mu \Delta \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}} - \frac{C}{C^-} \mathbf{X}^-.$$

La première équation s'écrit aussi :

$$\left(2\mu \Delta \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}} + \frac{2\mu}{2\mu^-} \tilde{\boldsymbol{\sigma}}^- \right) = \tilde{\boldsymbol{\sigma}} + \frac{3}{2} 2\mu \Delta p \frac{\tilde{\boldsymbol{\sigma}} - \mathbf{X}}{\sigma_y}$$

en retranchant $\mathbf{X} = \frac{C}{C^-} \mathbf{X}^- + C \Delta \boldsymbol{\varepsilon}^p$ a chaque terme, on obtient :

$$2\mu \Delta \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}} + \frac{2\mu}{2\mu^-} \tilde{\boldsymbol{\sigma}}^- - \frac{C}{C^-} \mathbf{X}^- = \tilde{\boldsymbol{\sigma}} - \mathbf{X} + \frac{3}{2} 2\mu \Delta p \frac{\tilde{\boldsymbol{\sigma}} - \mathbf{X}}{\sigma_y} + C \Delta \boldsymbol{\varepsilon}^p$$

ou encore, en utilisant la loi d'écoulement :

$$\tilde{\boldsymbol{\sigma}}^e = (\tilde{\boldsymbol{\sigma}} - \mathbf{X}) \left(1 + \frac{3}{2} (2\mu + C) \frac{\Delta p}{\sigma_y} \right)$$

On obtient encore une équation scalaire en Δp en prenant les valeurs équivalentes de Von Mises :

$$\sigma_{eq}^e = \sigma_y + \frac{3}{2} (2\mu + C) \Delta p$$

ce qui donne directement :

$$\Delta p = \frac{\sigma_{eq}^e - \sigma_y}{\frac{3}{2} (2\mu + C)}$$

Et σ est obtenu par : $\tilde{\sigma} = \frac{2\mu}{2\mu^-} \tilde{\sigma}^- + 2\mu \Delta \tilde{\epsilon} - 2\mu \Delta \epsilon^p$

En remarquant que :

$$\Delta \epsilon^p = \frac{3}{2} \Delta p \frac{\tilde{\sigma} - X}{\sigma_y} = \frac{3}{2} \Delta p \frac{\tilde{\sigma}^e}{\sigma_{eq}^e}$$

car

$$\frac{\tilde{\sigma} - X}{\sigma_y} = \frac{\tilde{\sigma}^e}{\sigma_{eq}^e}$$

on a donc :

$$\tilde{\sigma} = \frac{2\mu}{2\mu^-} \tilde{\sigma}^- + 2\mu \Delta \tilde{\epsilon} - \frac{2\mu}{2\mu + C} \frac{(\sigma_{eq}^e - \sigma_y)_+}{\sigma_{eq}^e} \cdot \tilde{\sigma}^e$$

Les variables internes X sont calculées par :

$$X = \frac{C}{C^-} X^- + C \Delta \epsilon^p = \frac{C}{C^-} X^- + \frac{3}{2} C \Delta p \frac{\tilde{\sigma}^e}{\sigma_{eq}^e}$$

Remarque :

| *Cas particulier des contraintes planes.*

La prise en compte directe de l'hypothèse des contraintes planes dans l'intégration du modèle de Von Mises à écrouissage cinématique linéaire n'a pas été faite dans le *Code_Aster*.

Par contre, pour prendre en compte cette hypothèse, c'est à dire pour utiliser VMIS_CINE_LINE avec les modélisations C_PLAN, DKT, COQUE_3D, COQUE_AXIS, COQUE_D_PLAN, COQUE_C_PLAN, TUYAU, TUYAU_6M, on peut utiliser la méthode de condensation statique (due à R. de Borst [R5.03.03]) qui permet d'obtenir un état plan de contraintes à convergence des itérations globales de l'algorithme de Newton.

4.4 Opérateur tangent. Option FULL_MECA

L'option FULL_MECA permet de calculer la matrice tangente \mathbf{K}_i^n à chaque itération. L'opérateur tangent qui sert à la construire est calculé directement sur le système discrétisé précédent (on note pour simplifier : $\tilde{\boldsymbol{\sigma}} = \tilde{\boldsymbol{\sigma}}^- + \Delta\tilde{\boldsymbol{\sigma}}$, $p = p^- + \Delta p$) et on écrit les expressions seulement dans le cas isotherme.

$$\text{On pose } \boldsymbol{\sigma}^{dev} = \tilde{\boldsymbol{\sigma}} - \mathbf{X} \text{ et } \gamma = \begin{cases} 1 & \text{si } \Delta p > 0 \text{ et } (\tilde{\boldsymbol{\sigma}} - \mathbf{X}) \cdot \Delta \tilde{\boldsymbol{\epsilon}} \geq 0 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

L'opérateur tangent lie le vecteur de déformations virtuelles $\boldsymbol{\epsilon}^*$ à un vecteur de contraintes virtuelles $\boldsymbol{\sigma}^*$.

Alors la matrice de rigidité tangente s'écrit :

$$\boldsymbol{\sigma}^* = (K \bar{\mathbf{I}} \otimes \bar{\mathbf{I}} + 2\mu a_2 \mathbf{P} - C_p \mathbf{s} \otimes \mathbf{s}) \boldsymbol{\epsilon}^*$$

avec \mathbf{s} le vecteur de contraintes associé à $\boldsymbol{\sigma}^{dev}$ par :

$$\mathbf{s}^T = (\sigma_{11}^{dev}, \sigma_{22}^{dev}, \sigma_{33}^{dev}, \sqrt{2} \sigma_{12}^{dev}, \sqrt{2} \sigma_{23}^{dev}, \sqrt{2} \sigma_{31}^{dev})$$

et :

$$C_p = \gamma \frac{3}{2} \left(\frac{2\mu}{\sigma_y} \right)^2 \frac{1}{2\mu + C} \cdot a_1$$

$$a_1 = \frac{1}{1 + \frac{3}{2} \frac{(2\mu + C) \Delta p}{\sigma_y}}$$

$$a_2 = a_1 \left(1 + \frac{3}{2} C \frac{\Delta p}{\sigma_y} \right)$$

4.5 Variables internes produites

Les variables internes sont au nombre de 7 :

- le tenseur \mathbf{X} stocké sur 6 composantes,
- la variable scalaire χ .

5 Bibliographie

- [1] P. MIALON, Eléments d'analyse et de résolution numérique des relations de l'élastoplasticité. EDF - Bulletin de la Direction des Etudes et Recherches - Série C - N° 3 1986, p. 57 - 89.
- [2] E. LORENTZ, J.M. PROIX, I. VAUTIER, F. VOLDIOIRE, F. WAECKEL « Initiation à la thermo-plasticité dans le Code_Aster. Manuel de référence du cours », Note EDF/DER/HI-74/96/013

Annexe 1 Relation VMIS_ISOT_TRAC : compléments sur l'intégration

La discrétisation implicite de la relation de comportement conduit à résoudre une équation en Δp [§5].

$$\sigma_{eq}^e - 3\mu \Delta p - R(p^- + \Delta p) = 0.$$

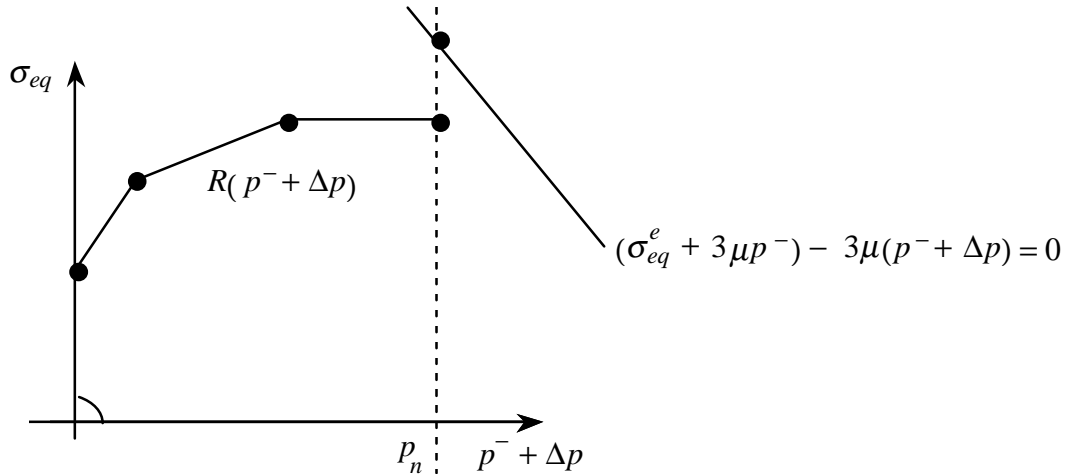
On résout exactement l'équation en tirant parti de la linéarité par morceaux.

On examine d'abord si la solution pourrait être en dehors des bornes des points de discrétisation de la courbe $R(p)$, c'est-à-dire, si $p \geq p_n$ est une solution possible.

Pour cela :

- si $\sigma_{eq}^e + 3\mu(p^- - p_n) - \sigma_n \geq 0$

alors on est dans la situation suivante :



- si le prolongement à droite est linéaire alors :

soit

$$\alpha_{n-1} = \frac{\sigma_n - \sigma_{n-1}}{p_n - p_{n-1}} \quad H_{n-1} = \sigma_{n-1} + \alpha_{n-1}(p^- - p_{n-1})$$

alors :

$$\Delta p = \frac{\sigma_{eq}^e - H_{n-1}}{\alpha_{n-1} + 3\mu}$$

- si le prolongement est constant :

$$\Delta p = \frac{\sigma_{eq}^e - \sigma_n}{3\mu}$$

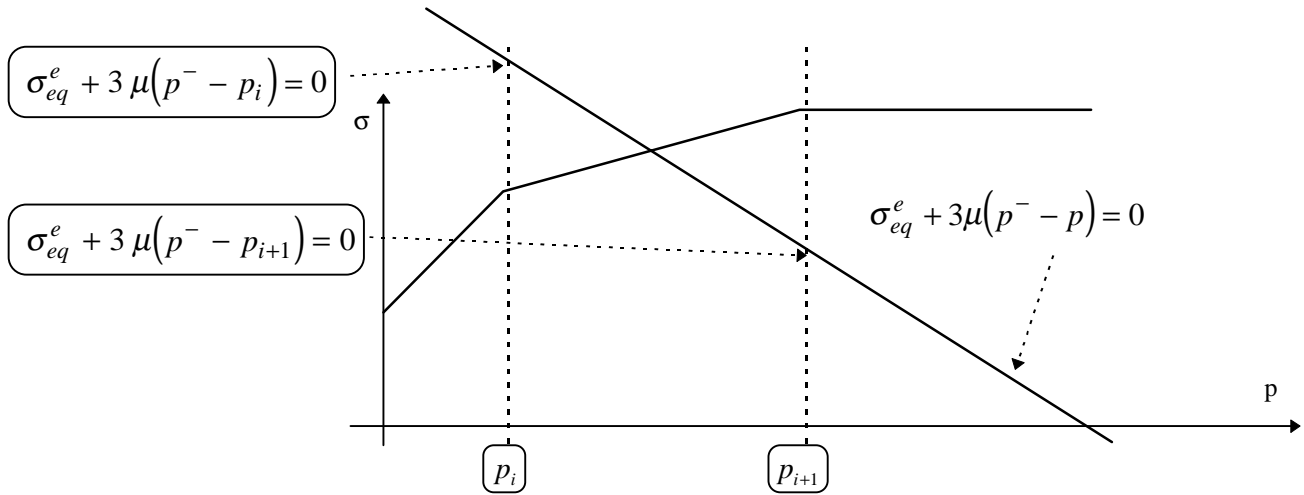
- sinon un message d'erreur est émis,

- sinon, la solution p est à chercher dans l'intervalle $[p_i, p_{i+1}]$ tel que :

$$\sigma_{i+1} > \sigma_{eq}^e + 3\mu(p^- - p_{i+1})$$

et

$$\sigma_i \leq \sigma_{eq}^e + 3\mu(p^- - p_i)$$



$$\alpha_i = \frac{\sigma_{i+1} - \sigma_i}{p_{i+1} - p_i} \quad H_i = \sigma_i + \alpha_i(p^- - p_i) \quad \text{pour } i = 1 \text{ à } n-1$$

alors, Δp est tel que :

$$\Delta p = \frac{\sigma_{eq}^e - H_i}{\alpha_i + 3\mu} \quad \text{et} \quad p^- + \Delta p \in [p_i, p_{i+1}]$$

Annexe 2 Ecoulement isotrope en contraintes planes

Dans ce cas, le système à résoudre comporte une équation de plus : $\Delta\sigma_{33} = 0$. On obtient alors le système suivant :

$$\begin{aligned} 2\mu \Delta\tilde{\epsilon} - \Delta\tilde{\sigma} &= \frac{3}{2} 2\mu \Delta p \frac{\tilde{\sigma}^- + \Delta\tilde{\sigma}}{(\sigma^- + \Delta\sigma)_{eq}} \\ \text{tr } \Delta\sigma &= 3K \text{tr } \Delta\epsilon \\ (\sigma^- + \Delta\sigma)_{eq} - R(p^- + \Delta p) &\leq 0 \\ \Delta p &= 0 \quad \text{si } (\sigma^- + \Delta\sigma)_{eq} < R(p^- + \Delta p) \\ \Delta p &\geq 0 \quad \text{si } (\sigma^- + \Delta\sigma)_{eq} = R(p^- + \Delta p) \\ \Delta\sigma_{33} &= 0 \end{aligned}$$

Avec cette hypothèse, $\Delta\epsilon$ n'est pas entièrement connu : $\Delta\epsilon_{33}$ ne peut être calculé uniquement à partir de $\Delta\mathbf{u}_i^n$.

Remarque :

Dans le cas des modélisations autres que `C_PLAN`, donc par exemple pour les modélisations de coques (`DKT`, `COQUE_3D`), les hypothèses sur les termes de cisaillement transverses $\Delta\sigma_{13}$ et $\Delta\sigma_{23}$ sont définies par ces modélisations (en général, le comportement lié au cisaillement transverse est linéaire, élastique et découplé des équations ci-dessus). Ces termes n'entrent donc pas en ligne de compte ici.

On pose $\Delta\epsilon = \Delta\epsilon^q + \Delta\epsilon^y$ avec $\Delta\epsilon^q$ entièrement connu à partir de $\Delta\mathbf{u}_i^n$ et de l'élasticité, donc

$$\Delta\epsilon_{33}^q = -\frac{\nu}{1-\nu}(\Delta\epsilon_{11}^q + \Delta\epsilon_{22}^q) \quad \text{et} \quad \Delta\epsilon^y = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \Delta y \end{pmatrix} \text{ est inconnu.}$$

Par rapport au système précédent, il y a une inconnue supplémentaire, Δy .

- Si $(\tilde{\sigma}^- + \Delta\tilde{\sigma})_{eq} < R(p^- + \Delta p)$ alors $\Delta p = 0$ donc $2\mu \Delta\tilde{\epsilon} = \Delta\tilde{\sigma}$, c'est-à-dire $\Delta y = 0$.
- Sinon, la technique de résolution consiste à exprimer Δy en fonction de Δp . On obtient alors une équation scalaire non linéaire en Δp .

On pose : $\tilde{\sigma}^e = \frac{2\mu}{2\mu^-} \tilde{\sigma}^- + 2\mu \Delta\tilde{\epsilon}^q$. De la même façon que pour l'intégration hors contraintes planes, on obtient :

$$\tilde{\sigma}_e + 2\mu \Delta\tilde{\epsilon}^y = \left(\tilde{\sigma}^- + \Delta\tilde{\sigma} \right) \left(1 + \frac{3\mu \Delta p}{R(p + \Delta p)} \right).$$

Mais cette expression fait intervenir une inconnue supplémentaire Δy : En particulier :

$$\tilde{\sigma}_{e_{33}} + 2 \mu \Delta \tilde{\epsilon}_{33}^y = \left(\tilde{\sigma}_{33}^- + \Delta \tilde{\sigma}_{33} \right) \left(1 + \frac{3 \mu \Delta p}{R(p + \Delta p)} \right)$$

or

$$\Delta \tilde{\epsilon}_{33}^y = \frac{2}{3} \Delta y$$

$$\text{et } \text{tr}(\sigma^- + \Delta \sigma) = 3 K \text{tr} \Delta \epsilon^q + 3 K^+ \Delta y + \frac{3 K^+}{3 K^-} \text{tr} \sigma^- - 3 K^+ \Delta \epsilon^{th}.$$

Comme :

$$\tilde{\sigma}_{33}^- + \Delta \tilde{\sigma}_{33} = \sigma_{33}^- + \Delta \sigma_{33} - \frac{\text{tr}(\Delta \sigma + \sigma^-)}{3} = 0 - \frac{\text{tr}(\Delta \sigma + \sigma^-)}{3}.$$

On obtient une équation liant Δy et Δp :

$$\tilde{\sigma}_{e_{33}} + 2 \mu \frac{2}{3} \Delta y = \left(1 + \frac{3 \mu \Delta p}{R(p + \Delta p)} \right) \left(\frac{-\text{tr} \sigma_e - 3 K \Delta y}{3} \right)$$

avec

$$\text{tr} \sigma_e = \frac{3 K}{3 K^-} \text{tr} \sigma^- + 3 K \text{tr} \Delta \epsilon^q - 3 K \Delta \epsilon^{th}.$$

Soit :

$$\Delta y \left(\frac{4 \mu}{3} + K \left(1 + \frac{3 \mu \Delta p}{R(p^- + \Delta p)} \right) \right) = -\tilde{\sigma}_{33}^e - \frac{\text{tr} \sigma_e}{3} \left(1 + \frac{3 \mu \Delta p}{R(p^- + \Delta p)} \right)$$

en remarquant que :

$$\tilde{\sigma}_{33}^e = \sigma_{33}^e - \frac{\text{tr} \sigma_e}{3} = 0 - \frac{\text{tr} \sigma_e}{3}$$

et en explicitant μ , K , on obtient :

$$\Delta y = \frac{3(1 - 2 \nu) \Delta p}{E \Delta p + 2(1 - \nu) R(p + \Delta p)} \tilde{\sigma}_{33}^e$$

à reporter dans l'équation en Δp (identique aux cas précédents)

$$\left(\tilde{\sigma}^e + 2 \mu \Delta \tilde{\epsilon}_{eq}^y \right) - 3 \mu \Delta p - R(p^- + \Delta p) = 0.$$

$$\text{où } \Delta y \text{ s'exprime en fonction de } \Delta p \text{ puisque : } \Delta \tilde{\epsilon}^y = \frac{\Delta y}{3} \begin{pmatrix} -1 & & \\ & -1 & \\ & & 2 \end{pmatrix}$$

L'équation scalaire en Δp ainsi obtenue est toujours non linéaire. Cette équation est résolue par une méthode de recherche de zéros de fonctions, basée sur un algorithme de sécante (cf. [R6.03.02]). Une fois la solution Δp connue on calcule Δy puis σ .