

Université des Sciences et Technologies de Lille

THESE DE DOCTORAT

présentée par

Joël WILSIUS
ingénieur HEI

pour l'obtention du titre de
DOCTEUR en Mécanique

Etude expérimentale et numérique de la déchirure ductile basée sur des approches locales en mécanique de la rupture

Soutenue le 8 décembre 1999 devant le jury composé de :

Mr NAIT-ABDELAZIZ M., Professeur, EUDIL, Lille	Président du jury
Mme HABRAKEN A.M., Chargée de Recherche, Univ. Liège, Belgique	Rapporteur
Mr ROELANDT J.M., Professeur, UTC, Compiègne	Rapporteur
Mr MARINI B., Ingénieur-Recherche, CEA, Saclay	Examineur
Mr IMAD A., Enseignant-Chercheur, Ecole HEI, Lille	Examineur
Mr MESMACQUE G., Professeur, USTL, Lille	Examineur



AVANT-PROPOS



50376.
1999-
411

Cette étude a été réalisée au sein du Laboratoire d'Etudes des Structures de l'école des Hautes Etudes Industrielles de Lille et du Laboratoire de Mécanique de Lille.

Je tiens tout d'abord à remercier les membres du jury qui m'ont fait l'honneur de juger ce travail et de l'intérêt qu'ils ont porté à cette étude.

Ainsi, j'exprime toute ma gratitude à Monsieur Mesmacque, Professeur à l'IUT « A » de Villeneuve d'Ascq pour avoir dirigé mes recherches.

J'adresse également mes plus vifs remerciements à Monsieur Imad, enseignant-chercheur à HEI, pour sa disponibilité et son soutien constant, notamment lors de la rédaction de ce mémoire.

En leur qualité de rapporteur, je remercie chaleureusement Madame Habraken, chercheur qualifié à l'Université de Liège et Monsieur Roelandt, Professeur à l'Université de Technologie de Compiègne, pour avoir pris connaissance de ce manuscrit dans les moindres détails et pour s'être penchés avec bienveillance sur mon travail.

Je remercie également Monsieur Marini, ingénieur-chercheur au Commissariat à l'Energie Atomique d'avoir accepté de participer au jury et d'avoir examiné ce travail.

Mes remerciements vont aussi à Monsieur Naït Abdelaziz, Professeur à l'EUDIL, pour avoir fait partie du jury. J'ai également apprécié ses conseils et son aide tout au long de cette thèse.

Le bon déroulement de cette thèse durant ces trois années n'aurait pu s'accomplir au sein des deux laboratoires sans la participation de certains services et les compétences de nombreuses personnes.

A cet effet, je remercie Adriana et Karol qui m'ont aidé dans l'utilisation des techniques d'observations par microscopie électronique à balayage.

J'adresse également mes remerciements à Valéry Cornet, technicien à l'IUT « A » pour avoir assuré un usinage de qualité des éprouvettes.

J'exprime toute ma gratitude à mes différents lecteurs qui m'ont permis de limiter le nombre d'erreurs dans ce manuscrit : Sandrine, Daniel et Gilbert Fischer.

Je ne saurais oublier non plus, ceux qui, à un moment ou à un autre, m'ont aidé par leur collaboration, leur humour, leur sympathie ou leur amitié : Jean-Michel, Hamid, Franck, Driss, Xavier, Nathalie, Vincent, Bruno, Jean-Pierre et Eric. Toutes mes pensées vont également aux thésards devant soutenir : Xavier, Rachid, Adriana et Laurence.

Merci à tous ceux, parfois venus de loin, qui m'ont encouragé en assistant à la soutenance de ma thèse.

Enfin, je tiens à associer à ce travail ma famille et mes proches, notamment mes parents, ma sœur et Sandrine qui m'ont soutenu et encouragé durant toute mon activité de recherche.

A tous cités ou omis, MERCI !

Notations

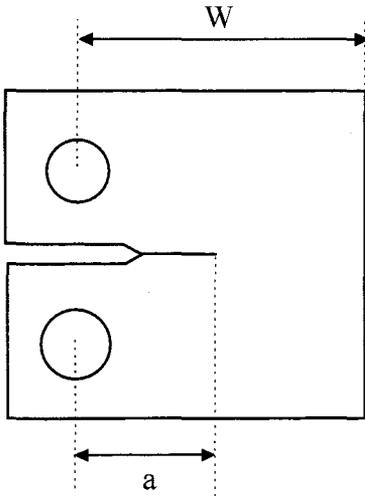
a	= longueur de fissure rayon dans la section minimale d'une éprouvette axisymétrique entaillée (analyse de Bridgman) distance interinclusionnaire rayon intérieur du réservoir (modèle de Lederman) paramètre de germination continue (modèle GTN)
a ₀	= longueur initiale de fissure
A	= allongement coefficient de forme de la cavité constante préexponentielle dans la formulation du modèle RT paramètre de nucléation lié à la déformation plastique (modèle GTN)
A _p	= longueur du plateau de Lüders
AE	= éprouvette de traction axisymétrique entaillée
B	= épaisseur de l'éprouvette constante à l'intérieur de l'exponentielle dans la formulation du modèle RT paramètre de nucléation lié à la contrainte normale coefficient de forme de la cavité
b	= vecteur de Burgers taux d'écroutissage isotrope (modèle de Mear et Hutchinson) rayon intérieur du réservoir (modèle de Lederman)
b ₀	= longueur initiale du ligament
B(β)	= travail conjugué à la variable β (modèle de Rousselier)
C	= complaisance σ_1/σ_y
c	= constante dans la fonction de nucléation B du modèle GTN
c(v)	= fonction dépendant du chargement (modèle de RT)
CCP	= éprouvette fissurée : panneau à entaille centrale (« Central Crack Panel »)
CT	= éprouvette fissurée : éprouvette compacte de traction (« Compact in Tension »)
D	= variable d'endommagement (modèles d'endommagement continu) coefficient d'amplification (modèle de RT) constante, paramètre du modèle de Rousselier
D ₀	= endommagement initial
D _c	= endommagement critique à rupture
d	= déplacement
DENT	= éprouvette fissurée : panneau à double fissure latérale (« Double Edge Notch in Tension »)
E	= module d'Young
\bar{E}	= $\bar{E} = E / (1 - \nu^2)$ dans le cas d'un état de déformations planes $\bar{E} = E$ dans le cas d'un état de contraintes planes
E _M	= module d'Young de la matrice
E _p	= module d'Young plastique équivalent
F _D	= potentiel plastique
f	= fraction volumique de cavités
f*	= fraction volumique effective de cavités
f ₀	= fraction volumique initiale de cavités
f _c	= fraction volumique critique de cavités
\hat{f}_n, \hat{f}_n	= fraction volumique de particules permettant la nucléation de cavités selon un mécanisme contrôlé respectivement par la déformation et par la contrainte normale
f _u *, f _F	= fraction volumique ultime et à rupture des cavités
f _v	= fraction volumique d'inclusions
f _{ij} (θ), g _{ij} (θ)	= fonctions adimensionnées de n et θ
G	= taux de restitution d'énergie
GTN	= modèle de Gurson-Tvergaard-Needleman
H	= hauteur de l'éprouvette
HRR	= champ de contrainte selon Hutchinson, Rice et Rosengren

I_n	=	contrainte d'intégrale dépendant du coefficient d'écroutissage (champ HRR)
J	=	intégrale de contour de Rice paramètre énergétique
J_{el}, J_e	=	composante élastique du paramètre J
J_{pl}, J_p	=	composante plastique du paramètre J
J_{IC}	=	ténacité critique
$J_{0,2}$	=	ténacité à l'amorçage conventionnelle (ténacité correspondant à 0.2mm d'avancée de fissure)
$J_{1,0}$	=	ténacité correspondant à 1mm d'avancée de fissure
k	=	facteur de forme paramètre de la loi de Ramberg-Osgood cission maximale (modèle de Thomason)
K	=	facteur d'intensité de contraintes
K_I	=	facteur d'intensité de contraintes en mode I
K_α	=	facteur d'intensité de contrainte en mode α ($\alpha=I, II$ ou III)
L	=	sens « Long » de la tôle (sens de laminage) longueur de l'empilement des boucles de dislocations
L_e, L_c	=	taille des mailles carrées en pointe de fissure
L_u	=	charge correspondant à la déformation uniforme du pédoncule séparant les cavités
L_n	=	charge provoquant la striction interne entre les cavités
M	=	taux de mismatching ($M=\sigma_y^{MF} / \sigma_y^{MB}$)
MB	=	métal de base (joint soudé)
MF	=	métal fondu (joint soudé)
n	=	coefficient d'écroutissage
n_i	=	composantes du vecteur unitaire normal à S_v
N_v	=	nombre d'inclusions par unité de volume
p	=	variable d'écroutissage pression hydrostatique
P	=	charge
$P(p)$	=	travail conjugué à la variable p (modèle de Rousselier)
P_a	=	charge à l'amorçage
$P_{0,2}$	=	charge correspondant à 0.2mm d'avancée de fissure
Q	=	contrainte (approche globale à deux paramètres)
q	=	facteur de concentration de contrainte (critère de Gurland et Plateau) paramètre d'interaction entre les cavités (modèle GTN)
q_i	=	coefficients d'interaction entre les cavités
r	=	coordonnée polaire rayon de l'entaille d'une éprouvette axisymétrique entaillée (analyse de Bridgman)
R_0	=	rayon initial des cavités
R	=	rayon actuel des cavités rayon de l'inclusion
R/R_0	=	taux de croissance de cavités
$(R/R_0)_c$	=	taux critique de croissance des cavités
$(R/R_0)_{dc}$	=	taux critique de croissance des cavités équivalent
R_m	=	contrainte maximale
$R(\epsilon_{eq}^p)$	=	loi d'écroutissage
R_{eH}, R_{eL}	=	limite d'élasticité supérieure et inférieure en présence d'un plateau de Lüders
$R_{p0,2}$	=	limite d'élasticité à 0.2% de déformation
RT	=	modèle de Rice-Tracey
R_x, R_y, R_z	=	rayons d'une cavité ellipsoïdale suivant x, y et z
$SENB$	=	éprouvette fissurée : flexion trois points (« Single Edge Notch in Bending »)
$SENT$	=	éprouvette fissurée : panneau à simple fissure latérale (« Single Edge Notch in Tension »)
	=	déviations standard correspondant respectivement à ϵ_n et $\hat{\epsilon}_n$
S_n, \hat{S}_n	=	surface de cavité
SSY	=	champ de contrainte en plasticité confinée
T	=	contrainte (approche globale à deux paramètres)
TL	=	sens « Travers-Long » de la tôle (sens perpendiculaire au sens de laminage)
u	=	champ de déplacement

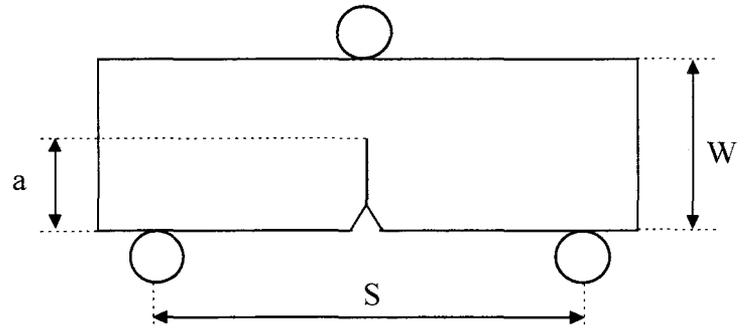
U, U^*	=	énergie de déformation ou aire sous la courbe « Charge-Déplacement »
U_{pl}	=	aire sous la courbe « Charge-Composante plastique du déplacement »
U_{el}	=	aire sous la courbe « Charge-Composante élastique du déplacement »
v	=	accroissement de la zone plastique (modèle de Lederman)
V	=	volume de la matrice
		volume des cavités
V_0, V_r	=	volumes des cavités initial et final
V_D	=	variable d'endommagement (modèle de Tai et Yang)
W	=	largeur de l'éprouvette
		densité d'énergie de déformation (définition de l'intégrale J)
W_d	=	travail d'endommagement (modèle de Chaouadi)
w, y	=	dimension des cavités (modèle de Thomason)
y	=	teneur volumique en inclusion
Z	=	striction
ZAT	=	zone affectée thermiquement (joint soudé)
α	=	constante dépendant du type d'éprouvette dans le calcul de J_{IC} en fonction de $(R/R_0)_c$ et L_e
		exposant d'endommagement (modèle de Bonora)
β	=	variable d'endommagement
		taux de biaxialité de la fissure
β_i	=	paramètres du modèle de Sun
χ	=	variable d'écroutissage cinématique
δ	=	coefficient d'accélération de la coalescence des cavités
		ouverture en fond de fissure CTOD (« Crack Tip Opening Displacement »)
δ_{ij}	=	symbole de Kronecker ($\delta_{ij}=0$ si $i \neq j$ $\delta_{ij}=1$ si $i=j$)
$\Delta\phi$	=	contraction diamétrale
$\Delta\phi_c$	=	contraction diamétrale critique
Δa	=	accroissement de la longueur de la fissure
ε	=	déformation
ε_{eq}	=	déformation équivalente au sens de Von Misès
ε_p	=	déformation plastique
ε_R	=	déformation à rupture
ε_y	=	déformation à la limite d'élasticité
ε_v	=	déformation volumique
ε_{ij}	=	composante du tenseur de déformation
ε_{kk}^p	=	somme des composantes normales des déformations plastiques
ε_m	=	déformation moyenne
ε_{th}	=	seuil de déformation à partir duquel les microcavités ont commencé à germer
ε_c	=	déformation plastique uniaxiale liée à la variable d'endommagement D_c
$\varepsilon_n, \hat{\varepsilon}_n$	=	déformation moyenne à l'apparition de la nucléation des cavités selon un mécanisme contrôlé respectivement par la déformation et la contrainte normale
$\varepsilon_{\mathbb{E}q}, \bar{\varepsilon}$	=	déformation plastique équivalente
γ	=	énergie de surface de la cavité créée
Γ	=	contour pour la définition de l'intégrale J de Rice
η	=	coefficient reliant U à J
η_{pl}, η_0	=	coefficient reliant la composante plastique de J à l'énergie de déformation plastique
λ	=	rapport de forme de la cavité (modèle de Budiansky)
		coefficient multiplicateur d'endommagement
μ	=	module de cisaillement
ν	=	coefficient de Poisson
θ	=	coordonnée polaire
ρ	=	densité relative du matériau
σ	=	contrainte
σ^D	=	partie déviatorique du champ des contraintes
σ_{ij}	=	composante du tenseur de contrainte
σ_{eq}	=	contrainte équivalente de Von Misès
σ_y	=	limite d'élasticité
σ_{yy}	=	contrainte d'ouverture

σ_m	=	contrainte moyenne
σ_u	=	contrainte à rupture
$T, \sigma_m/\sigma_{eq}$	=	taux de triaxialité des contraintes
σ_n	=	contrainte normale
σ_∞	=	contrainte d'écoulement
σ_1	=	résistance de la matrice à la déchirure ductile (modèle de Rousselier) la plus grande contrainte principale
τ_{ij}	=	champ de contrainte
Ψ	=	potentiel plastique

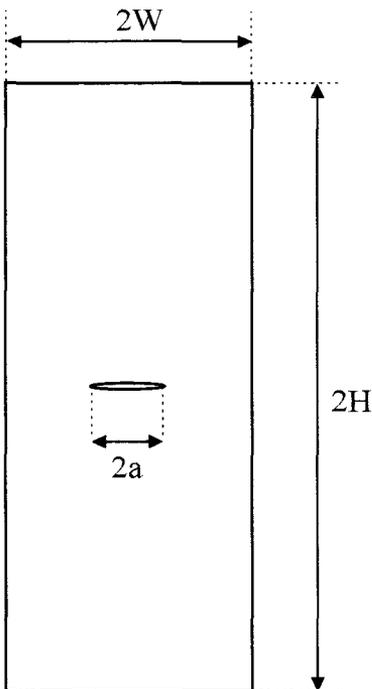
Géométrie des éprouvettes fissurées



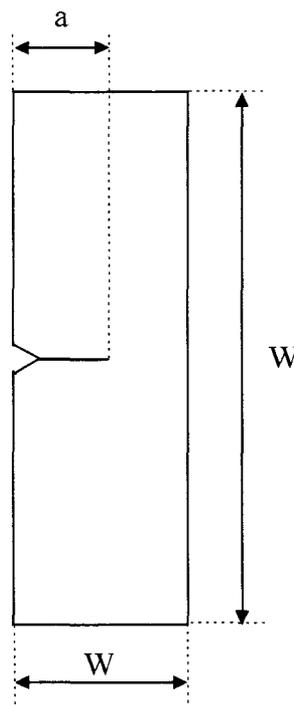
CT



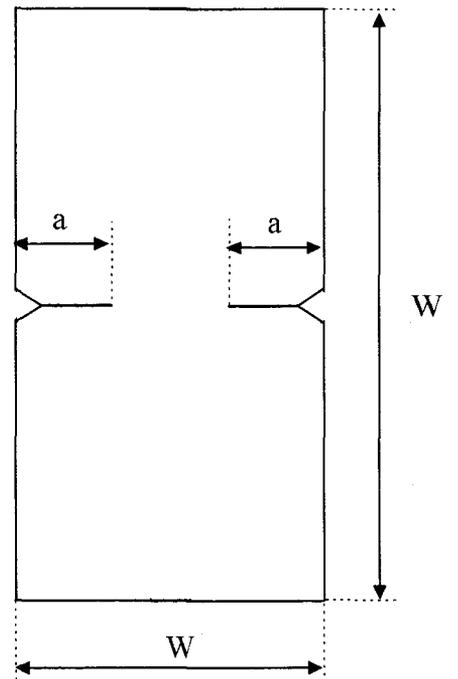
SENB



CCP



SENT



DENT

SOMMAIRE

Sommaire.....	1
Introduction générale.....	7
I. Etude bibliographique	10
I.1. Introduction	10
I.2. Approche globale.....	10
<i>I.2.1. Intégrale J de Rice.....</i>	<i>11</i>
I.2.1.1. Définition.....	11
I.2.1.2. Détermination expérimentale du paramètre énergétique J.....	13
<i>I.2.1.2.1. Technique à plusieurs échantillons.....</i>	<i>14</i>
<i>I.2.1.2.2. Méthodes des fissures profondes.....</i>	<i>15</i>
I.2.1.3. Méthodes de mesure de la croissance de la fissure.....	16
<i>I.2.1.3.1. Méthode du chargement interrompu.....</i>	<i>16</i>
<i>I.2.1.3.2. Méthode des décharges partielles (méthode de complaisance).....</i>	<i>17</i>
I.2.1.4. Détermination de la ténacité J_{IC} et de la résistance à propagation de la fissure dJ/da	18
I.2.1.5. Paramètres influençant la ténacité.....	20
<i>I.2.1.5.1. Le type de régression.....</i>	<i>20</i>
<i>I.2.1.5.2. L'incertitude sur la mesure de la longueur initiale de la fissure.....</i>	<i>20</i>
<i>I.2.1.5.3. Le nombre et la position des points dans l'intervalle de validité proposé par l'ASTM.....</i>	<i>21</i>
<i>I.2.1.5.4. Effets de la géométrie.....</i>	<i>21</i>
I.3. Approche locale.....	23
<i>I.3.1. Introduction.....</i>	<i>23</i>
<i>I.3.2. Mécanismes microscopiques de la déchirure ductile.....</i>	<i>23</i>
I.3.2.1. La germination de cavités.....	23
I.3.2.2. La croissance des cavités.....	25
I.3.2.3. L'instabilité entre les cavités.....	25
<i>I.3.3. Modélisation basée sur l'approche locale.....</i>	<i>27</i>
I.3.3.1. Modèle de Rice-Tracey.....	27
<i>I.3.3.1.1. Formulation.....</i>	<i>27</i>
<i>I.3.3.1.2. Influence de la fraction volumique initiale de cavités.....</i>	<i>29</i>
<i>I.3.3.1.3. Détermination du taux critique de croissance de cavités $(R/R_0)_c$.....</i>	<i>31</i>
<i>I.3.3.1.4. Calcul du taux de croissance de cavités R/R_0.....</i>	<i>33</i>
<i>I.3.3.1.5. Simulation de l'avancée de la fissure.....</i>	<i>34</i>
<i>I.3.3.1.6. Influence du taux de triaxialité des contraintes sur $(R/R_0)_c$.....</i>	<i>35</i>
<i>I.3.3.1.7. Influence de la taille L_c du maillage en pointe de fissure sur $(R/R_0)_c$.....</i>	<i>35</i>
<i>I.3.3.1.8. Modifications apportées au modèle de Rice-Tracey.....</i>	<i>36</i>
<i>I.3.4. Modèles basés sur l'endommagement continu.....</i>	<i>37</i>
I.3.4.1. Modèle de Rousselier.....	37
<i>I.3.4.1.1. Formulation.....</i>	<i>37</i>
<i>I.3.4.1.2. Détermination des paramètres du modèle.....</i>	<i>40</i>
<i>I.3.4.1.3. Simulation de l'avancée de la fissure.....</i>	<i>41</i>

I.3.4.1.4. Influence des paramètres locaux.....	42
I.3.4.1.5. Influence des conditions de symétrie.....	43
I.3.4.2. Modèle de Gurson-Tvergaard-Needleman.....	44
I.3.4.2.1. Formulation.....	44
I.3.4.2.2. Détermination des paramètres locaux.....	47
I.3.4.2.3. Influence des paramètres locaux.....	47
I.3.5. Application des méthodes de l'approche locale à la prévision de la rupture d'un joint soudé.....	52
I.3.6. Application aux calculs tridimensionnels.....	54
I.3.7. Application de l'approche locale au cas des structures industrielles.....	56
I.3.8. Normalisation de l'utilisation des critères de rupture locaux.....	60
I.3.8.1. Groupe de travail IRSID/ENSMP/CEA/EDF.....	60
I.3.8.2. Intégration des méthodes d'approche locale dans la procédure R6.....	62
I.4. Conclusion.....	63
I.5. Références.....	64
II. Etude expérimentale.....	73
II.1. Introduction.....	73
II.2. Matériaux étudiés.....	74
II.2.1. Cas du joint soudé.....	74
II.2.2. Cas de l'alliage d'aluminium 2024-T351.....	75
II.2.3. Cas de l'acier au Nickel Chrome 12NC6.....	76
II.3. Essais de traction monotone.....	76
II.3.1. Cas du joint soudé.....	77
II.3.2. Cas de l'alliage d'aluminium 2024-T351.....	78
II.3.3. Cas de l'acier 12NC6.....	80
II.4. Essais de traction sur éprouvettes axisymétriques entaillées.....	81
II.4.1. Dispositif expérimental.....	82
II.4.1.1. Mesure de la contraction diamétrale à l'aide d'un extensomètre.....	82
II.4.1.1. Résultats.....	83
II.4.2. Résultats.....	84
II.5. Essais de déchirure.....	85
II.5.1. Cas du joint soudé.....	86
II.5.2. Cas de l'alliage d'aluminium 2024-T351.....	88
II.5.3. Cas de l'acier 12NC6.....	93
II.6. Observations des faciès de rupture.....	97
II.6.1. Cas du joint soudé.....	97
II.6.2. Cas de l'alliage d'aluminium 2024-T351.....	99
II.6.3. Cas de l'acier au nickel-chrome 12NC6.....	101
II.7. Conclusion.....	103
II.8. Références.....	105
III. Etude numérique.....	107
III.1. Introduction.....	107
III.2. Cas du joint soudé.....	107
III.2.1. Maillages et conditions aux limites.....	108
III.2.2. Détermination des paramètres locaux.....	109

III.2.2.1. Détermination du paramètre du modèle de Rice-Tracey	110
III.2.2.2. Détermination des paramètres du modèle de Rousselier	111
III.2.3. Sensibilité des modèles à la taille du maillage L_e en pointe de fissure	111
III.2.3.1. Influence de L_e sur les paramètres globaux	111
III.2.3.2. Influence de L_e sur les valeurs de R/R_0	113
III.2.3.3. Influence de L_e sur les courbes J- Δa obtenues avec le modèle de Rousselier	117
III.2.4. Etude paramétrique	118
III.2.4.1. Influence de $(R/R_0)_c$	118
III.2.4.2. Influence de σ_1 et D	119
III.2.4.3. Influence de f_c , δ et a	119
III.2.5. Simulation de l'avancée de la fissure dans le cas d'un joint soudé	121
III.2.5.1. Simulation avec le modèle de Rice-Tracey	121
III.2.5.2. Simulation avec le modèle de Rousselier	122
III.2.6. Conclusion	124
III.3. Cas de l'alliage d'aluminium 2024-T351	124
III.3.1. Maillages et conditions aux limites	124
III.3.2. Détermination des paramètres locaux	126
III.3.2.1. Détermination du taux critique de croissance des cavités	126
III.3.2.2. Détermination des paramètres du modèle de Rousselier	127
III.3.2.3. Détermination des paramètres du modèle GTN	129
III.3.3. Simulation de la déchirure ductile de l'alliage d'aluminium	130
III.3.3.1. Modèle de Rice-Tracey	131
III.3.3.2. Modèle de Rousselier	133
III.3.3.3. Modèle GTN	136
III.3.4. Conclusion	136
III.4. Cas de l'acier au nickel-chrome 12NC6	136
III.4.1. Maillages et conditions aux limites	137
III.4.1.1. Eprouvtes axisymétriques entaillées	137
III.4.1.2. Eprouvte CT	139
III.4.2. Détermination des paramètres locaux	139
III.4.2.1. Détermination de $(R/R_0)_c$	139
III.4.2.2. Détermination des paramètres du modèle de Rousselier	143
III.4.2.3. Détermination des paramètres du modèle GTN	146
III.4.3. Simulation de la déchirure ductile	148
III.4.3.1. Modèle de Rice-Tracey	148
III.4.3.2. Modèle de Rousselier	150
III.4.3.3. Modèle GTN	151
III.4.4. Conclusion	153
III.5. Références	154

Conclusion générale 156

Perspectives 158

A. Approches globales à deux paramètres 160

A.1. Introduction	160
A.2. Approche J-T	160
A.2.1. Définition	160
A.2.2. Méthodes de détermination de T	161
A.2.2.1. Méthode de substitution des contraintes	161
A.2.2.2. Méthode variationnelle de Leever et Radon	162
A.2.2.3. Méthode de l'intégrale J d'Eshelby	162
A.2.2.4. Méthode des fonctions de poids	162
A.2.2.5. Méthode d'interaction intégrale	163
A.2.2.6. Méthode des éléments ressorts	163
A.3. Approche J-Q	163
A.3.1. Définition	163
A.3.2. Méthode de détermination de Q	165
A.3.2.1. Méthode de substitution des contraintes	165
A.3.2.2. Utilisation du paramètre T	166
A.3.2.3. Application des approches J-T et J-Q	166
A.4. Conclusion	167
A.5. Références	167

B. Modèles de la déchirure ductile en approche locale de la mécanique de la rupture.....171

B.1. Critères d'amorçage	171
B.1.1. Critères utilisant la mécanique des milieux continus.....	171
B.1.1.1. Condition énergétique	171
B.1.1.1.1. Critère de Gurland et Plateau (1963)	171
B.1.1.1.2. Critère de Tanaka et al. (1970 et 1971)	171
B.1.1.2. Condition de contrainte critique	172
B.1.1.2.1. Critère de Tanaka et al. (1970 et 1971)	172
B.1.1.2.2. Critère d'Argon et al. (1975 et 1976)	172
B.1.1.2.3. Critère de Beremin (1981)	172
B.1.1.2.4. Critère de Gilormini et Montheillet (1984 et 1985)	173
B.1.2. Critères utilisant la métallurgie physique.....	173
B.1.2.1. Condition énergétique	173
B.1.2.1.1. Critère de Goods et Brown (1979)	173
B.1.2.2. Condition de contrainte critique	173
B.1.2.2.1. Critère d'Ashby (1966)	173
B.1.2.2.2. Critère d'Argon et al. (1975)	174
B.1.2.2.3. Critère de Goods et Brown (1979)	174
B.2. Modélisation de la déchirure ductile	175
B.2.1. Modèles découplés.....	175
B.2.1.1. Approches du type $\int_0^{\bar{\epsilon}_r} f(\sigma, \bar{\epsilon}) d\bar{\epsilon} = \alpha_c$	175
B.2.1.1.1. Critère de Latham et Cockroft (1968)	175
B.2.1.1.2. Critère d'Oyane (1972)	175
B.2.1.1.3. Critère de Sekiguchi, Osakada, Hayashi (1973)	177
B.2.1.1.4. Critère de Hancock et Mackenzie (1976)	177
B.2.1.1.5. Critère de Norris (1978)	177
B.2.2. Modèles basés sur la croissance de cavités.....	178

B.2.2.1. Modèle de Mc Clintock (1968)	178
B.2.2.2. Modèle de Thomason (1968)	179
B.2.2.3. Modèle de Ledermann.....	180
B.2.2.4. Modèle de Budiansky.....	181
B.2.2.5. Modèle basé sur le travail d'endommagement (1996)	183
B.2.3. Modèles basés sur une approche thermodynamique.....	184
B.2.3.1. Modèle de Lemaître (1985).....	184
B.2.3.2. Modèle de Tai et Yang (1986)	187
B.2.3.3. Modèle de Chandrakanth et Pandey (1995)	188
B.2.3.4. Modèle de Dhar (1996).....	189
B.2.3.5. Modèle de Whang (1996).....	190
B.2.3.6. Modèle de Bonora (1997).....	192
B.2.4. Modèles couplés.....	194
B.2.4.1. Modèle de Mear et Hutchinson (1985).....	194
B.2.4.2. Modèle de Leblond-Perrin (1990)	194
B.2.4.3. Autres modifications apportées au modèle de Gurson.....	195
B.2.4.4. Modélisation par éléments micro-unitaires.....	196
B.3. Conclusion	197
B.4. Références.....	198

C. Description du calcul de R/R_0 et de la technique de relâchement des

noeuds.....	200
C.1. Calcul de R/R_0	200
C.2. Validation du calcul de R/R_0	201
C.3. Technique de relâchement des noeuds.....	203
C.3.1. Cas général : pas de symétrie.....	203
C.3.2. Cas particulier des structures symétrique.....	204
C.4. Références.....	204

D. Maillages.....206

E. Tableaux récapitulatifs des paramètres liés aux modèles de Rice-Tracey, Rousselier et Gurson-Tvergaard-Needleman.....213

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

L'étude que nous présentons ici est réalisée dans le cadre de la préparation d'une thèse en mécanique. Les travaux ont été effectués au Laboratoire d'Etudes des Structures à l'école des Hautes Etudes Industrielles sous la responsabilité de A. IMAD, enseignant-chercheur, en collaboration avec le Laboratoire de Mécanique de Lille, sous la responsabilité de G. MESMACQUE, Professeur à l'IUT « A », Université de Lille 1.

Notre travail porte sur l'étude de la déchirure ductile des matériaux en utilisant les concepts de l'approche locale en mécanique de la rupture. Deux aspects ont été abordés : une étude expérimentale et une modélisation numérique.

La partie expérimentale a permis de déterminer les caractéristiques mécaniques usuelles de trois types de matériaux : un acier au CMn étudié dans la configuration d'un joint soudé, un alliage d'aluminium 2024-T351 et un acier au NiCr 12NC6. Ces matériaux ont été choisis pour leurs teneurs inclusionnaires très différentes. En effet, la fraction volumique d'inclusions est un facteur influençant la ténacité. Des essais de déchirure ductile ont ainsi été réalisés sur des éprouvettes fissurées afin d'évaluer la ténacité à l'amorçage et la résistance à la propagation de la fissure pour chacun des matériaux. En complément, des essais de traction monotone ont été effectués sur des éprouvettes axisymétriques entaillées (AE) pour trois rayons différents d'entaille, permettant ainsi de faire varier le taux de triaxialité des contraintes au cœur des éprouvettes. Enfin, l'observation des faciès de rupture réalisée au microscope électronique à balayage a permis de caractériser la rupture et d'identifier la nature des inclusions.

La simulation numérique a été réalisée au moyen de trois modèles basés sur l'approche locale de la rupture : le modèle de croissance des cavités de Rice-Tracey (R&T) et les modèles de Rousselier et de Gurson modifié (GTN) basés sur l'endommagement continu. La modélisation numérique a été accomplie à l'aide du code de calcul SYSTUS. Dans le cas du modèle R&T, la valeur critique du taux de croissance des cavités a été déterminée à partir de la valeur de la ténacité $J_{0,2}$, de la charge à l'amorçage P_a ou de la déformation à la rupture des éprouvettes AE. Les trois paramètres du modèle de Rousselier ont été déterminés en ajustant les courbes numériques sur les courbes expérimentales issues des essais de déchirure ou de traction effectués sur des éprouvettes lisses et entaillées. Une démarche similaire a été entreprise pour le modèle GTN.

L'influence de la taille des mailles situées au fond de la fissure a été vérifiée. De même, une étude paramétrique relative à la sensibilité des modèles aux différentes variations des paramètres locaux a été réalisée.

L'analyse par éléments finis a été menée en vue de reproduire les courbes expérimentales de déchirure « $J-\Delta a$ ». L'avancée de la fissure a été simulée en utilisant la technique de relâchement des noeuds dans le cas du modèle R&T et par effondrement continu et automatique des éléments dans le cas des modèles de Rousselier et GTN.

Cette étude se compose de trois parties principales :

- (1) Le chapitre I constitue une large étude bibliographique relative à la modélisation de la déchirure utilisant l'approche locale de la mécanique de la rupture. Les principaux modèles rencontrés dans la littérature sont exposés. Une revue plus complète des modèles a été traitée dans les annexes.
- (2) Le chapitre II est consacré à l'étude expérimentale dans laquelle sont exposées les conditions générales d'essais de traction et de déchirure. Nous présentons et commentons les différents résultats en nous appuyant sur des observations fractographiques.
- (3) Le chapitre III porte sur la modélisation numérique des essais de traction et de déchirure. Après avoir décrit la méthode d'identification des paramètres des trois modèles, nous vérifions la validité des résultats numériques obtenus en les confrontant aux données expérimentales de référence.

La dernière partie constitue notre conclusion générale qui sera suivie par l'exposé des perspectives qui s'ouvrent à l'issue de ce travail.

CHAPITRE I

ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

I. Etude bibliographique

I.1. Introduction

L'intégrité mécanique des structures peut être vérifiée par diverses méthodes faisant appel au concept de la mécanique de la rupture. Nous distinguons : (1) la rupture fragile pour laquelle la mécanique linéaire élastique de la rupture suffit et (2) la rupture ductile qui utilise la mécanique élastoplastique. Dans ce deuxième cas, on distingue deux types d'approches qui seront présentées dans ce chapitre : l'approche globale et l'approche locale.

L'approche globale s'appuie sur le calcul de paramètres tels que l'intégrale J de Rice ou l'ouverture en fond de fissure CTOD (Crack Tip Opening Displacement) pour le cas élastoplastique. Cependant, l'utilisation de critères de rupture globaux à un seul paramètre ne permet pas de rendre compte de l'influence complexe de la géométrie et du système de chargement. Pour y remédier, une approche globale dite « approche à deux paramètres » a été proposée par de nombreux auteurs. Elle consiste à déterminer l'évolution de la ténacité en fonction d'un second paramètre représentant le degré de confinement de la structure. Le lecteur pourra se référer à l'annexe A pour une description des approches J-T et J-Q, qui sont les plus employées actuellement.

Des approches de la mécanique de la rupture dites « locales » se sont développées il y a une vingtaine d'années. Ces approches reposent sur l'interprétation mécanique des mécanismes physiques se produisant à la pointe de la fissure, de l'endommagement jusqu'à la rupture du matériau, et le calcul des contraintes et des déformations locales par éléments finis.

Les modèles de la déchirure ductile recensés dans la littérature peuvent se regrouper en deux grandes familles. La première famille, qui regroupe les modèles découplés, suppose que l'endommagement du matériau n'affecte pas le comportement global du matériau. La rupture de la structure se produit lorsque l'endommagement atteint une valeur critique qui est supposée un paramètre intrinsèque au matériau. La seconde famille rassemble les modèles couplés définissant des potentiels élastoplastiques endommageables. Le comportement du matériau et l'endommagement sont alors liés. La rupture est décrite implicitement par l'adoucissement de la réponse globale de la structure. Seuls les modèles utilisés pour l'ensemble de cette étude seront décrits dans ce premier chapitre, à savoir le modèle découplé de Rice-Tracey et les modèles couplés de Rousselier et de Gurson-Tvergaard-Needleman. Un inventaire des modèles basés sur l'approche locale de la rupture ductile est dressé dans l'annexe B.

La description de ces trois modèles est complétée par une présentation de quelques applications : des calculs tridimensionnels permettant de rendre compte de certains effets 3D de la rupture ductile ainsi que des calculs dans le cas des structures industrielles. Ce type d'application n'est cependant pas courant en raison de la lourdeur des calculs.

Avec le développement des outils informatiques, l'utilisation des modèles de l'approche locale comme méthode de prédiction de la rupture est de plus en plus répandue. Or, il n'existe actuellement aucune procédure normalisée quant à l'utilisation de ces modèles et en particulier à la détermination des paramètres locaux. En 1993, un programme d'essais et de calculs a été organisé sur ce sujet par la commission ESIS (European Society on Structural Integrity). Vingt laboratoires européens y ont participé et un rapport de synthèse a été diffusé par l'IRSID. Suite à ce premier travail, l'AEA Technology a intégré en 1995 dans la procédure R6 une nouvelle annexe relative à l'utilisation des méthodes de l'approche locale. En 1996, un groupe de travail français impliquant quatre laboratoires a mis en place une méthodologie simplifiée pour utiliser des critères locaux de rupture. Il nous a semblé intéressant d'évoquer les grandes lignes de ces différents travaux.

I.2. Approche globale

I.2.1. Intégrale J de Rice

I.2.1.1. Définition

En utilisant les résultats des travaux d'Eshelby [1], Cherepanov [2] et Rice [3] ont défini une intégrale de contour appelée intégrale J, caractérisant le taux de restitution d'énergie d'une structure contenant une fissure, lors de l'avancée de celle-ci. Dans le cas particulier d'un problème plan, illustré par la Figure I-1, l'intégrale J est définie pour un contour Γ orienté, par la relation suivante :

$$J = \int_{\Gamma} \left[W \cdot dx_2 - T_i \frac{du_i}{dx_i} \cdot ds \right] \quad (\text{Equation I-1})$$

- Γ est un contour passant dans la matière et entourant le fond de fissure en partant de la lèvres inférieure et finissant sur la lèvres supérieure.
- x_1 et x_2 sont les coordonnées du point M du contour par rapport au fond de fissure.
- ds est l'élément curviligne en M du contour.
- W est la densité d'énergie de déformation définie par : $W = \int_0^{\varepsilon} \sigma_{ij} \cdot d\varepsilon_{ij}$
- \vec{T} est le vecteur force agissant sur ds en M.
- \vec{n} est le vecteur unitaire normal au contour Γ dirigé vers l'extérieur en M.
- \vec{u} est le vecteur déplacement du point d'application de \vec{T} en M.

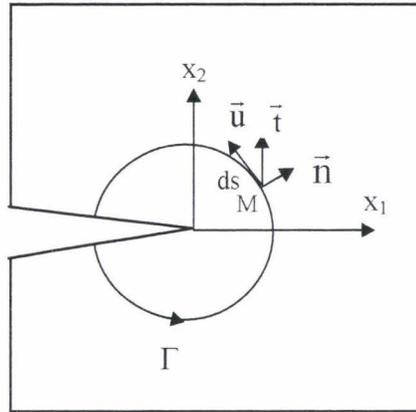


Figure I-1. Définition de l'intégrale de contour J.

Rice a montré en outre que cette intégrale dans le cas d'un matériau à comportement élastique (linéaire ou non) était indépendante du contour d'intégration. Dans le cas d'un comportement élastoplastique, cette propriété reste vérifiée dans le cas d'un chargement radial. Par contre, tout déchargement (ou toute brusque variation dans la direction de chargement) lui fait perdre cette propriété, indiquant de ce fait, pour ce type de comportement, que la description de la propagation de la fissure par l'intégrale J ne peut être envisagée [4]. En effet, l'élasticité non linéaire suppose que le déchargement se fasse suivant la même courbe qu'à la montée, ce qui n'est pas le cas d'un matériau élastoplastique réel.

Par ailleurs, dans le cas d'un comportement élastique linéaire, l'intégrale J représente le taux de restitution d'énergie G :

$$J = G = - \frac{dP}{da} = \frac{K_I^2}{\bar{E}} \quad (\text{Equation I-2})$$

où $\bar{E} = E$ en contraintes planes

$$\bar{E} = \frac{E}{(1-\nu^2)} \text{ en déformations planes}$$

avec E le module d'Young, ν le coefficient de Poisson, K_I le facteur d'intensité de contrainte, P l'énergie potentielle et da la variation d'aire de la fissure.

L'intégrale permet de définir les champs des contraintes et déformations suivant les formulations de Hutchinson [5, 6], Rice et Rosengen [7] en coordonnées polaires en fond de fissure. Ces auteurs ont montré, pour les matériaux obéissant à une loi d'écoulement de la

forme $\frac{\sigma}{\sigma_y} = \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_y} \right)^n$, qu'il existe au voisinage de la fissure, un champ de contraintes et de déformations ayant l'expression suivante :

$$\frac{\sigma_{ij}}{\sigma_y} = \left(\frac{J}{\varepsilon_y \cdot \sigma_y \cdot I_n \cdot r} \right)^{\frac{n}{n+1}} f_{ij}(\theta) \quad \frac{\varepsilon_{ij}}{\varepsilon_y} = \left(\frac{J}{\varepsilon_y \cdot \sigma_y \cdot I_n \cdot r} \right)^{\frac{n}{n+1}} g_{ij}(\theta) \quad (\text{Equation I-3})$$

où n est le coefficient d'érouissage, σ_y la limite d'élasticité, ε_y la déformation correspondant à σ_y , I_n une contrainte d'intégrale dépendant de n et $f_{ij}(\sigma)$ et $g_{ij}(\sigma)$ des fonctions adimensionnées de θ et n.

L'intensité des contraintes et des déformations, dans la singularité élastoplastique, est donc caractérisée par l'intégrale J, qui joue de ce fait le même rôle que K en mécanique linéaire élastique.

Rice a ensuite établi que l'intégrale J pouvait être reliée au taux d'énergie dissipée (Figure I-2) par la relation suivante [8, 9] :

$$J = -\frac{1}{B} \left(\frac{\partial U}{\partial a} \right) \quad \text{à déplacement constant}$$

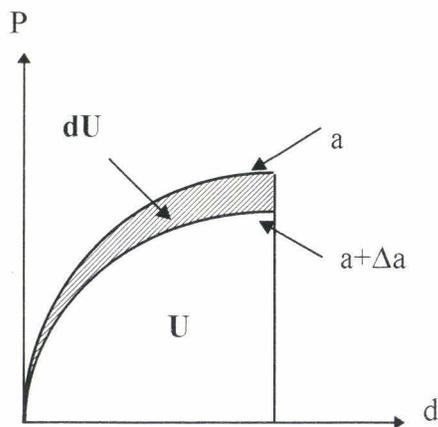


Figure I-2. Variation d'énergie dissipée à déplacement constant.

Cette interprétation énergétique de J est le point de départ de toutes les méthodes expérimentales de détermination du paramètre J.

1.2.1.2. Détermination expérimentale du paramètre énergétique J

Dans le cas d'un matériau ductile, l'avancée d'une fissure sous l'action d'un changement croissant est caractérisée macroscopiquement par les étapes suivantes (Figure I-3) :

- l'émoussement du front de la fissure initialement aigu. Le rayon de courbure en fond de fissure obtenue par pré-fissuration de l'éprouvette est très faible et va rapidement croître au cours du chargement, par déformation plastique, avant propagation ;
- la croissance stable résultant d'une déchirure au fond de la fissure ;
- l'instabilité brutale.

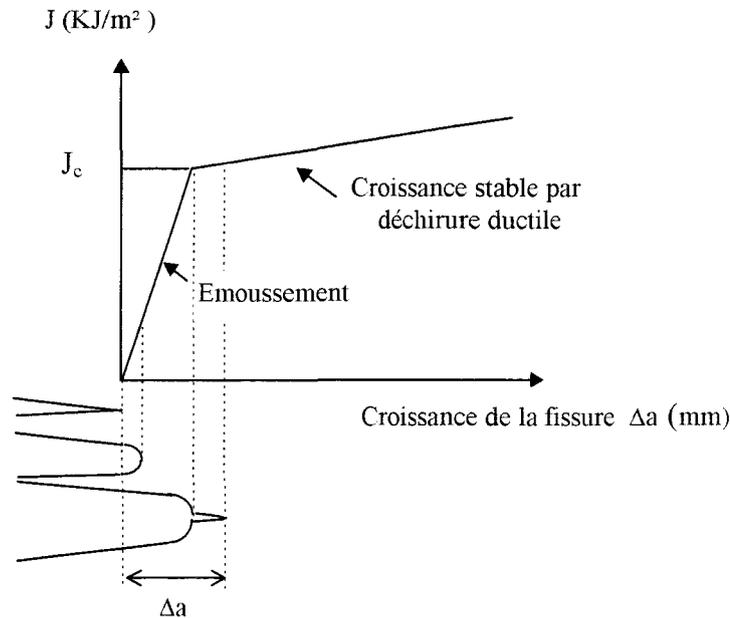


Figure I-3. Schématisation du processus de la déchirure ductile.

Un tel comportement se caractérise globalement par une courbe expérimentale, exprimant la variation du paramètre J en fonction de l'avancée de la fissure Δa .

Expérimentalement, il n'est pas possible de mesurer l'intégrale J , mais plutôt le paramètre énergétique J qui peut s'identifier à l'intégrale sous certaines conditions. Il existe plusieurs techniques pour déterminer ce paramètre J .

1.2.1.2.1. Technique à plusieurs échantillons,

L'interprétation énergétique de l'intégrale a conduit Begley et Landes [10] à proposer la première méthode expérimentale d'évaluation du paramètre J . Elle nécessite l'utilisation de plusieurs éprouvettes identiques contenant des fissures de longueurs différentes.

La détermination de J se déroule alors en trois étapes :

- (i) A partir de l'aire sous la courbe « force-déplacement des points d'application de la charge », on détermine pour chacune des éprouvettes contenant une fissure de longueur a_i , les énergies par unité d'épaisseur (U/B) (Figure I-4a).
- (ii) Ces énergies par unité d'épaisseur sont reportées en fonction de la longueur de la fissure, pour plusieurs valeurs de déplacement d_j . A déplacement constant, on ajuste ensuite l'évolution de U/B en fonction de a grâce à une fonction de lissage (linéaire, exponentielle, polynomiale), comme indiquée sur la Figure I-4b.
- (iii) L'évolution de J en fonction des déplacements est déduite directement par la dérivation de la fonction utilisée par l'approximation (Figure I-4c).

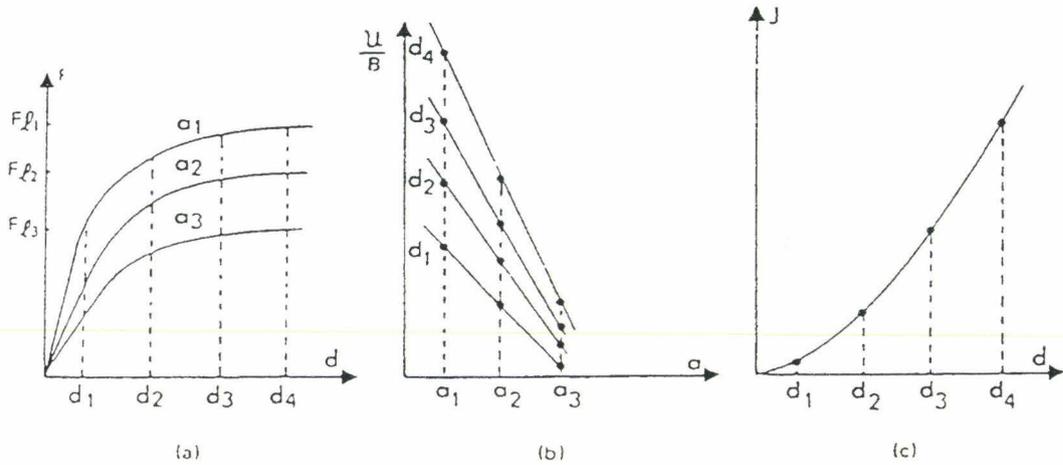


Figure I-4. Détermination de J selon la méthode de Begley et Landes [10].

1.2.1.2.2. Méthodes des fissures profondes

La lourdeur expérimentale liée au nombre d'échantillons important nécessaire pour estimer correctement le paramètre J et par conséquent le coût relatif proportionnel à ce nombre d'essais représentent le principal handicap de cette méthode, bien que celle-ci soit la plus proche de la définition énergétique de J .

De manière intuitive, il semble cependant logique de chercher à exprimer le paramètre J à partir de l'énergie dépensée U (aire sous la courbe charge-déplacement) [11, 12] :

$$J = \eta \frac{U}{B(W - a_0)} \quad (\text{Equation I-4})$$

où η est un facteur de proportionnalité dépendant de a_0/W et du type d'éprouvette, B l'épaisseur de l'éprouvette et $B(W - a_0)$ l'aire du ligament initial.

Dans le cas des matériaux à comportement élastoplastique, on exprime le paramètre J sous la forme additive d'une composante élastique J_{el} et d'une composante plastique J_{pl} [13] :

$$J = J_{el} + J_{pl} \quad (\text{Equation I-5})$$

La composante élastique J_{el} est identique au taux de restitution d'énergie G , ce qui permet de calculer J_{el} directement à partir du facteur d'intensité de contrainte K , selon l'Equation I-2.

Le calcul de la composante plastique J_{pl} peut s'effectuer suivant la méthode proposée par la norme ASTM [14] :

$$J_{pl} = \eta_{pl} \frac{U_{pl}}{B(W - a_0)} \quad (\text{Equation I-6})$$

avec $\eta_{pl} = 2.00 + 0.522 \left(1 - \frac{a_0}{W} \right)$

(W-a₀) la longueur du ligament initial

U_{pl} l'énergie plastique dépensée

Afin que le paramètre J soit une bonne estimation de l'intégrale J, les procédures de tests ASTM [14] et ESIS [15] recommandent, en déformations planes et pour un matériau ductile, les conditions de validités suivantes :

ESIS : $B, b_0 \geq 20 \frac{J}{\sigma_f}$ avec $\sigma_f = \frac{\sigma_y + \sigma_u}{2}$

ASTM : $B, b_0 \geq 25 \frac{J}{\sigma_y}$

où B est l'épaisseur de l'éprouvette, b₀=W-a₀ la longueur initiale du ligament, σ_y la limite d'élasticité et σ_u la contrainte à rupture.

I.2.1.3. Méthodes de mesure de la croissance de la fissure

Elles peuvent être classées en deux catégories :

- méthode directe (méthode du chargement interrompu),
- méthode indirecte (méthode de complaisance).

I.2.1.3.1. Méthode du chargement interrompu

Cette méthode, développée par Landes et Begley, nécessite l'utilisation de plusieurs éprouvettes (au minimum cinq) de géométrie identique possédant la même longueur (et forme) de fissure [16]. Le principe de cette méthode consiste à soumettre ces éprouvettes à des chargements conduisant à des longueurs finales de fissure progressives (Figure I-5).

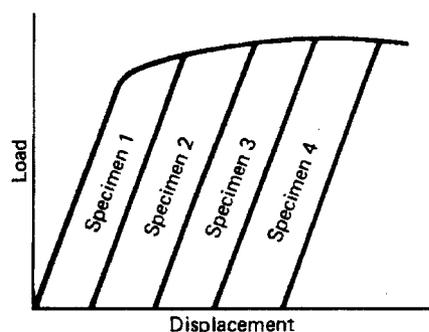


Figure I-5. Principe de la méthode du chargement interrompu [14].

A la fin de chaque essai, les éprouvettes sont oxydées au four pour marquer les différents stades d'accroissement de la fissure puis elles sont rompues par fatigue, de façon à

ne pas perturber le front de fissure. Pour chaque éprouvette, les mesures de la longueur initiale a_0 et finale a_f de la fissure s'effectuent directement sur les faciès de rupture de la manière suivante [17] : les mesures sont réalisées, à partir de la ligne de chargement, sur neuf points répartis dans l'épaisseur de l'éprouvette (Figure I-6). La différence entre l'une des neuf valeurs et la valeur moyenne de a_0 ne doit pas excéder 7%.

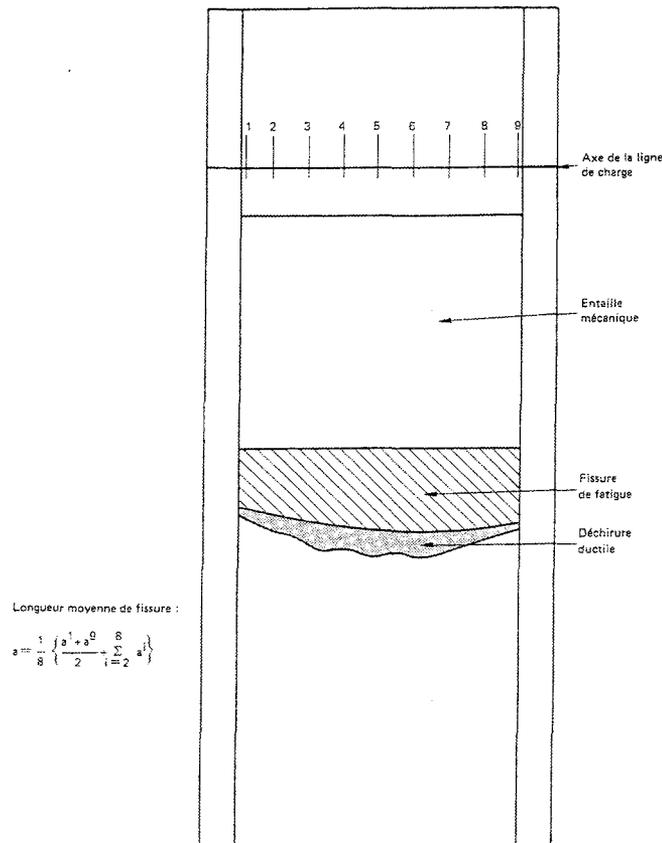


Figure I-6. Mesure de la profondeur de la fissure [17].

1.2.1.3.2. Méthode des décharges partielles (méthode de complaisance)

Cette méthode permet de mesurer l'accroissement de fissure au cours du chargement en utilisant une seule éprouvette [18]. Elle consiste à effectuer, tout au long de l'essai, des décharges partielles de 10 % environ. La mesure des complaisances, à partir des droites correspondant aux déchargements partiels, permet de calculer la longueur de fissure, en utilisant la relation suivante valable dans le cas de l'éprouvette CT :

$$\frac{a}{W} = 1.000196 - 4.06319\mu + 11.242\mu^2 - 106.04\mu^3 + 464.335\mu^4 - 650.677\mu^5$$

$$\text{avec } \mu = \frac{1}{[EBC]^{\frac{1}{2}} + 1} \quad (\text{Equation I-7})$$

où $C = \Delta d / \Delta P$ est la complaisance (rapport de la variation du déplacement sur la variation de la charge correspondante), E le module d'Young et B l'épaisseur de l'éprouvette.

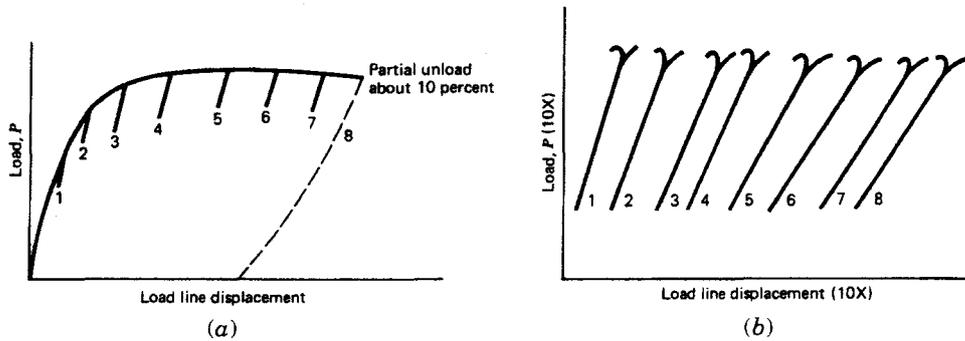


Figure I-7. Principe de la méthode des décharges partielles. (a) Courbe charge - déplacement. (b) Détail des zones de décharge mettant en évidence la variation de la complaisance [14].

L'application de cette technique à l'éprouvette CT fait l'objet d'une recommandation [17] qui explique entre autres, les corrections à appliquer sur la mesure de la complaisance. Cependant, il faut souligner que, dans certains cas, les premières valeurs des complaisances peuvent conduire à des valeurs négatives de Δa [19]. Ce phénomène peut être attribué au frottement et à la flexion des goupilles d'une part et à la plastification au fond de la fissure avant progression d'autre part.

I.2.1.4. Détermination de la ténacité J_{IC} et de la résistance à la propagation de la fissure dJ/da

La détermination des paramètres dJ/da et J_{IC} a fait l'objet de nombreuses recherches afin d'aboutir à une normalisation de la procédure expérimentale de détermination de la résistance à la déchirure ductile. Nous pouvons ainsi citer entre autres : la norme américaine ASTM (American Society for Testing and Materials) [14], la norme européenne ESIS (European Structural Integrity Society) [20], les recommandations du Groupe Fragilité Rupture (1986) [17], la norme anglaise BS (British Standard) [21].

La méthode proposée par la norme ASTM E 813-89 [14] limite le domaine de validité des points de mesure par deux valeurs maximales de J et de Δa notées respectivement J_{max} et Δa_{max} . Ces dernières sont définies par les relations suivantes :

$$J_{max} = (W - a_0) \sigma_y / 15 \quad (\text{Equation I-8})$$

$$\Delta a_{max} = 0.06 (W - a_0) + 0.2 \quad (\text{Equation I-9})$$

La régression linéaire se fait ensuite sur les points expérimentaux situés entre deux droites parallèles à la droite d'émoussement d'équation $J=2\sigma_y \Delta a$ [22]. La première droite est décalée de 0.15 mm, la deuxième de 1.5 mm (Figure I-8). La pente (dJ/da) de la droite, obtenue par cette procédure, représente la résistance à la propagation de la fissure. La ténacité J_{IC} correspond à l'intersection de la droite dJ/da avec la droite d'émoussement. D'autre part, on utilise souvent la valeur conventionnelle $J_{0.2}$ à $\Delta a=0.2$ mm. Cette valeur a été proposée par la recommandation du groupe Fragilité-Rupture [17] comme une valeur approchée de J au début de la déchirure ductile sur toute l'épaisseur de l'éprouvette, compte tenu des difficultés de mesure du point d'amorçage.

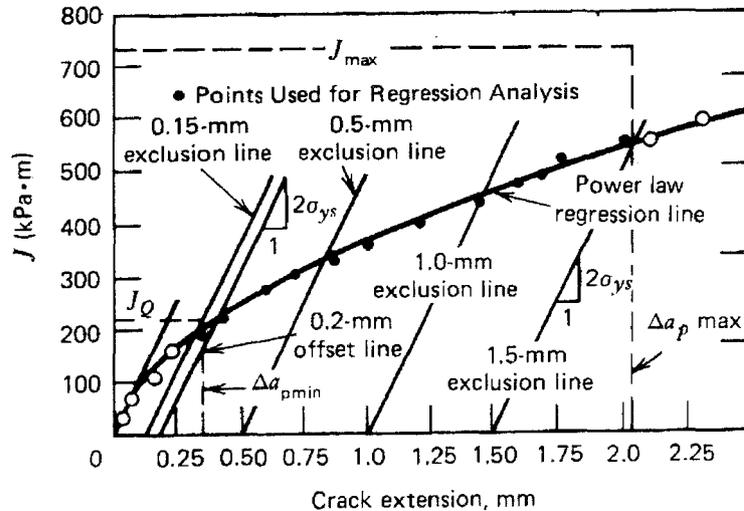


Figure I-8. Construction de la courbe $J-\Delta a$ selon la norme ASTM [14]

L'équation de la droite d'érousement proposée par l'ASTM donne des pentes plus faibles que les déterminations expérimentales, conduisant à des valeurs de J_{IC} plutôt surestimées [23]. C'est pourquoi Lautridou [24] a proposé une autre équation de la droite d'érousement :

$$J = 4 \sigma_y \Delta a \quad (\text{Equation I-10})$$

Les éprouvettes doivent être entaillées de part et d'autre de la zone de propagation de fissure, d'une valeur de 20% de l'épaisseur (10% de part et d'autre), de manière à avoir un fond de fissure le plus rectiligne possible. La Figure I-9 présente un schéma du front de fissure sur une éprouvette avec et sans entailles latérales. Ceci est dû au fait que l'état de changement passe d'un état de déformations planes au centre de l'éprouvette à un état de contraintes planes sur les bords. Les entailles latérales permettent d'augmenter la taille de la zone en déformations planes et d'obtenir un front de fissure plus rectiligne.

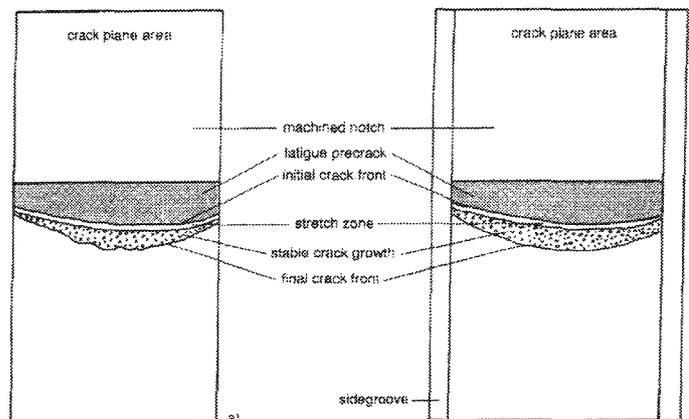


Figure I-9. Effet des entailles latérales sur le front de fissure. Eprouvette (a) sans entailles latérales et (b) avec entailles latérales.

I.2.1.5. Paramètres influençant la ténacité

I.2.1.5.1. Le type de régression

L'utilisation de la régression linéaire pour lisser les courbes J- Δa conduit parfois à des résultats très différents pour J_{IC} [23]. Pour surmonter ce problème, F. J. Loss a proposé l'utilisation d'un lissage des points au moyen d'une fonction puissance de la forme $J=C\Delta a^n$ [25]. Par ailleurs, Schwalbe *et al.* ont publié les résultats d'une vaste étude expérimentale regroupant plus de vingt laboratoires européens pour valider la méthode dite EGF P1-87D pour la détermination de la résistance à la déchirure ductile [26]. Cinq types de régression ont été testés :

$$J=A+C\Delta a \quad (\text{Equation I-11})$$

$$J=A+C_1\Delta a+C_2\Delta a^2+C_3\Delta a^3 \quad (\text{Equation I-12})$$

$$J=C\sqrt{\Delta a} \quad (\text{Equation I-13})$$

$$J=C(\Delta a)^D \quad (\text{Equation I-14})$$

$$J=A(\Delta a+C)^D \quad (\text{Equation I-15})$$

Leurs résultats montrent que la régression par une fonction puissance (Equation I-14) est celle qui induit le moins d'erreurs sur la détermination de J_{IC} .

Dans le cas d'une régression par une fonction puissance, Pickles *et al.* [27] ont proposé une expression de la forme $J=J_{1,0}\Delta a^n$. Le paramètre $J_{1,0}$ est la valeur de J correspondant à une avancée de la fissure égale à 1mm. Il caractérise le stade de croissance stable de la fissure, en complément des paramètres J_{IC} et $J_{0,2}$, qui définissent le stade d'amorçage. Cette valeur $J_{1,0}$ permet en outre de classer, de manière quantitative, différents matériaux en termes de résistance à la déchirure à l'intérieur du domaine de validité recommandé par la norme ASTM. Ce domaine est défini par deux droites d'émoussement à 0.15mm et 1.5mm d'avancée de fissure.

I.2.1.5.2. L'incertitude sur la mesure de la longueur initiale de la fissure

Dans une étude expérimentale, B. Voss et J.G. Blauel [28] ont tenté de montrer l'influence de l'incertitude concernant la mesure de la longueur initiale de la fissure a_0 sur la détermination de la valeur J_{IC} . En effet, une erreur de mesure évaluée à $\pm 0.05\text{mm}$ ($a/W = 0.6$) induit une erreur de 10 % environ sur la valeur de J_{IC} (voir Tableau I-1).

	J_{IC} (ASTM) (kJ/m ²)	J_{IC} (Loss) (kJ/m ²)
$a_0 - 0.05$	216	200
a_0	225	227
$a_0 + 0.05$	249	249

Tableau I-1. Valeurs de J_{IC} pour chaque estimation de a_0 .

1.2.1.5.3. Le nombre et la position des points dans l'intervalle de validité proposé par l'ASTM

La Figure I-10 illustre des résultats expérimentaux en termes de courbes $J-\Delta a$ [28]. Le domaine de validité contient 38 points de mesure. Il s'agit ici d'évaluer l'influence du nombre de points choisis et de la nature de la régression. En effet, on constate que, dans le cas d'une régression par une fonction puissance, la valeur de J_{IC} varie entre 124 et 128 kJ/m^2 , selon trois intervalles différents de points (points 15 à 24 puis 22 à 38 et 15 à 38). Par contre, pour les mêmes intervalles, une régression linéaire conduit à une erreur très grande sur J_{IC} (J_{IC} passe de 95 à 140 kJ/m^2) (Tableau I-2). Cette dernière régression est donc très sensible aux variations du nombre des points utilisés et de leurs positions.

N° de point	J_{IC} (ASTM) (kJ/m^2)	J_{IC} (Loss) (kJ/m^2)
15 - 38	117	125
15 - 24	95	128
22 - 38	140	124

Tableau I-2. Valeurs de J_{IC} obtenues par régression sur chaque groupe de points [28].

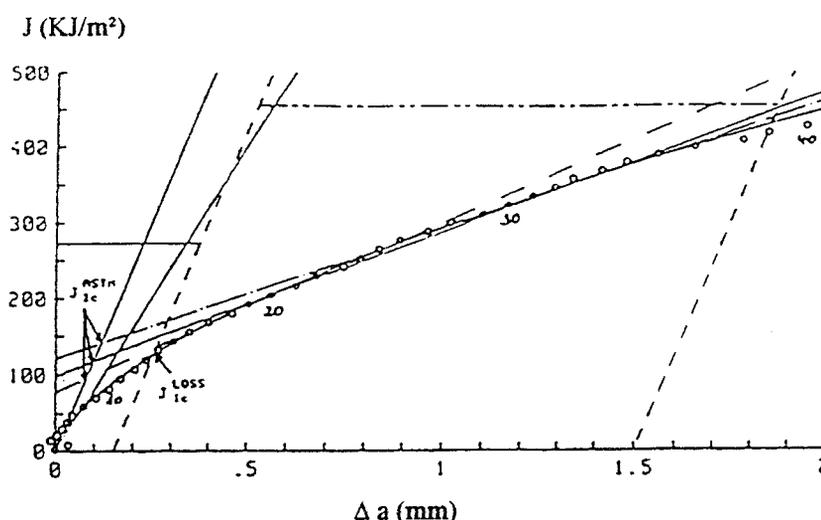


Figure I-10. Influence du nombre de points et de leur position sur la courbe $J-\Delta a$ [28].

1.2.1.5.4. Effets de la géométrie

Ils peuvent se décomposer selon trois critères distincts :

- (i) l'effet de la géométrie de l'éprouvette ;
- (ii) l'effet de l'épaisseur et de la taille des éprouvettes ;
- (iii) l'influence des rainures latérales.

(i) Effet de la géométrie de l'éprouvette

Il est maintenant admis que les valeurs de la ténacité à l'amorçage J_{IC} et de la résistance à la propagation ductile dJ/da évoluent suivant la géométrie de l'éprouvette. La ténacité J_{IC}

perd alors son caractère intrinsèque. Il est à présent clairement établi que l'évolution de la ténacité J_{IC} ou de la pente dJ/da est liée au confinement de la plasticité en pointe de fissure. Pour des éprouvettes présentant une sollicitation en pointe de fissure de type « traction » (par exemple les éprouvettes CCP), le taux de triaxialité est plus faible que pour des éprouvettes de type « flexion » (comme les éprouvettes CT ou SENB avec de grandes fissures). Pour ces dernières, la plasticité reste confinée. En général, les valeurs de la ténacité suivant les différents types d'éprouvettes peuvent être classées ainsi (Figure I-11) [29] :

$$J_{CCP} \geq J_{DENT} \geq J_{SENT} \geq J_{SENB} \geq J_{CT}$$

Les valeurs les plus faibles de la ténacité sont obtenues avec des éprouvettes de type CT contenant une grande fissure ($a/W > 0.5$).

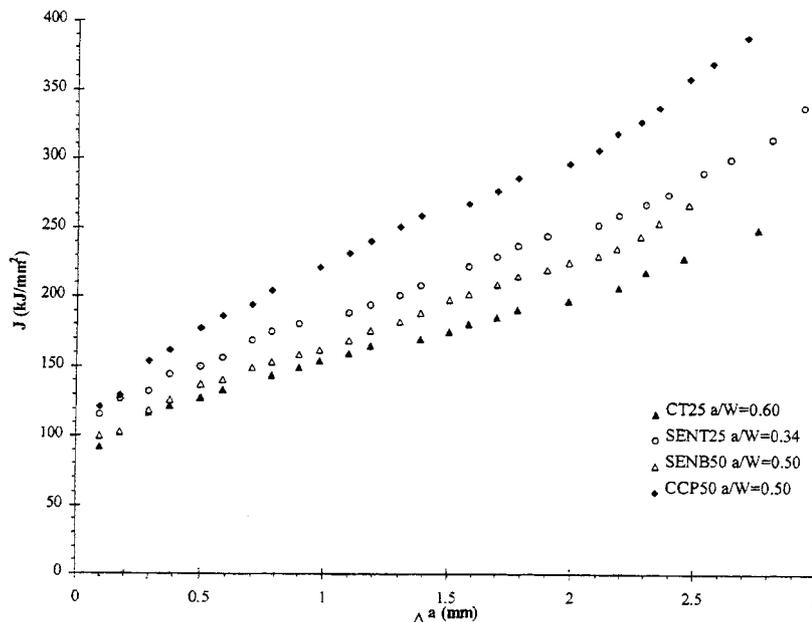


Figure I-11. Valeurs de ténacité pour différentes éprouvettes. Prévisions obtenues avec le modèle de Rousselier [29].

(ii) Effet de l'épaisseur et de la taille des éprouvettes

Sur ce point, l'étude bibliographique réalisée par Bauvineau [29] est complète et met en évidence des tendances sur les effets de géométrie plus ou moins controversés :

- Pour une largeur d'éprouvette W constante,
 - l'épaisseur B n'a pas d'influence sur la ténacité à l'amorçage J_{IC} .
 - lorsque l'épaisseur de l'éprouvette augmente, la pente dJ/da diminue. Ce résultat n'est pas toujours vérifié et certains travaux ne montrent pas d'influence de l'épaisseur sur la pente dJ/da .
- Pour une épaisseur fixe,
 - la ténacité à l'amorçage J_{IC} est indépendante des dimensions de l'éprouvette (W). En revanche, la pente dJ/da peut être influencée. Mais les résultats de la littérature sur ce point sont contradictoires.

(iii) Influence des rainures latérales

Concernant l'influence des rainures latérales, trois tendances peuvent se dégager [29] :

- les rainures n'influent pas sur les valeurs de J_{IC} et dJ/da ,
- les rainures font uniquement diminuer la valeur de la pente dJ/da ,
- les rainures font chuter les valeurs de J_{IC} et dJ/da .

Dans cette partie, nous avons mis en évidence les limites relatives à la détermination du critère énergétique J_{IC} . Plusieurs paramètres intrinsèques et extrinsèques ont une influence sur la valeur de ce critère, ce qui limite la validité de l'approche globale.

De ce point de vue, l'approche locale de la rupture peut constituer une alternative et donner les éléments de réponses supplémentaires.

I.3. Approche locale

I.3.1. Introduction

L'approche locale de la mécanique de la rupture se propose de décrire la rupture du matériau à l'aide de modèles micromécaniques. Ces modèles tendent à représenter l'évolution de l'endommagement au sein du matériau.

Après une description du processus de rupture ductile, nous présenterons les trois modèles vers lesquels s'est tournée notre étude : le modèle découplé de Rice-Tracey et les modèles couplés de Rousselier et de Gurson-Tvergaard-Needleman. Un inventaire complet des modèles proposés dans la littérature relatifs à l'approche locale de la rupture ductile se trouve en annexe B.

I.3.2. Mécanismes microscopiques de la déchirure ductile

La déchirure ductile est un processus physique se déroulant en trois phases : la germination (ou nucléation), la croissance puis la coalescence des cavités (Figure I-12).

I.3.2.1. La germination de cavités

Cette phase constitue la première phase du processus d'endommagement. Elle exprime le passage d'un milieu continu à un milieu discontinu (apparition de trous ou de fissures). L'amorçage est, en pratique, difficile à mettre en évidence. En effet, l'amorçage observé expérimentalement correspond bien souvent au début de la phase de croissance de l'endommagement. Il est vraisemblable que de nombreux matériaux commencent à s'endommager dans le domaine élastique, tandis qu'à l'autre extrémité du processus de déchirure, des sites d'endommagement continuent encore à apparaître au moment où certaines cavités ont déjà atteint le stade de coalescence. Il convient donc d'attacher une grande importance à ce premier stade d'endommagement.

D'une façon générale, l'amorçage de l'endommagement résulte d'une localisation des contraintes et des déformations dans certaines zones du matériau. Cette localisation résulte principalement de la présence d'hétérogénéités structurales au sein du matériau. Par conséquent, l'apparition de cavités se produit au niveau d'inclusions (pour les aciers, il s'agit bien souvent de sulfures de manganèse MnS), mais peut également avoir lieu au niveau de précipités qui sont de très petite taille (de quelques Angströms à quelques fractions de microns) et présents à dessein dans la matrice pour la durcir (carbures pour un acier ferritique ou précipités dans certains alliages à durcissement structural tels que les alliages d'aluminium). Ces derniers sont difficilement observables et ne peuvent donc être bien étudiés que par microscopie électronique à transmission. Il faut enfin prendre en considération l'amorçage dans un matériau initialement homogène ou au moins dépourvu d'inclusions. Mais très peu de travaux existent sur ce sujet. Certains modèles ont été proposés dans le cadre de la théorie des dislocations, car la formation de cavités est toujours observée dans des zones possédant une densité de dislocations élevée [30].

Les inclusions sont de formes très variées. Certaines sont à peu près sphériques ou équiaxes. C'est le cas des sulfures de manganèse du type I, des oxydes (qui, à cause de leur grande dureté, ne se déforment pas au cours de l'histoire thermomécanique du métal) et des nodules de plomb. D'autres inclusions, de forme équiaxe, peuvent présenter une allure anguleuse (cas des MnS du type III). Enfin, de nombreuses inclusions se présentent sous forme de cylindres ou de plaquettes très allongées (par exemple, MnS du type II).

Le site occupé par une inclusion au sein du matériau peut influencer le processus d'amorçage de l'endommagement. On distingue les inclusions entièrement situées à l'intérieur d'un grain, celles qui au contraire sont entourées d'un grand nombre de grains et enfin les inclusions se situant aux joints de grains.

Suivant les caractéristiques mécaniques du système matrice-inclusions, de la forme de l'inclusion, du site qu'elle occupe, de la résistance de l'interface et de la sollicitation imposée, l'amorçage des cavités peut se produire dans l'inclusion, dans la matrice ou à l'interface des deux milieux. La fragmentation des inclusions au cours de la déformation plastique peut être observée le plus souvent pour des inclusions allongées. L'amorçage peut se produire dès le début de la déformation ou le matériau peut subir une déformation plastique importante avant que la moindre fissure n'apparaisse dans l'inclusion. L'amorçage des cavités par décohésion de l'interface matrice-inclusion est tout aussi fréquent que le premier mode. La décohésion se produit généralement dès le début de la déformation, mais elle ne semble pas avoir lieu avant d'atteindre la limite d'élasticité. L'amorçage dans la matrice se produit au niveau d'inclusions ou de précipités de taille beaucoup plus faible que les inclusions considérées jusqu'à présent.

L'élaboration d'un critère d'amorçage de l'endommagement peut être abordée selon la mécanique des milieux continus ou la métallurgie physique. D'autre part, deux types de conditions ont été utilisés pour déterminer l'amorçage de l'endommagement au niveau microscopique : soit une condition énergétique exprimant que, lors de l'apparition d'un microtrou, la relaxation des contraintes doit libérer assez d'énergie pour créer la nouvelle surface libre, soit une condition de contrainte critique spécifiant que la contrainte à la surface ou à l'intérieur de l'inclusion atteint un niveau tel qu'une décohésion ou une rupture se produit. Ces considérations permettent donc de classer les critères d'amorçage de l'endommagement en quatre groupes, décrits dans l'annexe B.

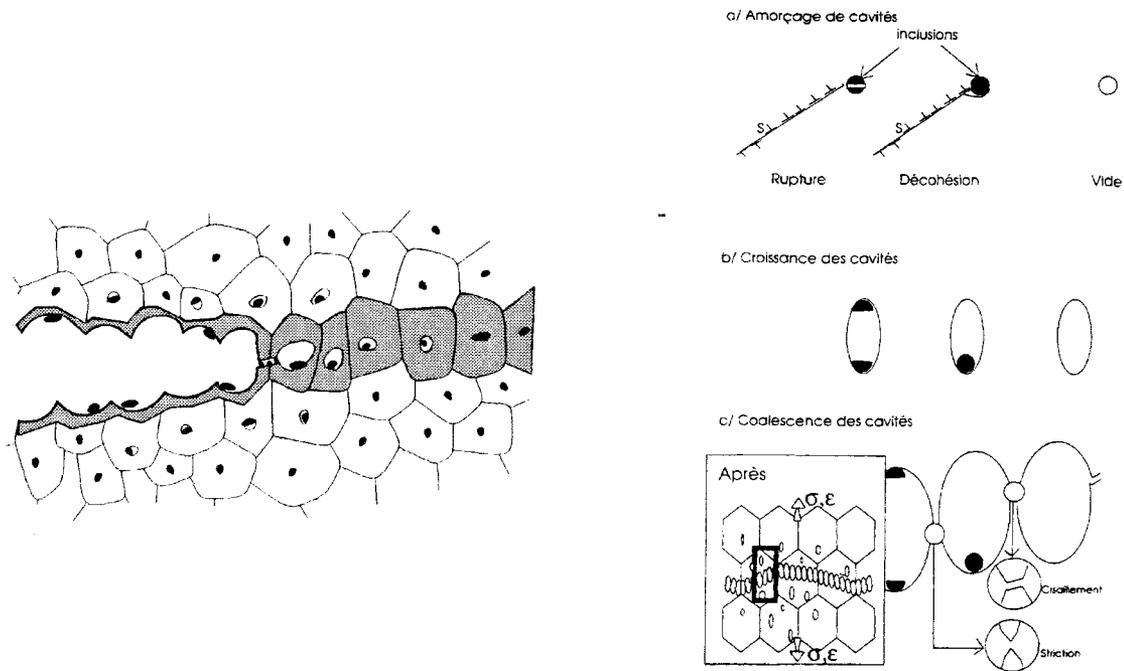


Figure I-12. Les phases de la déchirure ductile [31, 66].

I.3.2.2. La croissance des cavités

La croissance des cavités résulte de la combinaison de deux mécanismes simultanés : l'augmentation de la taille des cavités et l'augmentation du nombre de cavités par germination. Les particules (inclusions ou précipités) autour desquelles prennent naissance les cavités peuvent ou non jouer un rôle dans la croissance des cavités : cela dépend du mécanisme d'endommagement et du type de chargement.

Dans le cas d'une cavité libre, la particule à l'origine de l'endommagement ne joue aucun rôle dans la croissance. Après décohésion autour d'une particule, la cavité tend à augmenter sa dimension radiale dans chaque direction. La particule est alors isolée au sein de la cavité et sa présence peut être négligée. Au contraire, lorsque la cavité tend à se contracter dans une direction, la particule constitue un obstacle et va engendrer des contraintes.

Dans les deux cas précédents, la cavité prend naissance par décohésion autour de la particule. Dans le cas où l'endommagement se produit par fragmentation de l'inclusion, la cavité se trouve limitée par deux parties de particules généralement dures, elles-mêmes placées à l'intérieur d'une matrice ductile. Ce cas devient très complexe à résoudre.

Enfin, dans le cas où les particules sont suffisamment complexes, l'endommagement peut avoir lieu sur un même site par fragmentation et par décohésion partielles (problèmes mixtes).

I.3.2.3. L'instabilité entre les cavités

Le stade ultime de la rupture ductile est la coalescence des cavités. Il s'agit certainement du stade le moins connu, car la coalescence est un phénomène bref et très localisé. Les premiers modèles de rupture ductile ont supposé que les cavités croissent jusqu'à se toucher. Ce critère surestime largement les déformations à rupture. De plus, il a été observé

que les cavités atteignent un rayon critique inférieur à la distance qui les sépare. La coalescence se produit par rupture du ligament joignant les cavités, où la déformation est localement très importante. Ce phénomène peut se réaliser de diverses manières : striction interne des pédoncules séparant les cavités ; décohésion par cisaillement parallèlement à un plan de glissement ; réunion de cavités principales par déchirement ductile du métal et formation de petites cupules secondaires. On peut citer à ce titre les critères de Mc Clintock, Beremin, Brown et Embury, Thomason et Mudry.

D'après Mc Clintock et Beremin, la coalescence a lieu lorsqu'un taux critique de croissance de cavités ou une fraction volumique critique de cavités sont atteints, quels que soient l'éprouvette et le trajet de chargement.

Le critère de Brown et Embury considère que, dans un matériau parfaitement plastique, la rupture du ligament joignant deux cavités se produit par formation de bandes de cisaillement à 45°. Cette formation n'est possible que si la distance L entre les centres de deux cavités de forme elliptique vaut $2\sqrt{(R_x^2 + R_z^2)}$ (Figure I-13). L peut être approximé à $L_0 \exp(\epsilon_x)$.

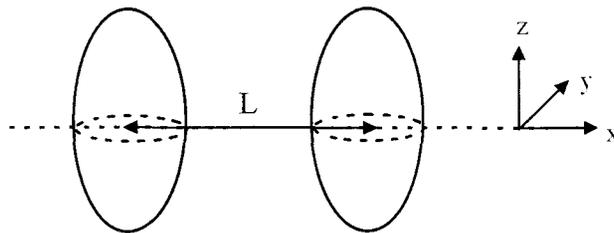


Figure I-13. Critère de Brown et Embury.

Le modèle de Thomason considère que la coalescence se produit lorsqu'au niveau des pédoncules séparant les cavités on atteint une charge limite. En considérant une croissance de cavités ellipsoïdales, la coalescence se produit lorsque la condition suivante est remplie :

$$\left(\frac{0.1}{\left(\frac{R_z}{\frac{L}{2} - R_x} \right)^2} + \frac{1.2}{\sqrt{\frac{R_x}{\frac{L}{2}}}} \right) (1-f_0)^{-1} \left(1 - \left(\frac{3\sqrt{\pi}}{4} f_0 \right)^{2/3} \left(\frac{R_x}{R_{x0}} \right)^2 \exp(\epsilon_z) \right) = \frac{\sigma_{\max \text{ princ}}}{\sigma_M}$$

avec L la taille actuelle d'une cavité parallélépipédique suivant la direction transversale, f_0 la fraction volumique initiale de cavités, ϵ_z la déformation suivant la direction longitudinale, $\sigma_{\max \text{ princ}}$ la valeur de la contrainte principale maximale et σ_M la limite d'élasticité de la matrice.

Le critère de Mudry [47] considère que la coalescence a lieu lorsque $d\sigma_{eq}/d\epsilon_{eq}=0$.

I.3.3. Modélisation basée sur l'approche locale

En rupture ductile, deux approches sont possibles. La première consiste à définir un paramètre dépendant de l'état de chargement et devant être atteint localement pour avoir propagation de fissure : elle concerne les modèles dits découplés. L'endommagement n'interfère pas avec la loi de comportement du matériau. La seconde consiste à intégrer l'effet de l'endommagement du matériau dans la loi de comportement de celui-ci : elle concerne les modèles dits couplés. L'apparition d'une fissure sera alors caractérisée par le fait que l'endommagement atteint une valeur critique et que le champ de contraintes devient nul.

Trois modèles seront présentés : le modèle couplé de Rice-Tracey, basé sur la croissance des cavités et les modèles de Rousselier et de Gurson-Tvergaard-Needleman, basés sur la mécanique des milieux continus endommageables.

I.3.3.1. Modèle de Rice-Tracey

I.3.3.1.1. Formulation

Rice et Tracey [32] ont proposé un modèle de croissance des cavités développé dans le cas d'une cavité isolée, de géométrie sphérique (de rayon R) dans un matériau à comportement rigide parfaitement plastique obéissant au critère de plasticité de Von Mises (Figure I-14).

Le milieu est sollicité par un champ de vitesses de déformations imposé à l'infini $\dot{\epsilon}_{ij}^{\infty}$ engendrant un champ de contraintes à l'infini :

$$\tau_{ij}^{\infty} = \tau_{ij}^{D\infty} + \delta_{ij} \tau^{\infty}$$

Rice et Tracey considèrent un champ de vitesses de déplacements \dot{u}_i vérifiant l'incompressibilité de la matrice et satisfaisant :

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \frac{1}{2}(\dot{u}_{i,j} + \dot{u}_{j,i}) \text{ tend vers } \dot{\epsilon}_{ij}^{\infty} \text{ à l'infini} \quad \dot{\epsilon}_{ii} = 0$$

Le champ de vitesses de déplacement \dot{u} vérifiant les hypothèses précédentes est obtenu lorsque la fonctionnelle $Q(\dot{u})$ suivante est au minimum :

$$Q(\dot{u}) = \int_V \left[\sigma_{ij}^D(\dot{\epsilon}) - \sigma_{ij}^{D\infty} \right] \dot{\epsilon}_{ij} dV - \tau_{ij}^{\infty} \int_{S_V} n_i \dot{u}_j dS$$

avec :

σ^D , la partie déviatrice du champ des contraintes qui règne dans la matrice associée à \dot{u}_i ;

V , le volume de la matrice ;

S_V , la surface de la cavité ;

n_i , les composantes du vecteur unitaire normal à S_V , dirigé vers la matrice.

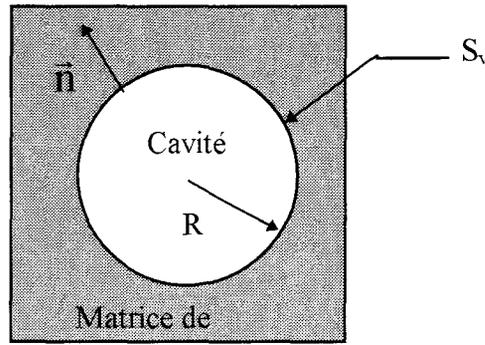


Figure I-14. Cavité sphérique isolée.

Dans le cas d'une cavité sphérique, le champ de vitesses virtuelles \dot{u} peut être décomposé en la somme de trois champs :

- un champ vérifiant les conditions à l'infini, $\dot{\epsilon}_{ij}^{\infty} x_j$;
- un champ sphérique symétrique correspondant uniquement à un changement de volume sans changement de forme $D \dot{u}_i^D$;
- un champ tendant vers zéro à l'infini et qui change la courbure de la cavité mais pas son volume, $F \dot{u}_i^F$

$$\dot{u}_i = \dot{\epsilon}_{ij}^{\infty} x_j + D \dot{u}_i^D + F \dot{u}_i^F$$

où D et F sont des coefficients d'amplification.

L'incompressibilité et les conditions de symétries fixent :

$$\dot{u}_i^D = \dot{\epsilon}_{eq} \left(\frac{R_0}{R} \right)^3 x_i$$

où R_0 est le rayon initial de la cavité et $\dot{\epsilon}_{eq} = \sqrt{\frac{2}{3} \dot{\epsilon}_{ij}^{\infty} \dot{\epsilon}_{ij}^{\infty}}$

Pour de forts taux de triaxialité, Rice et Tracey ont montré que la vitesse de croissance de la cavité ne dépend que très peu du champ des vitesses $F \dot{u}_i^F$, et que le poids du terme de changement de volume est prépondérant devant celui du changement de forme.

Le coefficient D ne dépend que très peu du type de chargement et il peut s'écrire sous la forme suivante :

$$D = C(\nu) \cdot \exp(1.5 \sigma_m / \sigma_y) \quad (\text{Equation I-16})$$

avec σ_m la contrainte normale moyenne, σ_y limite d'élasticité et $c(\nu)$ une fonction dépendant du type de chargement.

$c(\nu)=0.279+0.04\nu$ où ν est un paramètre dépendant du type de sollicitation ;
 $\nu = -1$ compression simple (ou extension biaxiale) ;
 $\nu = +1$ extension simple (ou compression biaxiale) ;
 $\nu = 0$ cisaillement simple.

Pour une sollicitation par un champ simple de traction, le modèle s'écrit sous la forme :

$$\boxed{\frac{\dot{R}}{R} = A \exp\left(B \frac{\sigma_m}{\sigma_y}\right) \dot{\epsilon}_p} \quad (\text{Equation I-17})$$

où $\dot{\epsilon}_p$ est la vitesse de déformation plastique

ou encore

$$\boxed{d \ln\left(\frac{R}{R_0}\right) = A \exp\left(B \frac{\sigma_m}{\sigma_y}\right) d\epsilon_p} \quad (\text{Equation I-18})$$

avec R et R_0 les rayons respectivement actuel et initial, $A=0.283$ et $B=1.5$.

Ce modèle prédit, pour les cavités sphériques dans un milieu rigide parfaitement plastique, une influence exponentielle du taux de triaxialité des contraintes sur la vitesse de croissance.

1.3.3.1.2. Influence de la fraction volumique initiale de cavités

La valeur 1.5 du coefficient B à l'intérieur de l'exponentielle formulée par Rice-Tracey semble en bon accord avec les résultats expérimentaux de divers auteurs et ceci pour des porosités allant de $3 \cdot 10^{-4}$ à $3 \cdot 10^{-2}$ [33].

La valeur du coefficient A devant l'exponentielle dépend fortement de la fraction volumique initiale de vides : plus la fraction volumique est grande, plus la valeur de A est importante (Figure I-15). Selon Licht et Suquet [34], le coefficient A vaudrait environ 0,5. Un tel résultat rejoint les observations faites par Marini [35] (Figure I-16) et Beremin [36] (Figure I-17). De même, lors de travaux récents effectués sur du cuivre, Pardoën [37, 38] trouve une valeur de A égale à 0,48. Enfin, Huang [39] propose, après avoir modifié la formulation de Rice et Tracey, $A=0,427$ pour $\sigma_m/\sigma_{eq} > 1$ et $0.427(\sigma_m/\sigma_{eq})^{0.25}$ pour $\sigma_m/\sigma_{eq} \leq 1$.

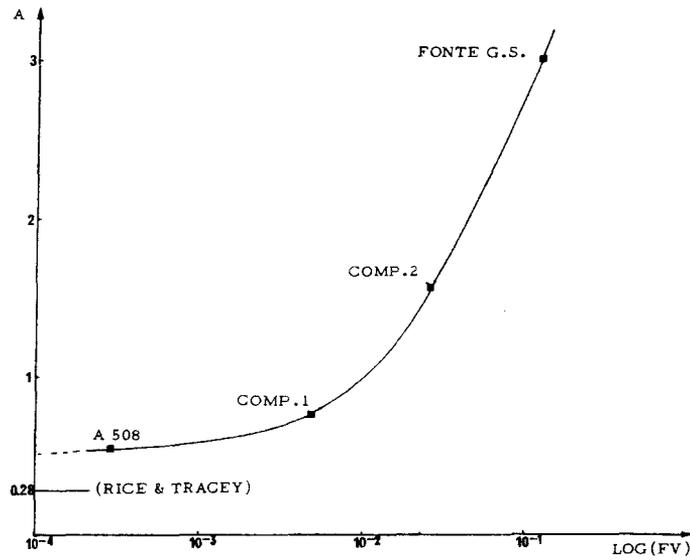


Figure I-15. Dépendance du terme préexponentiel A vis-à-vis de la fraction volumique d'inclusions Fv (COMP.1 et COMP.2 sont des matériaux composites acier-alumine) [40].

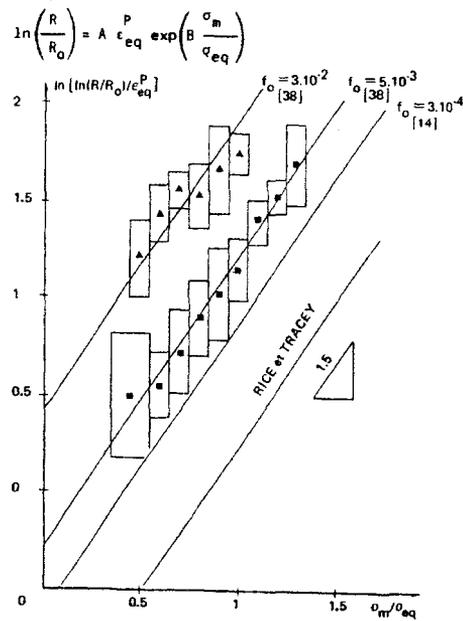


Figure I-16. Dépendance de A vis-à-vis de la fraction volumique initiale de cavités [35].

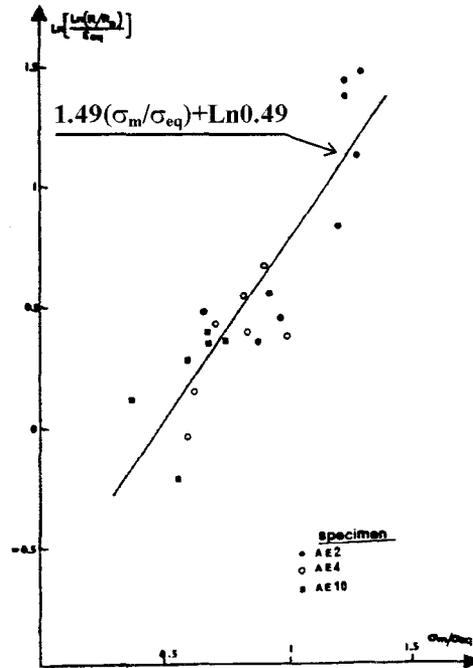


Figure I-17. Vérification expérimentale de la loi de croissance de cavités [36].

I.3.3.1.3. Détermination du taux critique de croissance de cavités $(R/R_0)_c$

Le paramètre de ce modèle est le taux critique de croissance de cavités $(R/R_0)_c$. Il est possible de déterminer ce paramètre de trois manières différentes, en combinant les résultats expérimentaux (qui fournissent le point d'amorçage) et les résultats numériques.

(1) Une première détermination de $(R/R_0)_c$ peut être faite à partir de la simulation numérique d'une éprouvette de traction axisymétrique entaillée [41]. La valeur $(R/R_0)_c$ correspond à la valeur de R/R_0 au moment où la contraction diamétrale $\Delta\phi$ est égale à la contraction diamétrale expérimentale $\Delta\phi_c$ à l'amorçage. Pour une éprouvette axisymétrique, l'amorçage est repéré par une rupture de pente visible sur la courbe de charge $P-\Delta\phi$ (Figure I-18).

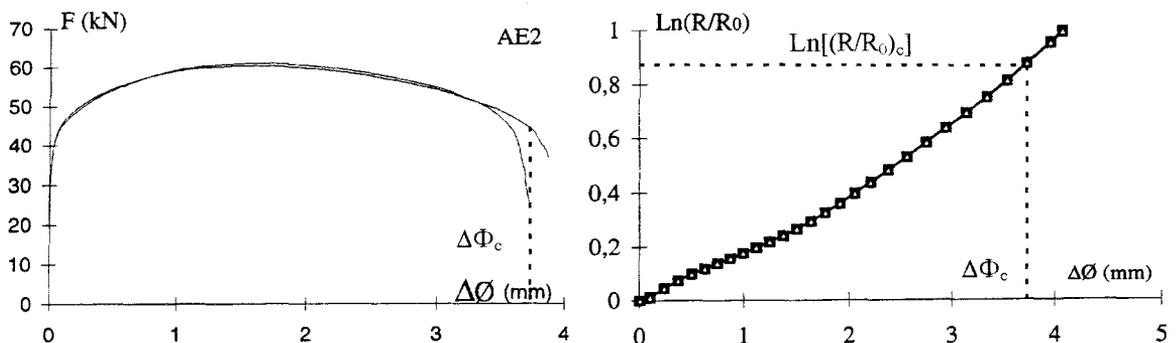


Figure I-18. Détermination de $(R/R_0)_c$ à partir de la contraction diamétrale critique $\Delta\phi_c$. Acier 316Nb [66].

Devaux et Mottet [42] ont proposé de calculer la valeur critique $(R/R_0)_c$ à partir d'une relation utilisant la déformation à la rupture ε_R d'une éprouvette axisymétrique entaillée. Les auteurs proposent trois relations en fonction du rayon d'entaille de l'éprouvette ($r=2, 4$ et 10mm) :

$$\text{AE2 : } \ln(R/R_0)_c = a(\varepsilon_R - 0.11) + 0.125$$

$$a = 2.52 \exp(-4.56n) + 0.5$$

$$\text{AE4 : } \ln(R/R_0)_c = a(\varepsilon_R - 0.10) + 0.125 \quad \text{avec } n : \text{coefficient d'érouissage}$$

$$a = 1.02 \exp(-5.40n) + 0.5 \quad \varepsilon_R = 2 \ln(\varnothing/\varnothing_0)$$

$$\text{AE10 : } \ln(R/R_0)_c = a(\varepsilon_R - 0.135) + 0.125$$

$$a = 1.087 \exp(-6.25n) + 0.5$$

(2) Le paramètre $(R/R_0)_c$ peut également être déterminé à partir de la charge P_a à l'amorçage de la fissure correspondant au point de variation de pente sur la courbe expérimentale charge-longueur de la fissure [33]. L'identification de la valeur critique de R/R_0 se fait ensuite, en déterminant à partir de la courbe numérique R/R_0 -charge au fond initial de la fissure, la valeur de R/R_0 correspondant à la valeur de la charge P_a (Figure I-19).

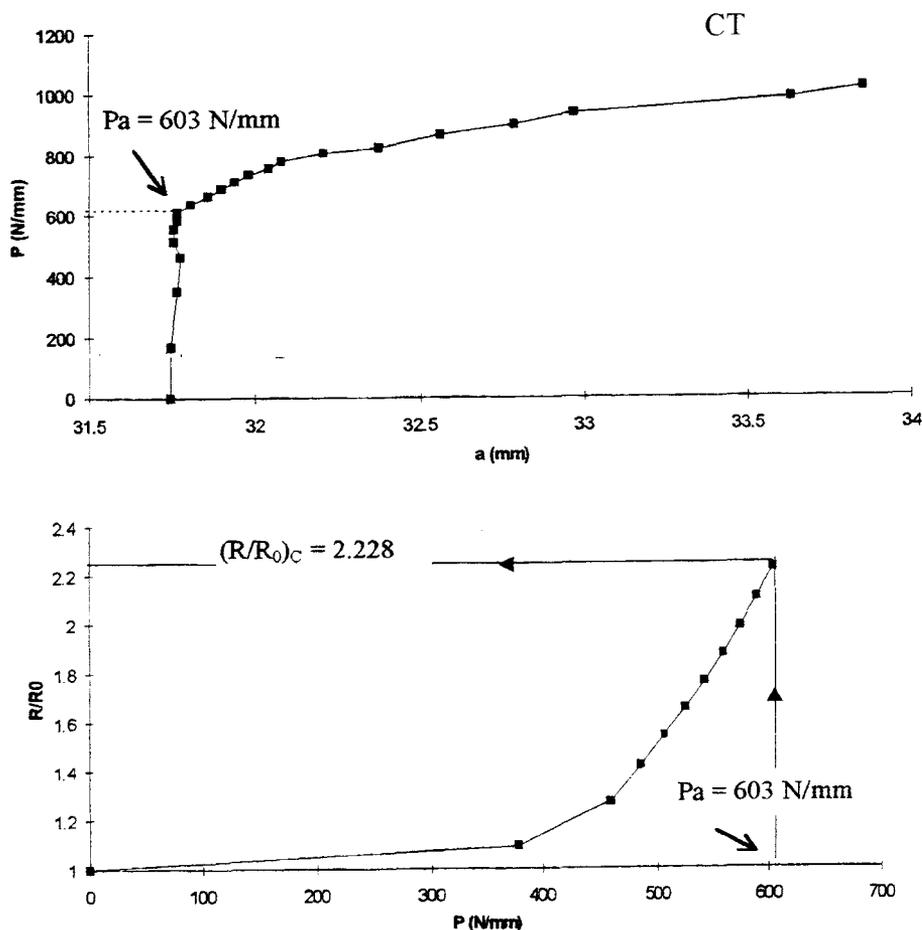


Figure I-19. Détermination de $(R/R_0)_c$ à partir de la charge à l'amorçage. Acier ferrito-perlitique [33].

(3) Enfin, la valeur critique de R/R_0 peut être déterminée numériquement à partir d'une éprouvette fissurée (CT, CCP, SENB, ...), ce qui permet d'obtenir la courbe « J- R/R_0 ». $(R/R_0)_c$ correspond à la valeur de R/R_0 lorsque J atteint sa valeur critique J_{IC} (ou $J_{0.2}$). Ce dernier paramètre est obtenu à partir de la courbe expérimentale « J- Δa » (Figure I-20).

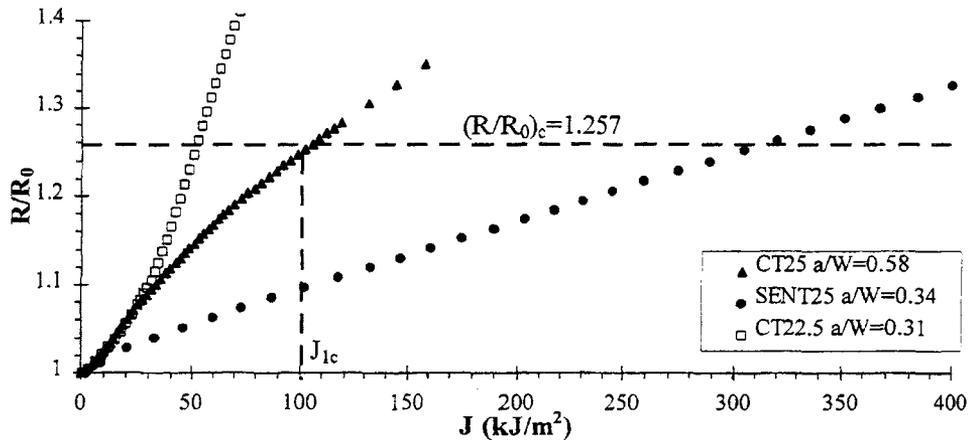


Figure I-20. Détermination de $(R/R_0)_c$ à partir de la ténacité à l'amorçage J_{IC} [29].

Il a été montré que le paramètre J_{IC} pouvait être relié à des facteurs métallurgiques, tels que la distribution des inclusions, en considérant le critère $(R/R_0)_c$. Une relation entre J_{IC} , la limite d'élasticité du matériau σ_y et le taux critique de croissance des cavités $(R/R_0)_c$ a donc été établie :

$$J_{IC} = \alpha \sigma_y \text{Ln} (R/R_0)_c \Delta a_c \quad (\text{Equation I-19})$$

avec α une constante qui dépend du type d'éprouvette ($\alpha = 4.5$ pour les éprouvettes CT) et du coefficient d'écroutissage et Δa_c la taille de la maille carrée située en pointe de fissure, qui est en relation avec la distribution des inclusions.

I.3.3.1.4. Calcul du taux de croissance de cavités R/R_0

Dans le modèle de Rice-Tracey, le matériau ne s'endommage pas et la détermination de R/R_0 dans chaque élément en pointe de fissure s'effectue en post-traitement d'un calcul élastoplastique.

Pour calculer R/R_0 à une étape de chargement donnée n , on intègre l'équation précédente entre le chargement 0 et le chargement n [43] :

$$\text{Ln} (R/R_0)_n = \sum_0^n d (\text{Ln} R/R_0)$$

La condition initiale est $R/R_0 = 1$

Ainsi : $\text{Ln} (R/R_0)_n = \text{Ln} (R/R_0)_{n-1} + d (\text{Ln} (R/R_0))$

$d (\text{Ln} R/R_0)$ est calculé par l'accroissement de déformation équivalente au chargement n :

$$d\varepsilon_{eq}^{(n)} = \sqrt{\frac{2}{3} d\varepsilon_{ij}^{(n)} d\varepsilon_{ij}^{(n)}} \quad \text{ou} \quad d\varepsilon_{ij}^{(n)} = d\varepsilon_{ij}^{(n)} - \frac{d\varepsilon_{kk}^{(n)}}{3} \delta_{ij}$$

L'accroissement de déformation ($d\varepsilon_{ij}^{(n)}$), entre les chargements (n-1) et n, est donné alors par :

$$d\varepsilon_{ij}^{(n)} = \varepsilon_{ij}^{(n)} - \varepsilon_{ij}^{(n-1)}$$

Ce dernier calcul peut être effectué en utilisant soit les déformations totales soit uniquement les déformations plastiques. Dans le cas où l'on considère les déformations plastiques, celles-ci peuvent être obtenues à partir des déformations plastiques en chaque point de Gauss ou calculées à partir de la différence ($\varepsilon_{ij}^t - \varepsilon_{ij}^e$), avec ε_{ij}^t les déformations totales en moyenne et ε_{ij}^e les déformations élastiques déterminées à partir de (σ_{ij}) moyen.

Cependant, il faut noter que les techniques de calculs des moyennes des champs mécaniques ont une grande influence sur les résultats [44]. En effet, les calculs de R/R_0 à partir des moyennes des contraintes et des déformations sur l'élément ou à partir de la moyenne de R/R_0 en chaque point de Gauss de l'élément donnent des résultats différents.

1.3.3.1.5. Simulation de l'avancée de la fissure

La progression de la fissure est réalisée par la procédure de « déboutonnage », encore appelée méthode de relâchement des noeuds [45]. Le chemin de fissuration doit être connu (ou postulé) et le maillage doit en tenir compte. Les noeuds de la fissure à faire progresser sont « doubles » pour que la fissure puisse s'ouvrir (Figure I-21a). Ces noeuds doivent être solidaires avant que le critère de rupture ne soit atteint. Pour cela, des mailles spéciales à 2 noeuds du type ressort sont utilisées. Celles-ci possèdent une rigidité très grande qui lie les 2 noeuds comme s'ils étaient identiques. Le déboutonnage consiste à relâcher la liaison assurée par la maille « ressort » : lorsque le critère de rupture est atteint, la rigidité du ressort est progressivement annulée. Dans le cas d'une structure symétrique ayant une fissure dans ce plan, le maintien des noeuds avant ouverture est simplement réalisé par des liaisons rigides (Figure I-21b). A l'instant de rupture, ces liaisons sont supprimées et remplacées par des forces nodales (correspondant aux réactions d'appui sur les noeuds) qui sont progressivement annulées. L'ensemble de l'opération de déboutonnage est réalisé à sollicitation constante.

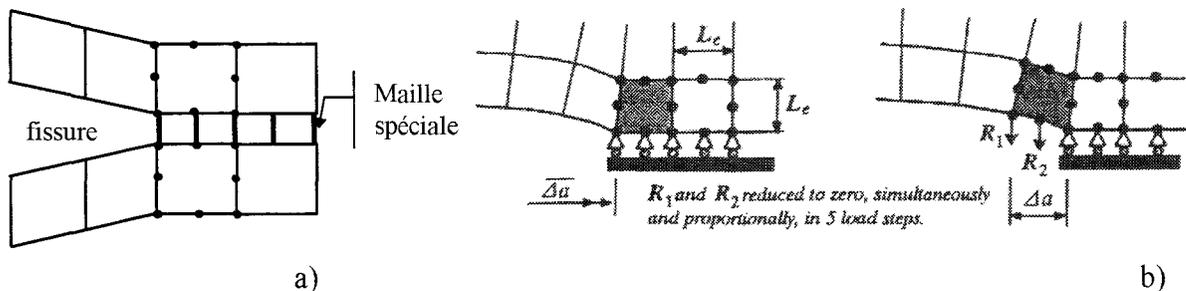


Figure I-21. Réalisation des liaisons de fond de fissure dans le maillage : (a) cas général et (b) cas d'une symétrie [46].

Le relâchement des noeuds doit s'effectuer généralement en plusieurs fois. A chaque relâchement, l'avancée Δa de la fissure correspond à la taille L_e de l'élément en tenant compte de la déformation que celui-ci subit.

Par ailleurs, la taille L_e des mailles en pointe de fissure doit respecter le volume caractéristique minimum de matière V_0 . Les dimensions de ce volume sont en rapport avec les dimensions caractéristiques de la microstructure du matériau. Une première estimation de la taille L_e peut être faite à partir de N_v , nombre d'inclusions par unité de volume [47] :

$$L_e = 2/\sqrt[3]{N_v} \quad (\text{Equation I-20})$$

1.3.3.1.6. Influence du taux de triaxialité des contraintes sur $(R/R_0)_c$

De nombreuses vérifications expérimentales du modèle de Rice-Tracey ont été réalisées notamment sur des aciers au C-Mn. Ils montrent tous une dépendance de $(R/R_0)_c$ vis-à-vis de la triaxialité des contraintes σ_m/σ_{eq} : $(R/R_0)_c$ diminue lorsque σ_m/σ_{eq} augmente (Figure I-22).

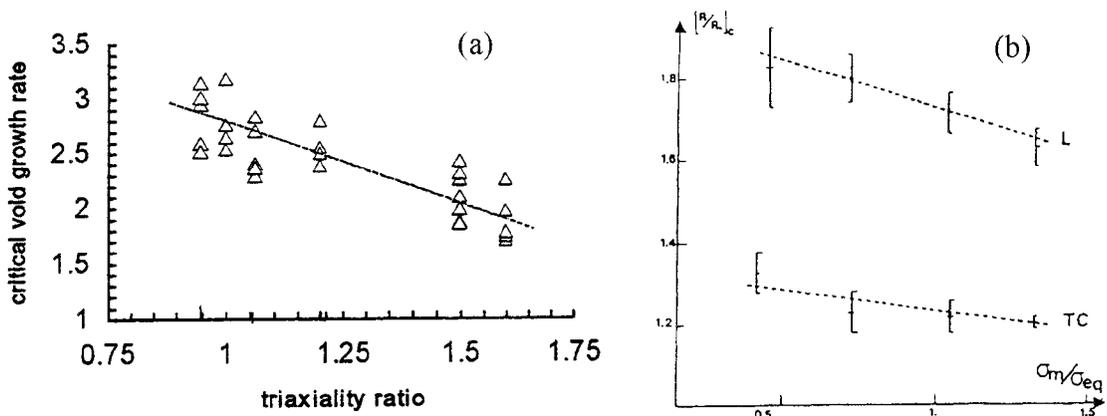


Figure I-22. Influence du taux de triaxialité des contraintes sur le taux critique de croissance de cavités : (a) cas du cuivre [48] et (b) cas d'un acier A508 [49].

1.3.3.1.7. Influence de la taille L_e du maillage en pointe de fissure sur $(R/R_0)_c$

Delmotte [45], dans le cadre de l'étude de deux alliages d'aluminium de type 2024 et 2091 pour la simulation des courbes R, a proposé deux méthodes de calcul de R/R_0 au fond de la fissure. La première méthode, notée M1, permet de calculer R/R_0 au point d'intégration de l'élément situé en avant de la fissure. La méthode M2 consiste à calculer le rapport R/R_0 à une distance D_R de la pointe de la fissure (Figure I-23). Après diverses investigations, il en ressort que $(R/R_0)_c^{M1}$ dépend de la taille de l'élément en fond de fissure. $(R/R_0)_c^{M2}$ est indépendant de la taille de l'élément en fond de fissure.

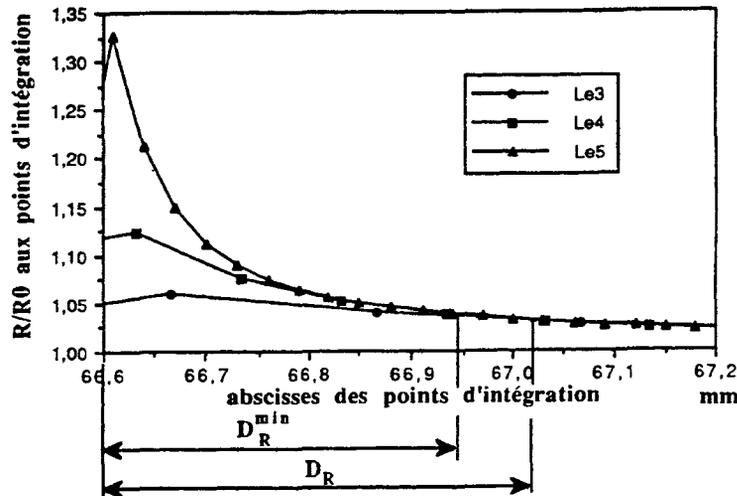


Figure I-23. Détermination de la distance D_R ($Le_3=0.2mm$; $Le_4=0.1mm$; $Le_5=0.03mm$) [45].

En définitive, pour des temps de calculs raisonnables, la reproduction la plus fidèle de la courbe R est obtenue en considérant le calcul de R/R_0 dans le premier élément en avant de la fissure et en choisissant une taille de maillage de l'ordre de la distance inter-cupules [50].

Delmotte a également étudié l'influence de la taille du maillage ($Le_1=1mm$; $Le_2=0.5mm$; $Le_3=0.2mm$; $Le_4=0.1mm$; $Le_5=0.03mm$) sur les valeurs de R/R_0 . Les tailles Le_1 et Le_2 sont trop grandes pour rendre compte, d'une façon satisfaisante, de l'influence de la singularité des champs de contraintes et de déformations. Les trois autres tailles fournissent des simulations en bon accord avec l'expérience. Cependant, le temps de calcul devient d'autant plus long que la taille du maillage est petite.

I.3.3.1.8. Modifications apportées au modèle de Rice-Tracey

• **Mudry (1982)**

Pour tenir compte de l'érouissage, Mudry [47] a introduit la contrainte équivalente de Von Mises dans la relation de Rice-Tracey, faisant ainsi intervenir le taux de triaxialité des contraintes σ_m/σ_{eq} .

La relation devient :

$$\frac{\dot{R}}{R} = 0.283 \exp\left(\frac{3}{2} \frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}}\right) \dot{\epsilon}_p^p \quad (\text{Equation I-21})$$

• **Licht et Suquet (1987)**

Les auteurs [34] ont proposé une forme plus complète avec un deuxième terme dans l'approximation, valable pour des taux de triaxialité des contraintes supérieurs à un :

$$\frac{\dot{R}}{R} = \left[0.283\chi \exp\left(\frac{3}{2} \frac{\sigma_m}{\sigma_y}\right) - 0.275\chi \exp\left(-\frac{3}{2} \frac{\sigma_m}{\sigma_y}\right) \right] \dot{\epsilon}_p \quad (\text{Equation I-22})$$

où $\chi=1$ dans le cas d'une extension axisymétrique ;
 $\chi=-1$ dans le cas d'une contraction axisymétrique.

L'expression précédente peut être étendue aux milieux écrouissables en remplaçant la limite d'écoulement σ_y par la contrainte équivalente de Von Misès.

$$\frac{\dot{R}}{R} = \left[0.283\chi \exp\left(\frac{3}{2} \frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}}\right) - 0.275\chi \exp\left(-\frac{3}{2} \frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}}\right) \right] \dot{\epsilon}_{eq}^p \quad (\text{Equation I-23})$$

• **Huang** (1984)

L'auteur, en reprenant les mêmes hypothèses que Rice et Tracey, considère un champ contenant des termes de degré plus élevé. Dans le cas d'un matériau écrouissable, il propose [51] :

$$\frac{\dot{R}}{R} = 0.427 \left(\frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}}\right)^{1/4} \exp\left(\frac{2}{3} \frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}}\right) \dot{\epsilon}_{eq}^p \quad \text{si } \sigma_m / \sigma_{eq} \leq 1$$

$$\frac{\dot{R}}{R} = 0.427 \exp\left(\frac{2}{3} \frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}}\right) \dot{\epsilon}_{eq}^p \quad \text{si } \sigma_m / \sigma_{eq} > 1$$

(Equation I-24)

Ces divers modèles décrivent probablement assez bien le début de la phase de croissance mais ils considèrent le cas d'une cavité isolée dans un milieu infini où les interactions entre trous et les effets de la porosité sont ignorés.

1.3.4. Modèles basés sur l'endommagement continu

1.3.4.1. Modèle de Rousselier

1.3.4.1.1. Formulation

Pour décrire le comportement ductile d'un matériau endommagé, Rousselier [52] a proposé un potentiel thermodynamique et un potentiel plastique. Les variables internes sont : p (variable d'écrouissage), β (variable d'endommagement) et leurs variables associées sont respectivement P et B .

Les hypothèses de ce modèle sont les suivantes :

- le modèle est défini dans le cadre des matériaux standards généralisés ;
- l'écoulement plastique et l'endommagement du matériau sont des transformations isothermes ;
- l'écrouissage et l'endommagement du matériau sont isotropes ;
- le potentiel thermodynamique $\Psi(\epsilon_e, p, \beta)$ est de la forme :

$$\Psi = \Psi_\varepsilon(\varepsilon^e) + \Psi_p(p) + \Psi_\beta(\beta) \quad P = -\frac{\partial \Psi}{\partial p} \quad \text{et} \quad B = -\frac{\partial \Psi}{\partial \beta}$$

Le potentiel plastique est de la forme :

$$F\left(\frac{\sigma}{\rho}, \varepsilon_{\text{eq}}^p, \beta\right) = \frac{\sigma_{\text{eq}}}{\rho} - R(\varepsilon_{\text{eq}}^p) + B(\beta)f\left(\frac{\sigma_m}{\rho}\right) \quad (\text{Equation I-25})$$

avec σ_{eq} la contrainte équivalente de Von Misès, ρ la densité relative du matériau (rapport de la densité du matériau en état endommagé sur la densité à l'état initial), $\varepsilon_{\text{eq}}^p$ la déformation plastique équivalente, β la variable interne d'endommagement, $R(\varepsilon_{\text{eq}}^p)$, la loi d'érouissage et $B(\beta)$, le travail conjugué à la variable interne β .

La règle de normalité donne :

$$\dot{\varepsilon}_p = \dot{\varepsilon}_{\text{eq}}^p \frac{\partial F}{\partial (\sigma / \rho)} \quad (\text{Equation I-26})$$

L'endommagement β est défini par :

$$\dot{\beta} = \dot{\varepsilon}_{\text{eq}}^p \frac{\partial F}{\partial B} = f\left(\frac{\sigma_m}{\rho \sigma_1}\right) \dot{\varepsilon}_{\text{eq}}^p \quad (\text{Equation I-27})$$

La combinaison des équations (I-26) et (I-23) à l'intérieur de l'équation de conservation de masse $\dot{\rho} + \rho \dot{\varepsilon}_p = 0$ avec $\dot{\rho} = \dot{\beta} \frac{d\rho(\beta)}{d\beta}$ donne :

$$f'\left(\frac{\sigma_m}{\rho}\right) / f\left(\frac{\sigma_m}{\rho}\right) = -d\rho(\beta) / (\rho(\beta)B(\beta)d\beta) \quad (\text{Equation I-28})$$

D'où :

$$f(\sigma_m / \rho) = D \cdot \exp(\sigma_m / \rho \sigma_1) \quad (\text{Equation I-29})$$

Ce potentiel plastique se décompose en deux parties : la première dépend de la contrainte équivalente et de la déformation plastique équivalente, la seconde dépend de la contrainte hydrostatique et de la variable d'endommagement.

Dans le cas de cavités sphériques de rayon R dans une matrice incompressible, $\rho(\beta)$ et $B(\beta)$ s'écrivent :

$$\rho(\beta) = \frac{1}{1 - f_0 + f_0 \cdot \exp(\beta)} \quad B(\beta) = \sigma_1 f_0 \exp(\beta) \rho(\beta) \quad \dot{\beta} = 3 \frac{\dot{R}}{R}$$

où σ_1 est la résistance de la matrice à la déchirure ductile et f_0 la fraction volumique initiale de cavités.

Dans ce cas, le potentiel plastique peut se réécrire sous la forme :

$$F\left(\frac{\sigma}{\rho}, \varepsilon_{\text{eq}}^p, \beta\right) = \frac{\sigma_{\text{eq}}}{\rho} - R(\varepsilon_{\text{eq}}^p) + f \cdot D \cdot \exp\left(\frac{\sigma_m}{\rho \sigma_1}\right) = 0 \quad (\text{Equation I-30})$$

et
$$\frac{\dot{R}}{R} = \frac{D}{3} \exp\left(\frac{\sigma_m}{\rho \sigma_1}\right) \dot{\varepsilon}_{\text{eq}}^p \quad \text{ou encore} \quad \ln \frac{R_0}{R} = \frac{D}{3} \exp\left(\frac{\sigma_m}{\rho \sigma_1}\right) \varepsilon_{\text{eq}}^p$$

Si $D=3 \times 0.283$; $\sigma_1 = (2/3)\sigma_y$ et $\rho=1$, on retrouve la formulation proposée par Rice et Tracey [53].

Cette nouvelle expression permet de tracer $\ln \left[\frac{\ln(R/R_0)}{\varepsilon_{\text{eq}}^p} \right]$ en fonction de σ_m . Les

paramètres D et σ_1 sont alors obtenus par régression linéaire à partir des résultats expérimentaux (Figure I-24). Les valeurs de D sont en règle générale comprises entre 1.5 et 2 et σ_1 est de l'ordre de $(2/3)\sigma_y$.

Le modèle de Rousselier fait intervenir trois paramètres : σ_1 , f_0 et D . La taille du maillage L_e constitue aussi un paramètre ajustable.

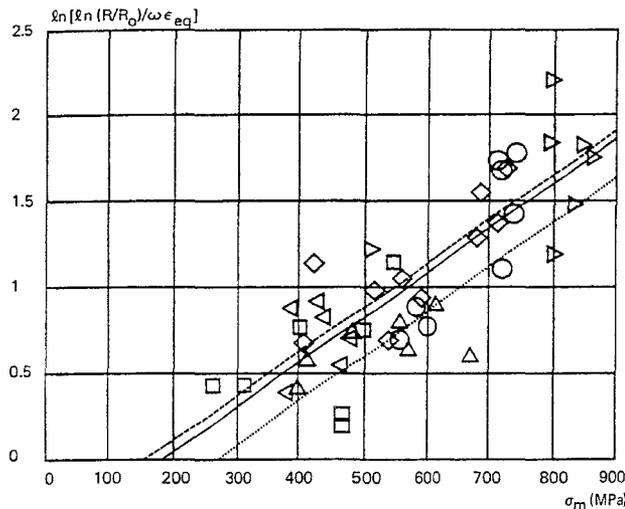


Figure I-24. Croissance de cavités mesurées sur des éprouvettes de traction axisymétriques entaillées en acier A508 C13, sollicitées dans les sens long (L : $\triangleright \diamond \square$) et travers-court ($L+S$: $O \triangleleft \Delta$).

Les droites de régression donnent : $D=2.01$ et $\sigma_1=389\text{MPa}$ dans le sens long et $D=1.88$ et $\sigma_1=386\text{MPa}$ dans le sens travers-court [53].

1.3.4.1.2. Détermination des paramètres du modèle

La taille L_e des mailles en pointe de fissure doit respecter la distance caractéristique traduisant l'interaction entre les inclusions et la pointe de fissure. Une estimation de cette taille L_e peut être faite à partir de N_v , le nombre d'inclusions par unité de volume [41] :

$$L_e = \sqrt[5]{\frac{1}{N_v}}$$

Le calage de L_e peut être fait à partir de la courbe donnant la force en fonction de la variation de diamètre obtenue grâce à un essai de traction sur une éprouvette axisymétrique entaillée (Figure I-25).

La détermination de f_0 s'effectue à partir d'une analyse inclusionnaire. Mudry [47] propose la relation suivante :

$$f_0 = f_v \cdot \frac{(dx \cdot dy)^{\frac{1}{2}}}{dz}$$

avec dz , la dimension des inclusions dans la direction de la sollicitation ;

dx et dy les dimensions des inclusions dans le plan perpendiculaire à la direction de la sollicitation.

f_v est la fraction volumique des inclusions qui peut être déterminée à partir de la composition chimique du matériau par la formule de Franklin [54] :

$$f_v(\%) = 5.4 \left(\%S - \frac{0.001}{\%Mn} \right) \quad \text{pour des sulfures de manganèse}$$

$$f_v(\%) = 0.05\%O \quad \text{pour des oxydes}$$

Le paramètre σ_1 est généralement déterminé à partir d'essais de traction sur des éprouvettes de traction axisymétriques entaillées, en reproduisant de manière numérique la courbe expérimentale. Une variation de la valeur de σ_1 modifie la contraction diamétrale critique, ce qui permet de caractériser précisément σ_1 (Figure I-25).

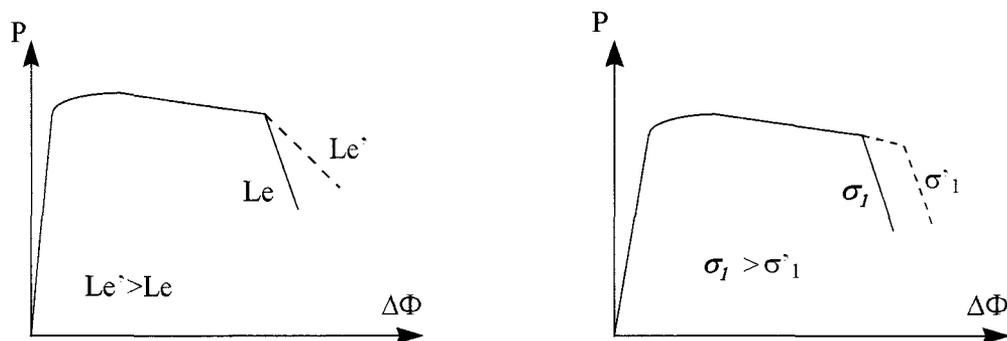


Figure I-25. Influence de L_e et σ_1 sur la courbe $P-\Delta\Phi$.

Le paramètre D ne doit pas être considéré comme un paramètre ajustable mais comme un paramètre indépendant du matériau. Les valeurs généralement retenues sont comprises entre 1.5 et 2.

I.3.4.1.3. Simulation de l'avancée de la fissure

Dans ce modèle où le matériau s'endommage progressivement en pointe de fissure, il n'est donc pas nécessaire de définir une valeur critique de la variable d'endommagement pour obtenir l'instant où la fissure s'amorce et ensuite se propage. L'avancée de la fissure s'effectue par effondrement automatique des contraintes dans la zone en pointe du défaut. Dans les applications numériques, l'amorçage et l'avancée de la fissure se produisent lorsque la contrainte d'ouverture σ_{yy} au deuxième de Gauss de l'élément en pointe de fissure atteint un maximum. L'endommagement β dans cette maille augmente (Figure I-26) et l'adoucissement des contraintes permet alors l'avancée de la fissure.

Cependant, la chute des contraintes à l'amorçage de la fissure n'est pas assez brutale et les contraintes ne tendent vers zéro que de manière asymptotique (Figure I-25). La raison est que le stade de coalescence n'est pas pris en compte dans ce modèle (le matériau perd toute rigidité pour une porosité égale à 1). Pour pallier cet inconvénient, Eisele *et al.* [55] ont introduit dans le modèle de Rousselier une fraction volumique critique de cavités f_c . Ainsi, lorsque la fraction volumique de cavités atteint la valeur critique f_c , les contraintes sont ramenées à zéro, c'est-à-dire que la rigidité du matériau est rapportée à zéro et de cette manière la croissance de la fissure est simulée. De même, Howard, Li et Bilby [56, 57, 58] ont défini une valeur critique de l'endommagement β_c pour laquelle le matériau perd toute résistance. La fraction volumique critique de cavités est alors définie par l'expression suivante :

$$f_c = \frac{f_0 \exp(\beta_c)}{1 - f_0 + f_0 \exp(\beta_c)}$$

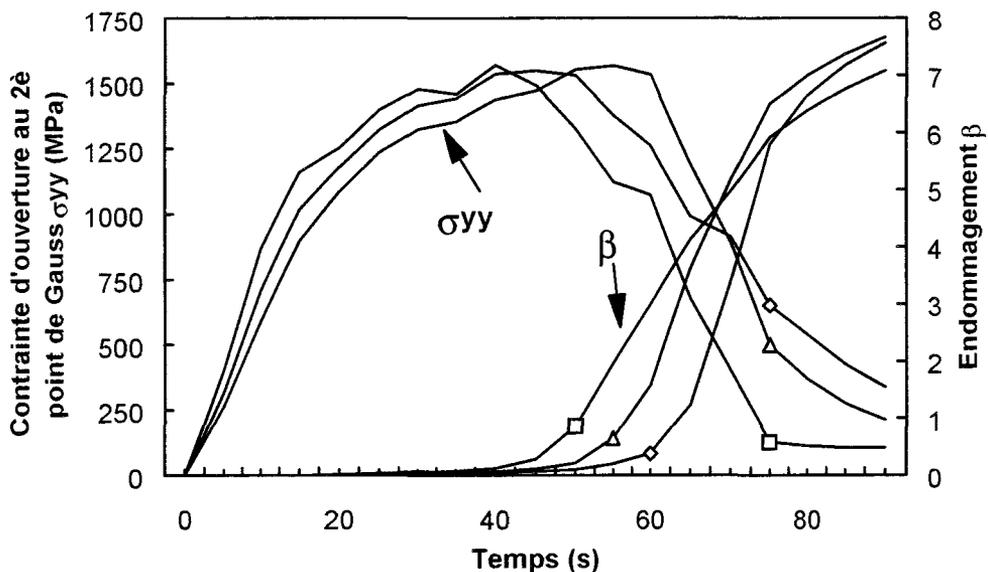


Figure I-26. Définition de la propagation de la fissure.

1.3.4.1.4. Influence des paramètres locaux

Un certain nombre de travaux a été réalisé pour déterminer l'influence des paramètres σ_1 , D , f_0 et L_c sur des courbes « Charge-Variation de diamètre » obtenues à partir d'essais de traction sur des éprouvettes axisymétriques entaillées.

Dans le cadre de l'étude d'un acier A508, Z.H. Li *et al.* [56] se sont penchés sur l'influence des paramètres D et σ_1 et de la taille des mailles en pointe de fissure sur les courbes « Charge-Variation de diamètre ». Le paramètre σ_1 est caractérisé ici par le rapport $C=\sigma_y/\sigma_1$. Les différents calculs montrent que les effets de D sur la courbe de traction sont semblables à ceux de σ_1 (ou C) (Figure I-27).

La Figure I-28 montre l'influence de la taille L des mailles en pointe de fissure sur la courbe de traction $P-\Delta\phi$.

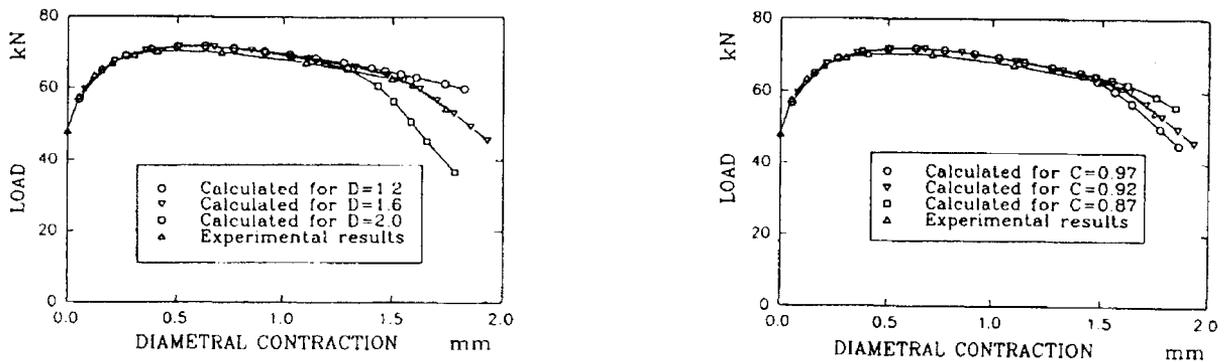


Figure I-27. Effets de D et C sur la courbe $P-\Delta\phi$. Comparaison entre les résultats expérimentaux et les résultats numériques [56].

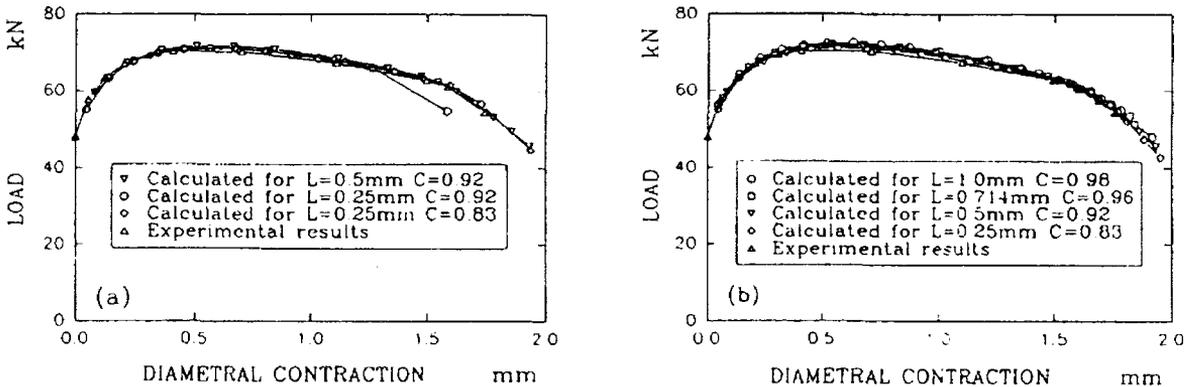


Figure I-28. Effets de L et de C sur la courbe $P-\Delta\phi$. D étant fixé à 1.6. Comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques [56].

Cette étude fait apparaître la non unicité des paramètres internes du modèle. En effet, il existe de nombreux couples de paramètres (C, D) qui retranscrivent correctement les résultats expérimentaux. Il est donc judicieux de fixer un des paramètres et d'ajuster le second.

Une étude menée par R. Batisse *et al.* [59] fait apparaître que f_0 a la même influence que σ_1 sur la courbe $P-\Delta\phi$: lorsque f_0 augmente, la contraction diamétrale critique augmente (Figure I-29).

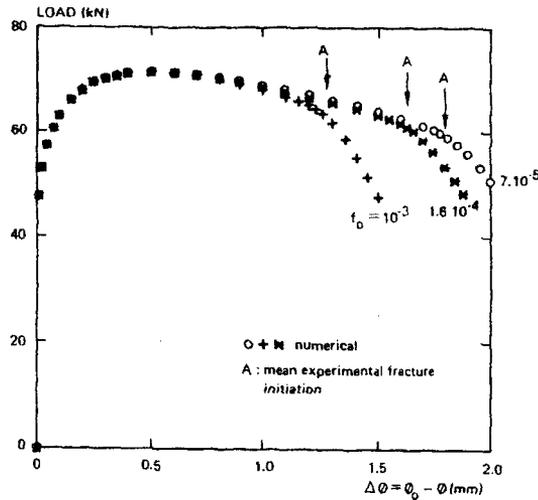


Figure I-29. Influence de f_0 sur la courbes $P-\Delta\varnothing$ pour une éprouvette AE2 en acier A508 Cl.3 testée à 100°C [59].

1.3.4.1.5. Influence des conditions de symétrie

Par ailleurs, en simulation numérique, les symétries géométriques et de chargement sont généralement utilisées de manière à limiter la taille des fichiers et donc le temps de calcul. Les éprouvettes de mécanique de la rupture utilisées en laboratoire présentent bien souvent ce type de symétrie. Dans le cas du modèle de Rousselier, les calculs effectués avec une demi-éprouvette CT et une éprouvette complète aboutissent à des résultats différents. En effet, si on ne modélise que la moitié d'une structure, en considérant la fissure dans le plan de symétrie, on double artificiellement la zone endommagée. En revanche, si l'ensemble de la structure est modélisé, l'endommagement évolue différemment dans les éléments situés de part et d'autre du plan de symétrie, conduisant à des résultats macroscopiques différents. La Figure I-30 illustre ceci dans le cas d'une éprouvette CT [29].

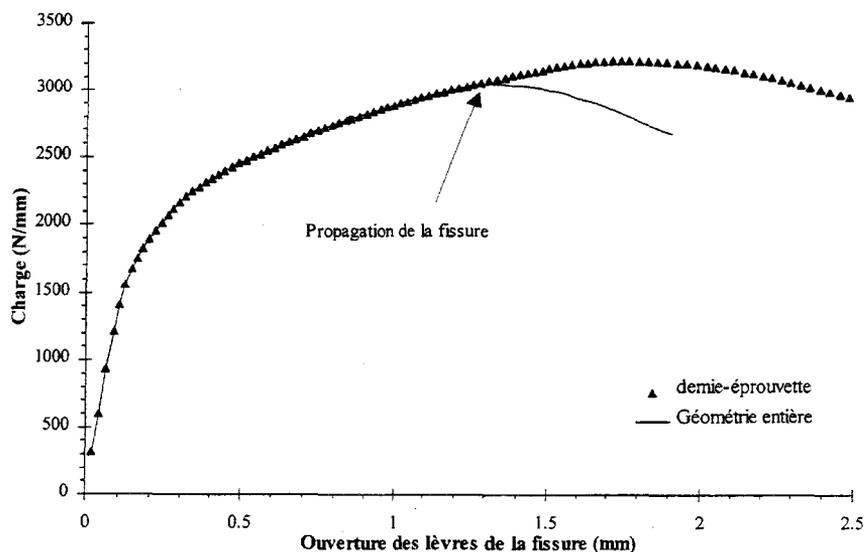


Figure I-30. Courbes Charge-Ouverture pour une éprouvette CT dans le cas d'un acier au C-Mn obtenues avec le modèle de Rousselier. Influence des conditions de symétrie [29].

I.3.4.2. Modèle de Gurson-Tvergaard-Needleman

I.3.4.2.1. Formulation

Le stade de croissance des vides lors de la rupture ductile comprend une expansion stable de ces vides à l'intérieur du matériau. Deux étapes doivent être considérées dans ce stade de croissance : l'expansion des vides et leur changement de forme pendant la déformation et la dégradation des caractéristiques du matériau en raison de la présence des vides. Les modèles présentés jusqu'à présent ne prennent pas en compte ce premier stade dans le processus d'expansion des cavités.

Gurson [60] considère une matrice rigide parfaitement plastique contenant des cavités sphériques ou cylindriques. Il propose comme critère plastique et potentiel plastique, dans le cas de cavités sphériques, la fonction seuil suivante dépendant de la contrainte macroscopique et de la fraction volumique de vides distribués au hasard :

$$\Phi = \frac{\sigma_{eq}^2}{\sigma_y^2} + 2f \cdot \cosh\left(\frac{3}{2} \frac{\sigma_m}{\sigma_y}\right) - (1 + f^2) = 0 \quad (\text{Equation I-31})$$

où f est la fraction volumique des cavités dont l'évolution est déduite de l'équation de conservation de la masse :

$$\dot{f} = (1-f)\dot{\epsilon}_{kk}^p$$

ϵ_{kk}^p est la somme des composantes normales des déformations plastiques.

Gurson a considéré que le volume élémentaire de référence est totalement plastifié et que les champs de vitesse sont de type newtonien.

La prise en compte de l'écrouissage de la matrice se fait dans l'équation précédente en remplaçant la limite d'élasticité initiale σ_y par la contrainte équivalente σ_{eq} qui suit une loi d'écrouissage isotrope.

Tvergaard [61] a montré que le modèle de Gurson donnait des résultats satisfaisants pour les problèmes où règne une forte pression hydrostatique, mais que pour plusieurs autres cas, il surestimait largement la déformation critique à l'écoulement du matériau. Il a proposé trois coefficients q_1, q_2, q_3 pour modifier le modèle de Gurson (modèle GT) de la façon suivante :

$$\Phi = \frac{\sigma_{eq}^2}{\sigma_y^2} + 2f \cdot q_1 \cdot \cosh\left(\frac{3}{2} q_2 \frac{\sigma_m}{\sigma_y}\right) - (1 + q_3 f^2) = 0 \quad (\text{Equation I-32})$$

Les coefficients q_i ont été introduits pour rendre compte de l'interaction entre cavités, qui est négligée dans le modèle de Gurson. Tvergaard a proposé comme meilleur compromis pour les valeurs de l'exposant n les plus fréquemment rencontrées dans les aciers, le choix suivant :

$$q_1=1.5 \qquad q_2=1 \qquad q_3=q_1^2$$

Leblond et Perrin [62] ont montré que le paramètre q_1 est fonction de la porosité f . Pour une porosité tendant vers zéro, le paramètre q_1 est égal à $4/e \cong 1.47$. Lorsque la porosité est de 1 (100% de vides), q_1 vaut 1.

Le modèle précédemment défini ne tient pas compte de la perte rapide de rigidité du matériau lors de la coalescence des cavités. Des études expérimentales ont montré que la coalescence pouvait être supposée effective lorsque la fraction volumique de vide atteint une valeur critique f_c (début de la coalescence). A partir de ces observations expérimentales, Tvergaard et Needleman [63] ont modifié le critère précédent pour tenir compte de la chute brutale de rigidité par la fonction seuil suivante (modèle GTN) :

$$\Phi = \frac{\sigma_{eq}^2}{\sigma_y^2} + 2 f^* \cdot q_1 \cdot \cosh\left(\frac{3}{2} q_2 \frac{\sigma_m}{\sigma_y}\right) - (1 + q_3 (f^*)^2) = 0 \quad (\text{Equation I-33})$$

où f^* est une fonction de f

$$f^* = \begin{cases} f & \text{pour } f \leq f_c \\ f_c + \delta(f - f_c) & \text{pour } f > f_c \end{cases}$$

$$\text{avec } \delta = \frac{f_u^* - f_c}{f_F - f_c}$$

où f_u^* est la valeur ultime de $f^* = 1/q_1$

f_F la fraction volumique de vide lors de la rupture finale.

La fraction volumique de vide f se décompose en un terme de nucléation de nouvelles cavités $f_{nucl.}$ et un second terme $f_{croiss.}$ correspondant à la croissance de cavités déjà existantes. L'évolution de la fraction volumique de cavités peut alors s'écrire :

$$df = df_{nucléation} + df_{croissance}$$

$$df_{croissance} = (1 - f) d\varepsilon_{kk}^p$$

où ε_{kk}^p est la somme des composantes normales de déformation plastique.

La loi de germination est plus difficile à déterminer car ce processus physique est assez complexe. Une formulation générale de cette loi a été proposée par Needleman et Rice [64] :

$$df_{nucléation} = A d\varepsilon_{eq}^p + B \left(d\sigma_{eq} + c d\sigma_m \right)$$

Cette formulation fait apparaître un terme A lié à la déformation plastique et un terme B lié au tenseur des contraintes (fonction de σ_{eq} et σ_m).

Si on suppose que la germination est continue et contrôlée par la déformation, on choisit une valeur constante pour A et une valeur nulle pour B .

Si la nucléation des cavités a lieu au niveau de petites particules (taille de l'ordre du micron), on peut utiliser une loi de germination contrôlée par la déformation plastique. Dans ce cas, $B=0$ et A est une loi du type gaussienne et dont l'expression, proposée par Chu et Needleman [65], est la suivante :

$$A = \frac{f_n}{S_n \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\varepsilon_{eq}^p - \varepsilon_n}{S_n} \right)^2 \right] \quad (\text{Equation I-34})$$

avec : f_n la fraction volumique d'inclusions nucléées au niveau de particules selon un mécanisme contrôlé par la déformation ;
 ε_n la déformation moyenne à l'apparition de la nucléation des cavités ;
 S_n est la déviation standard correspondante.

Pour prendre en considération la nucléation de cavités au niveau de grosses inclusions, un modèle basé sur la contrainte normale maximale à l'interface matrice/particule doit être utilisé. Dans ce cas, $A=0$ et la fonction B est choisie de manière à obtenir une distribution normale autour d'une contrainte de nucléation moyenne :

$$B = \frac{\hat{f}_n}{\hat{S}_n \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\sigma_{eq} + c\sigma_m - \sigma_n}{\hat{S}_n} \right)^2 \right] \quad (\text{Equation I-35})$$

$$\text{pour } \sigma_{eq} + c\sigma_m = (\sigma_{eq} + c\sigma_m)_{\max} \text{ et } d(\sigma_{eq} + c\sigma_m) > 0$$

avec \hat{f}_n la fraction volumique de particules qui permettent la nucléation de cavités selon un mécanisme contrôlé par la contrainte normale ;
 \hat{S}_n la déviation standard associée à la contrainte de nucléation moyenne σ_n ;
 c est une constante comprise entre 0.3 et 0.4 pour prendre en considération la conversion partielle de la contrainte hydrostatique en contrainte de cisaillement local autour de l'inclusion.

Afin de tenir compte de l'hétérogénéité de distribution des sites de germination, Pineau propose d'utiliser une répartition aléatoire des paramètres de germination. En se basant sur une loi du type $df = A d\varepsilon_{eq}^p$, différentes valeurs de A et de f_0 sont affectées aux différents éléments du maillage, de manière aléatoire suivant la distribution d'inclusions observée expérimentalement. L'application de cette méthode dans le cas d'un acier duplex, avec différents taux de germination de fissures par des inclusions, permet de rendre compte de la dispersion expérimentale, comme le montre la Figure I-31.

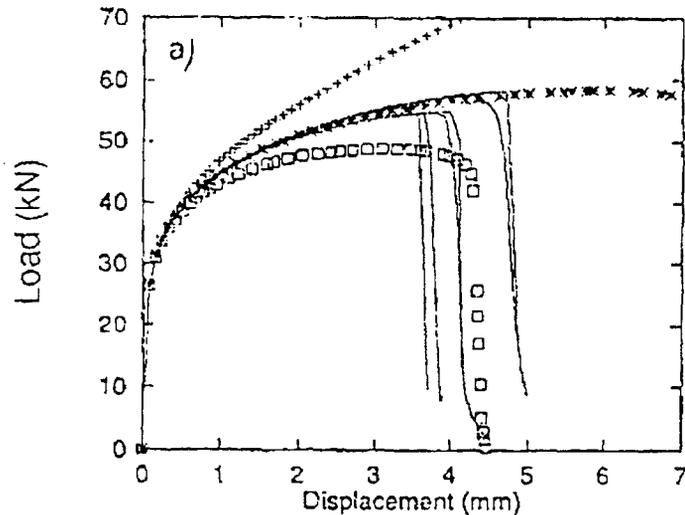


Figure I-31. Courbes charge-déplacement simulées pour un essai de traction sur une éprouvette lisse en acier duplex.

Germination homogène : $A=0.1$ (—) $A=0.6$ (*) et $A=0.9$ (□).
Germination hétérogène avec six jeux de distribution (—) [66].

I.3.4.2.2. Détermination des paramètres locaux

L'utilisation du modèle de Gurson-Tvergaard-Needleman nécessite la connaissance de 8 paramètres : q_1 , q_2 , f_0 , f_n , ε_n , S_n , f_F et f_c . Les paramètres q_1 et q_2 sont les coefficients introduits par Tvergaard. Pour la plupart des matériaux, on prend $\varepsilon_n = 0.3$ et $S_n = 0.1$. Les paramètres f_0 et f_n peuvent être déterminés à partir de la fraction volumique d'inclusions. Les paramètres liés au stade de nucléation restent néanmoins difficilement identifiables expérimentalement. Les fractions volumiques de cavités critique f_c et à rupture f_F sont ajustées en calant les résultats numériques sur les résultats expérimentaux (à partir d'essais de traction sur des éprouvettes axisymétriques entaillées).

I.3.4.2.3. Influence des paramètres locaux

Devaux *et al.* [67] ont étudié l'influence de f_c , de δ et de la taille du maillage l_c en simulant une éprouvette AE2. Les résultats sont respectivement reportés sur les Figure I-32, Figure I-33 et Figure I-34. On constate sur ces trois figures que la pente relative à la chute de la charge est indépendante du paramètre f_c . Par contre, une augmentation de δ provoque une chute plus rapide de la charge après initiation de la fissure. En faisant varier la taille l_c du maillage au niveau de la section minimale de l'éprouvette, le point correspondant à l'amorçage de la fissure reste fixe. Une diminution de l_c conduit néanmoins à une chute plus rapide de la charge.

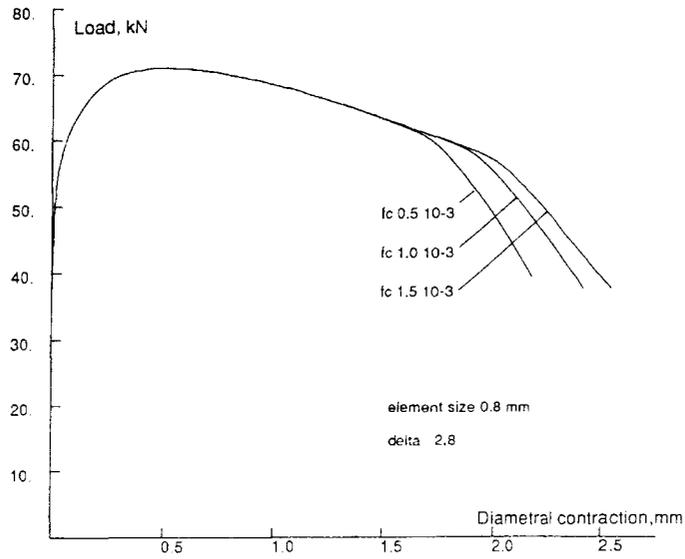


Figure I-32. Simulation d'une éprouvette AE2. Effet de f_c sur la courbe $P-\Delta\varnothing$ en prenant $\delta=2.8$ et $l_c=0.8\text{mm}$ [67].

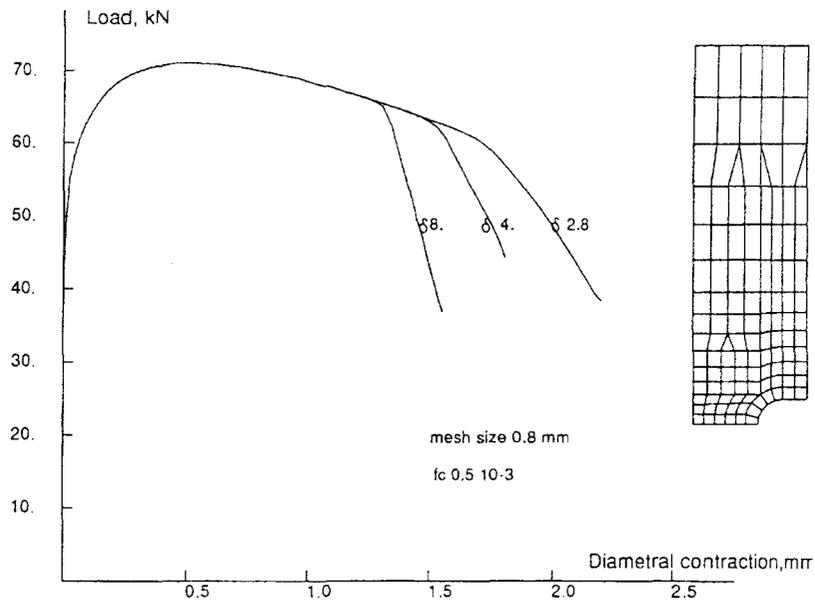


Figure I-33. Simulation d'une éprouvette AE2. Effet de δ sur la courbe $P-\Delta\varnothing$ en prenant $l_c=0.8\text{mm}$ et $f_c=0.5 \cdot 10^{-3}$ [67].

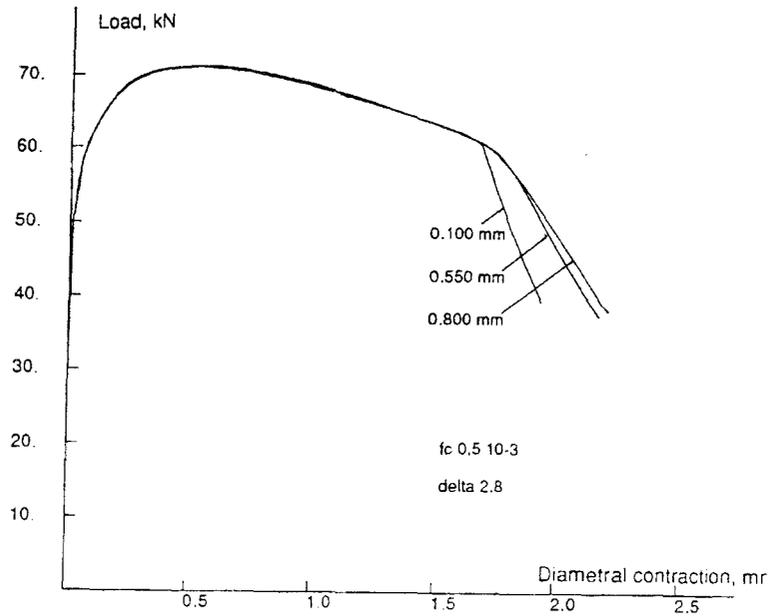


Figure I-34. Simulation d'une éprouvette AE2. Effet de l_c sur la courbe $P-\Delta\phi$ en prenant $\delta=2.8$ et $f_c=0.5 \cdot 10^{-3}$ [67].

Plusieurs études indiquent que les paramètres f_c et δ ne sont pas intrinsèques au matériau [29, 68, 69, 70]. La Figure I-35 montre la dépendance de la fraction volumique critique de cavités vis-à-vis de la triaxialité des contraintes. Mais cette dépendance évolue en fonction de la fraction volumique initiale de cavités. La dépendance est forte lorsque f_0 est proche de 0.001 et diminue lorsque f_0 se rapproche de 10^{-3} ou 10^{-1} (Figure I-35). De plus, l'examen du Tableau I-3 [68] montre que la fraction volumique critique de cavités dépend peu du coefficient d'écroutissage n (pour les matériaux et les chargements considérés) contrairement à δ .

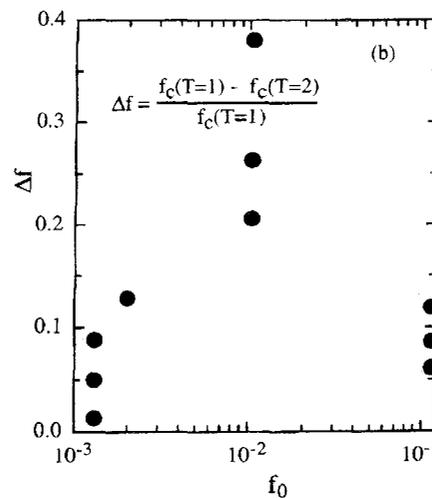


Figure I-35. Evolution du changement relatif Δf de la fraction volumique critique de cavités en fonction de la fraction volumique initiale f_0 [69].

σ_m/σ_{eq}	n=0.1						n=0.2		
	$f_0=0.13\%$			$f_0=1.04\%$			$f_0=1.04\%$		
f_c (%)	1	2	3	1	2	3	1	2	3
	3.59	3.5	2.97	6.35	4.97	3.46	6.74	5.73	4.91
	2.99	3.34	2.58	5.81	5.01	3.55	5.74	5.03	3.75
δ	45.5	3.82	1.65	16	2.93	1.63	17.4	3.57	2.16

Tableau I-3. Evolution de f_c et δ en fonction de la triaxialité des contraintes [29].

Bauvineau [29] a étudié l'influence de la taille du maillage et de la symétrie sur les courbes charge-ouverture d'une éprouvette CT en acier au carbone-manganèse (Figure I-36). On retrouve, à la lecture de cette figure, le problème lié aux conditions de symétrie qui avaient été mis en évidence précédemment avec le modèle de Rousselier. Dès l'amorçage, la fissure se propage plus rapidement dans l'éprouvette entièrement modélisée. Quant à la taille du maillage, elle joue principalement un rôle sur le début de l'amorçage de la propagation de la fissure.

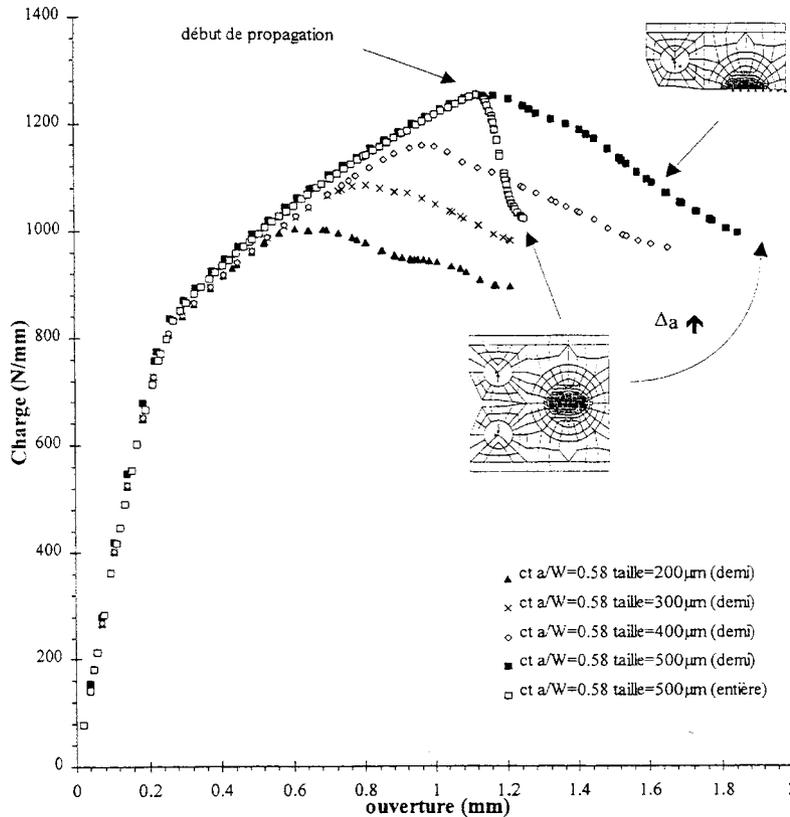


Figure I-36. Effet de la taille et de la symétrie pour une éprouvette CT en acier au C-Mn avec le modèle de Gurson-Tvergaard-Needleman [29].

Zhang [71] a mis en évidence la non-unicité des paramètres dans la simulation d'éprouvettes de traction. Les six jeux de paramètres utilisés sont regroupés dans le Tableau I-4 : les fractions volumiques de cavités f_0 et f_r ont été choisies de manière arbitraire en conservant l'un des deux paramètres nul et le paramètre f_F a été ajusté en conséquence. Pour une éprouvette de traction lisse, les six groupes de paramètres donnent des résultats identiques

(Figure I-37a). Par contre, pour des taux de triaxialité plus élevés (éprouvette axisymétrique entaillée $r=0.785\text{mm}$), des différences apparaissent lorsque l'on considère la germination de cavités uniquement au niveau d'inclusions primaires ($f_n=0$) ou au niveau d'inclusions secondaires ($f_0=0$). Mais là encore, le choix des paramètres n'est pas unique (Figure I-37b).

Parameter sets	Initial parameters ($\epsilon_n=0.3, S_n=0.1$)		Critical parameter
	f_0	f_n	
F01	0.0005	0.0	0.0019
F02	0.001	0.0	0.005
F03	0.002	0.0	0.0145
FN1	0.0	0.00075	0.0019
FN2	0.0	0.0015	0.005
FN3	0.0	0.003	0.0145

Tableau I-4. Ensembles de paramètres utilisés pour la simulation d'une éprouvette de traction non entaillée [71].

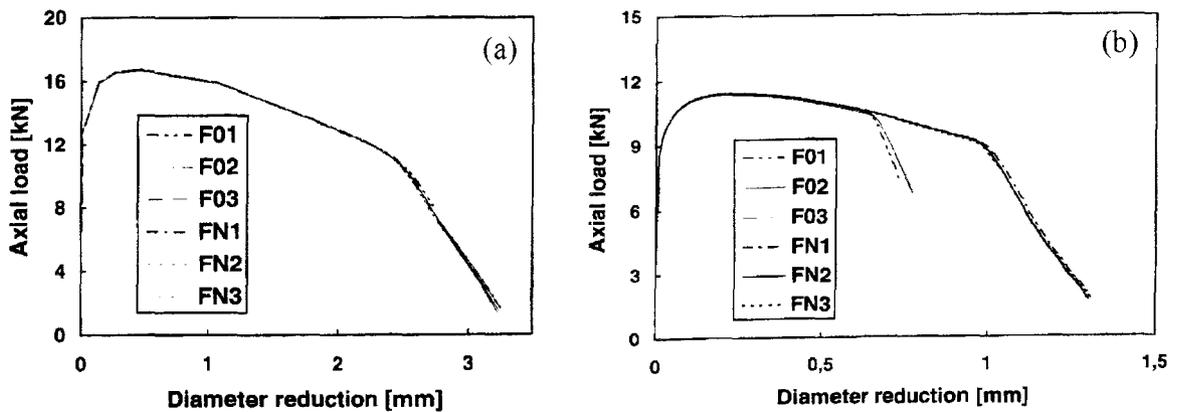


Figure I-37. Simulation numérique d'une éprouvette de traction (a) lisse et (b) entaillée [71].

Dong *et al.* [72], dans le cadre de l'étude de la ténacité d'une fonte nodulaire à graphites sphéroïdales, ont mis en évidence que la taille du maillage a peu d'effets sur l'évolution de l'endommagement en pointe de fissure (Figure I-38).

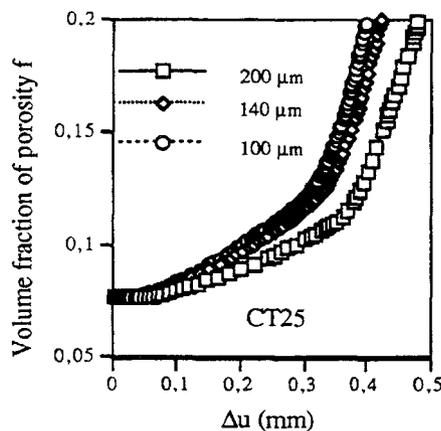


Figure I-38. Effet de la taille du maillage sur l'évolution de l'endommagement en pointe de fissure [72].

1.3.5. Application des méthodes de l'approche locale à la prévision de la rupture d'un joint soudé

Le travail de Al Rassis [33] est une étude expérimentale et numérique de la déchirure ductile à chaud dans un joint soudé. L'étude expérimentale a permis de déterminer les caractéristiques mécaniques de traction ainsi que la résistance à la déchirure ductile à 300°C, du métal de base ($\sigma_y=205\text{MPa}$), du métal fondu ($\sigma_y=330\text{MPa}$) et de la zone affectée thermiquement ($\sigma_y=350\text{MPa}$), prélevés à partir d'un joint soudé. Le joint soudé présente donc un taux d'overmatching $M=\sigma_{y(MF)}/\sigma_{y(MB)}=1.6$. Dans cette situation, les caractéristiques mécaniques du métal de base ont une influence majeure sur le comportement global.

L'analyse par éléments finis a été effectuée sur une éprouvette CT25 en vue d'une comparaison entre deux approches de la mécanique de la rupture : une approche globale décrite par l'intégrale J et le CTOD et une approche locale basée sur le modèle de croissance des cavités de Rice-Tracey.

Ces approches ont été vérifiées sur trois configurations d'éprouvettes CT permettant la modélisation d'un joint soudé : (a) une éprouvette homogène composée du métal de base, (b) une éprouvette hétérogène composée du métal de base et du métal fondu et (c) une éprouvette hétérogène composée du métal de base, du métal fondu et de la zone affectée thermiquement. Dans cette dernière configuration, la ZAT possède une largeur de 3mm et la fissure initiale se trouve à 1mm de la ligne de fusion.

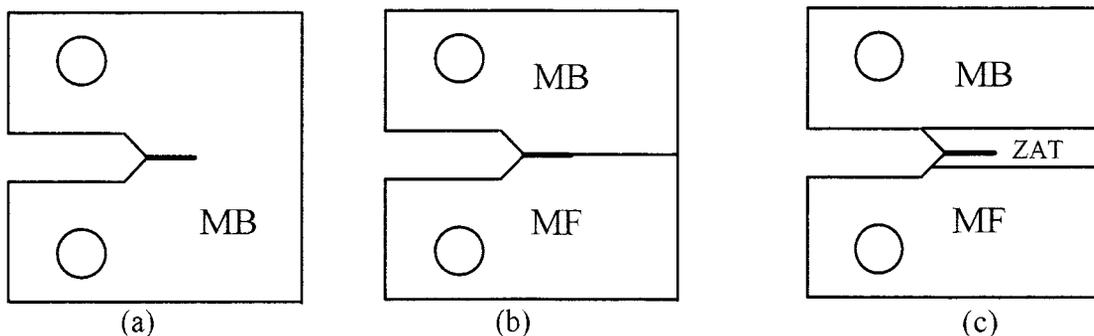


Figure I-39. Configurations des éprouvettes CT : (a) MB, (b) MB+MF et (c) MB+MF+ZAT.

Les paramètres globaux présentent des évolutions similaires quelle que soit la configuration étudiée. L'approche locale semble plus sensible aux champs de contrainte et de déformation en pointe de fissure. Dans le cas de la configuration (c), nous avons distingué deux mailles de part et d'autre de l'axe de symétrie : celle du côté MB et celle du côté MF (Figure I-40). La courbe R/R_0 en fonction du déplacement montre que le paramètre R/R_0 croît plus rapidement du côté de MB que du côté de MF (Figure I-40).

Ce résultat attendu (le métal de base ayant la limite d'élasticité plus faible) a conduit à suivre uniquement l'évolution de R/R_0 du côté MB. L'analyse de la distribution des valeurs maximales du taux de croissance des cavités en pointe de fissure indique une direction probable de la fissure vers le métal de base (Figure I-41).

Ce résultat est conforme aux observations expérimentales (Figure I-42). Cependant, dans cette situation, le modèle de Rice-Tracey ne permet pas de simuler l'avancée de la fissure, car la méthode de relâchement des noeuds liée à l'utilisation de ce modèle nécessite la connaissance préalable du trajet de la fissure.

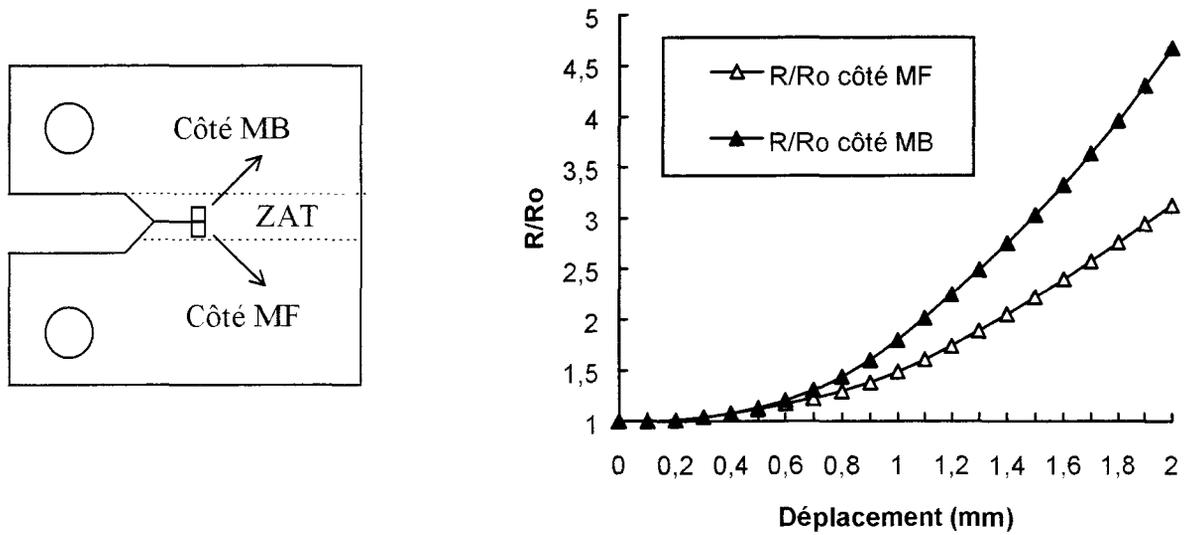


Figure I-40. Evolution du taux de croissance de cavités dans les mailles situées dans la ZAT, du côté du métal de base MB et du côté du métal fondu MF.

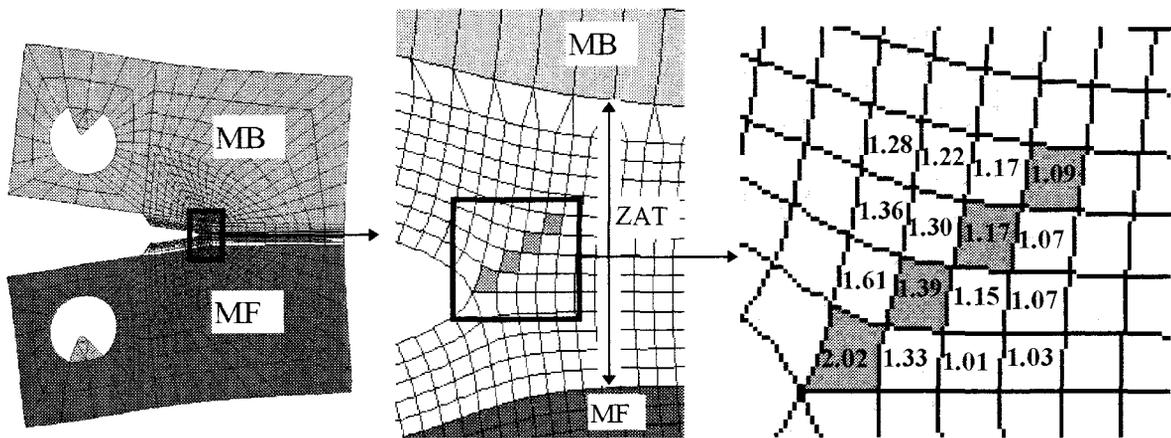


Figure I-41. Distribution des valeurs de R/R_0 en fond de fissure.

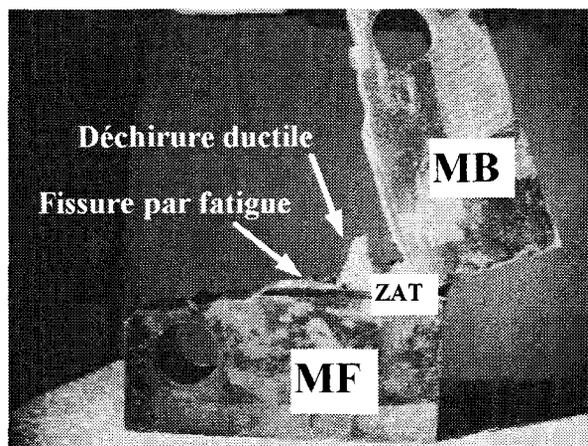


Figure I-42. Rupture d'une éprouvette prélevée dans le joint soudé.

I.3.6. Application aux calculs tridimensionnels

Quelques travaux dans la littérature ont mis en avant les possibilités de certains modèles de l'approche locale de rendre compte des effets 3D de la rupture ductile, tels que l'« effet tunnel ».

Ainsi, Devaux *et al.* [67] ont reproduit de manière numérique l'effet tunnel dans une éprouvette CT sans entailles latérales. La forme du front de fissure obtenue par simulation (repérée par la zone grisée où la contrainte d'ouverture σ_{yy} a atteint zéro) est semblable à celle observée expérimentalement sur le faciès de rupture (Figure I-43).

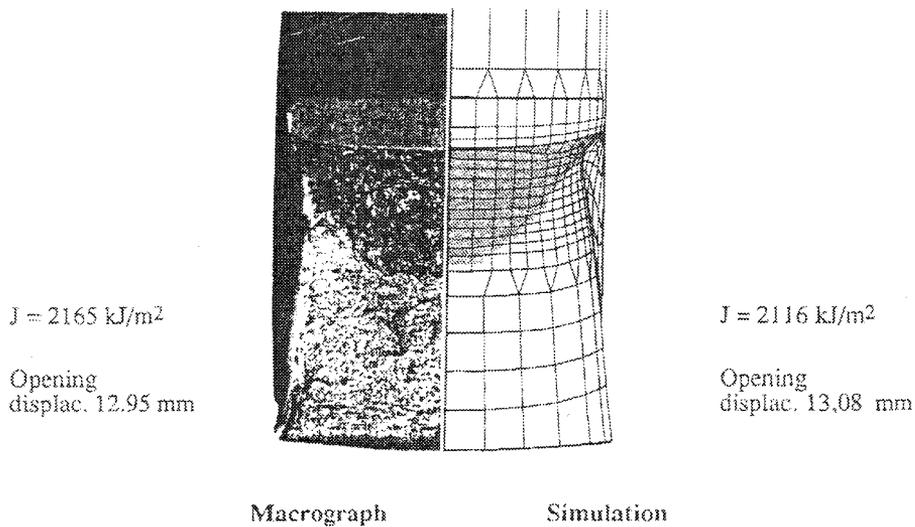


Figure I-43. Simulation de l'« effet tunnel » sur une éprouvette CT en acier austénitique avec le modèle de Gurson-Tvergaard-Needleman ($f_0=10^{-4}$, $f_c=0.3 \cdot 10^{-3}$, $\delta=4.3$). L'avancée de la fissure au centre de l'éprouvette est égale à 9mm.

La modélisation 3D de la rupture ductile a également été réalisée par Howard *et al.* [58] sur de grands panneaux à entaille centrale en utilisant le modèle de Rousselier (Figure I-44). L'avancée de la fissure est représentée par le domaine grisé désignant la zone endommagée. Ces calculs tridimensionnels ont notamment permis de différencier la forme du front de fissure selon que l'éprouvette est chargée de manière axiale ou biaxiale. Ces résultats sont en accord avec les observations expérimentales qui montrent que l'« effet tunnel » est plus important dans le cas d'un chargement biaxial. Ce type de calcul a également été validé par des mesures d'accroissement de fissure sur les faciès de rupture d'éprouvettes de flexion (Figure I-45).

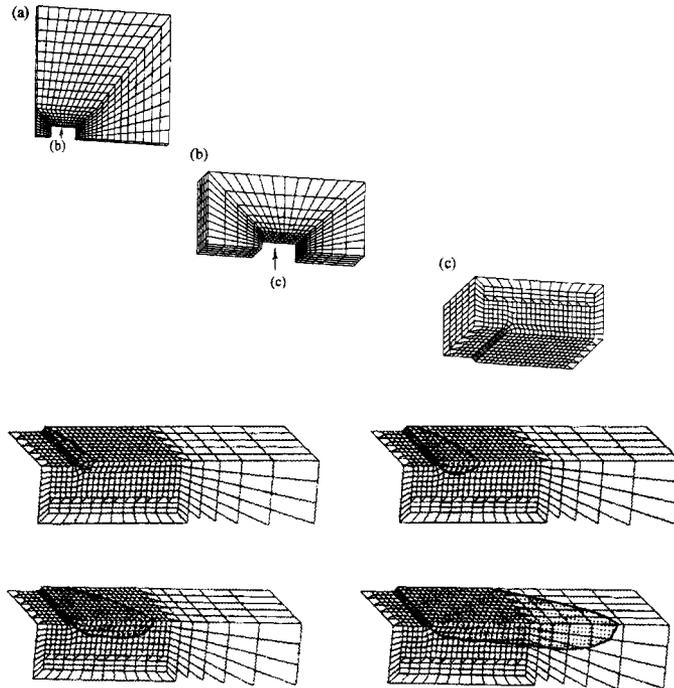


Figure I-44. Simulation de l'effet tunnel sur des panneaux à entaille centrale en acier A533 Cl.1 avec le modèle de Rousselier ($f_0=1.8 \cdot 10^{-4}$, $\sigma_1=0.9\sigma_3$, $D=2$, $\beta_c=3$, $L_c=0.5\text{mm}$) [58].

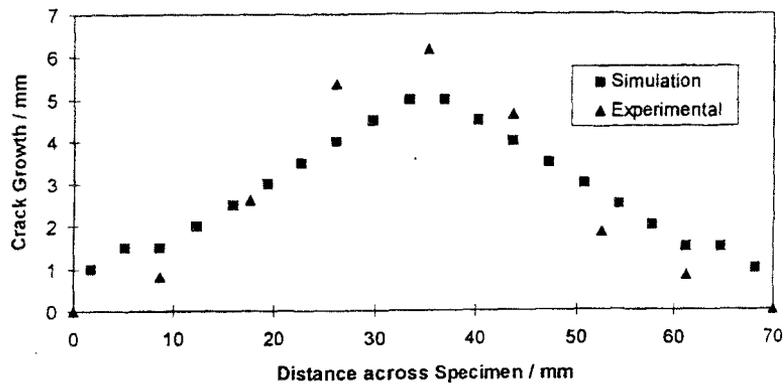


Figure I-45. Simulation et mesure d'accroissement de fissure dans une éprouvette de flexion en acier A533 Cl.1 avec le modèle de Rousselier [73].

Aucune utilisation du modèle de Rice-Tracey pour simuler la propagation d'une fissure en 3D n'a été observée dans la littérature, certainement en raison de la lourdeur des opérations liées au relâchement des noeuds. Néanmoins, dans une récente publication, Gullerud *et al.* [74] ont simulé la propagation d'une fissure en 3D avec la technique de relâchement des noeuds associée à un critère de rupture basé sur le CTOA (Crack Tip Opening Angle). L'analyse par éléments finis a également permis de reproduire l'« effet tunnel » (Figure I-46).

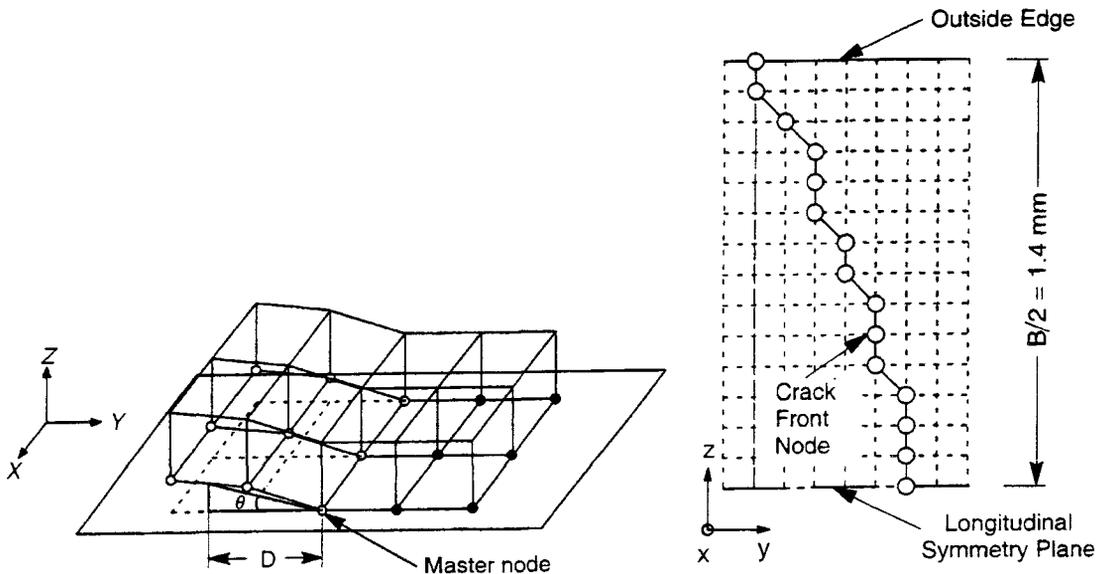


Figure I-46. (a) Procédure de relâchement des noeuds en 3D associée à un critère de rupture basé sur le CTOA. (b) Profil du front de fissure dans une éprouvette CCT [74].

I.3.7. Application de l'approche locale au cas des structures industrielles

De manière synthétique, l'application de l'approche locale à une structure quelconque peut se décomposer en 3 phases :

- (i) Essais en laboratoire de différentes éprouvettes axisymétriques entaillées (lorsque cela est possible) afin d'obtenir l'évolution de l'endommagement en fonction de la triaxialité et d'évaluer la dispersion lors de la rupture. Essais sur un type d'éprouvette fissurée (CT, CCP, ...) afin de déterminer la ténacité à l'amorçage J_{IC} et l'évolution de la propagation de la fissure.
- (ii) Identification des paramètres locaux (σ_1 , $(R/R_0)_c$, δ , f_c , ...) ainsi que de la taille du maillage en pointe de fissure, à partir des essais précédents, en reproduisant par éléments finis ces mêmes essais. Il est possible néanmoins de corréliser la taille du maillage aux caractéristiques métallurgiques [47].
- (iii) Pour l'application au cas industriel, la taille du maillage utilisée en pointe de fissure est celle identifiée précédemment. Après l'application du chargement, l'évaluation de l'endommagement dans toute la structure permet d'évaluer les risques de rupture ou de propagation de la fissure.

La détermination de l'intégrale J pour une géométrie complexe à partir d'essais expérimentaux est rarement reportée dans la littérature en raison de la difficulté de mise en place d'une telle expérience, ce type de tests ne pouvant bien souvent pas être réalisé sur des machines d'essais conventionnelles.

Cependant, au cours de ces dernières années, un certain nombre de programmes expérimentaux sur des structures à grandeur réelle a été réalisé dans le but d'évaluer la capacité des concepts de la mécanique de la rupture à vérifier l'intégrité des structures telles que les enceintes sous pression des réacteurs à eau pressurisée.

En effet, il est bien admis aujourd'hui que l'intégrale J n'est pas intrinsèque au matériau mais elle dépend de la géométrie et du type de chargement. Dès lors, un certain nombre de questions peuvent être posées : La courbe de résistance $J-\Delta a$ est-elle une mesure représentative de la ténacité lors de la propagation de la fissure ? Est-il possible de transférer la courbe $J-\Delta a$ obtenue avec une éprouvette de laboratoire à une autre géométrie plus complexe ? Si effectivement des effets de géométrie et d'échelle existent, une modélisation par l'approche locale est-elle capable d'en rendre compte ?

Pour répondre à ces questions, un programme de recherche important a été mis en place par EDF - "Les Renardières" d'une part et l'AEA Technology et le laboratoire Sirius en Grande-Bretagne d'autre part. Le thème de recherche portait sur l'analyse par l'approche locale d'un cylindre en rotation [57, 75, 76, 77]. Ces investigations ont mis en évidence les résultats suivants :

- expérimentalement, les essais ont montré un effet d'échelle. La ténacité du cylindre est plus importante que celle des éprouvettes CT (Figure I-47 et Figure I-48).

- ces problèmes de transférabilité de la ténacité ont également été mis en évidence du point de vue numérique avec le modèle de Rousselier.

- les paramètres du modèle de Rousselier ont été identifiés à partir des résultats obtenus sur les éprouvettes CT ($\sigma_1=350\text{MPa}$, $D=\sqrt{3}$ et $f_0=6.10^{-4}$). Ces paramètres ont ensuite été utilisés pour la simulation du cylindre en rotation. La prédiction de l'amorçage et les pentes sont en bon accord avec les mesures expérimentales [76]. Mais l'extension totale de la fissure est sous-estimée.

- des simulations similaires ont été réalisées en faisant varier la taille du maillage en pointe de fissure ($L_e=0.5, 0.25$ et 0.125mm), les paramètres du modèle Rousselier ayant été déterminés à partir d'essais de traction sur des éprouvettes axisymétriques entaillées ($\sigma_1=443, 516$ et 571MPa pour une taille de maille respectivement de $0.5, 0.25$ et 0.125mm). Les résultats montrent que les meilleures prédictions sont obtenues avec un maillage de 0.5mm mais que la ténacité à l'amorçage est sous-estimée quelle que soit la taille du maillage adoptée.

- la ténacité à l'amorçage J_{IC} obtenue de manière numérique est la même pour les trois tailles de maille, mais les pentes dJ/da des courbes ainsi que l'avancée totale de la fissure sont très proches des relevés expérimentaux (Figure I-49). Ces résultats semblent montrer que l'amorçage de la fissure dans le cylindre et dans l'éprouvette CT apparaissent pour une valeur de J identique ($J\cong 100\text{kJ/m}^2$). Ce dernier point fait actuellement l'objet de travaux au niveau métallographique faisant notamment intervenir les mesures de la longueur de zone d'émoussement, sur les éprouvettes CT ainsi que sur le cylindre.

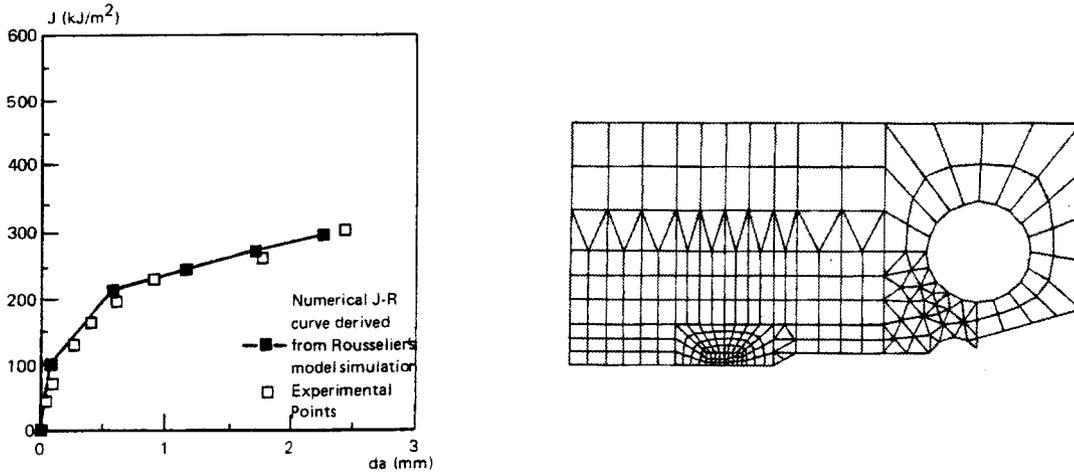


Figure I-47. Comparaison des courbes $J-\Delta a$ expérimentale et numérique pour une éprouvette CT [76].

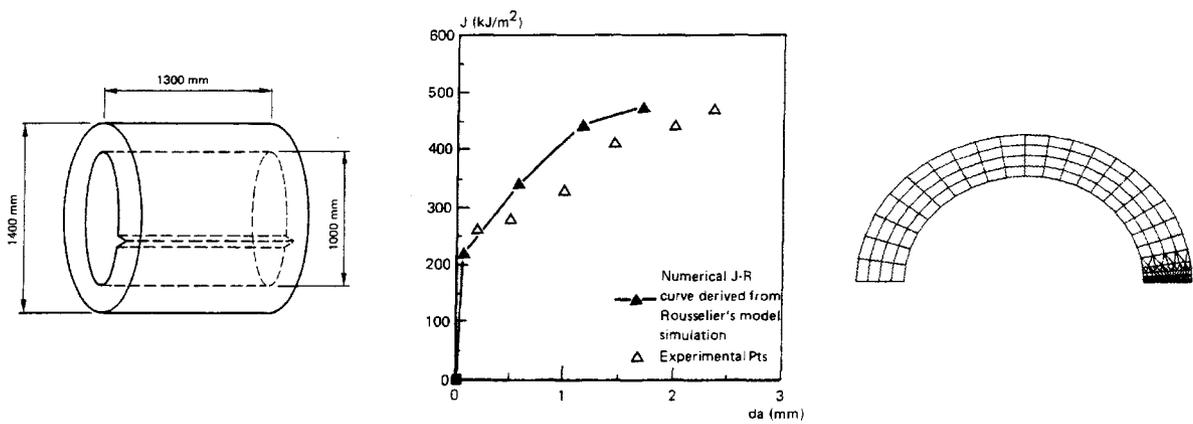


Figure I-48. Comparaison des courbes $J-\Delta a$ expérimentale et numérique pour le cylindre en rotation [76].

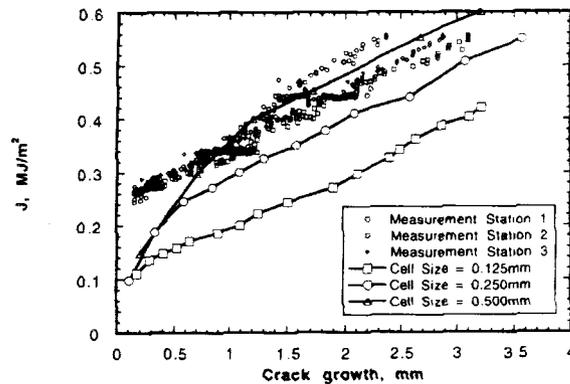


Figure I-49. Courbes $J-\Delta a$ expérimentale et numérique pour le cylindre en rotation [75].

Ce dernier point a également été étudié au CEA. Chapuliot et Marie [78] se basent sur les travaux d'Eisele et Roos pour définir un critère J caractérisant le début de la déchirure et qui soit uniquement dépendant du matériau. Ce critère est déterminé sur de petites éprouvettes de laboratoire puis transposé à des structures réelles. Eisele et Roos proposent de remplacer le paramètre $J_{0,2}$ par J_i , défini sur la courbe $J-\Delta a$ et correspondant à la valeur de J pour laquelle la fissure a avancé d'une longueur égale à la longueur de la zone d'émoussement. Pour valider ce nouveau critère, Chapuliot et Marie ont réalisé deux types d'essais. Une première série d'essais a été réalisée sur des éprouvettes CT12 et CT25. La Figure I-50 montre que $J_{0,2}$ est dépendant de la géométrie. L'observation au microscope électronique des faciès de rupture des deux types d'éprouvettes donne une longueur moyenne de la zone d'émoussement de $66\mu\text{m}$. La valeur de J_i correspondant à cette longueur est de 108kJ/m^2 (Figure I-50). Le deuxième type d'essai a été réalisé sur des joints de tube en T. L'ensemble est soumis à un chargement en flexion et la fissure initiale est située au pied de la jonction entre les deux tubes, comme le montre la figure (Figure I-51) issue d'une publication de Zerbst [79]. Les valeurs maximales de J le long de la fissure semi-elliptique sont de l'ordre de 130kJ/m^2 . Ce résultat est en bon accord avec le critère J_i déterminé à partir des éprouvettes CT.

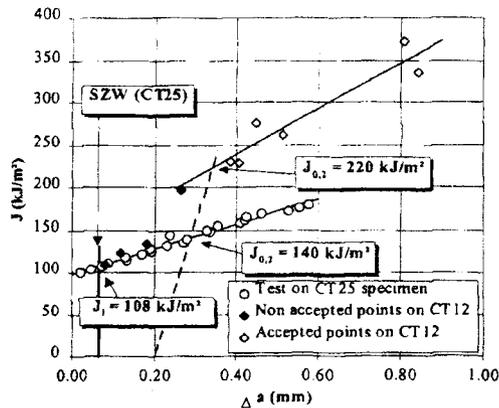


Figure I-50. Détermination des valeurs caractéristiques de J [78].

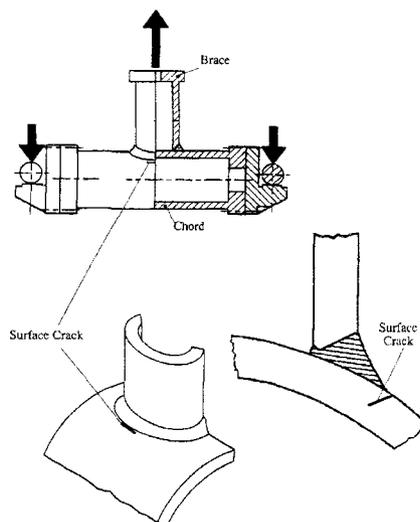


Figure I-51. Chargement en flexion d'un joint de tubes en T [79].

I.3.8. Normalisation de l'utilisation des critères de rupture locaux

I.3.8.1. Groupe de travail IRSID/ENSMP/CEA/EDF

En 1996, le CEA, EDF, l'Ecole des Mines de Paris et l'IRSID se sont associés dans le but de développer une méthodologie simplifiée permettant une utilisation rapide des critères de rupture (Weibull pour la rupture fragile et Rice-Tracey pour la rupture ductile) en faisant intervenir de nombreuses simulations numériques [80].

La mise en place de cette méthodologie permettra de prévoir la ténacité d'un matériau ou la tenue d'une structure à partir de simples essais de traction sur des éprouvettes lisses et entaillées.

La démarche consiste à réaliser des calculs par la méthode des éléments finis après avoir paramétré les lois de comportement sous la forme $\sigma = k\epsilon^n$. Chacun des laboratoires a utilisé son propre code de calcul : ASTER pour EDF, CASTEM 2000 pour le CEA, ZEBULON-6 pour l'Ecole des Mines de Paris et pour l'IRSID.

Ces travaux ont abouti à la construction d'abaques permettant de :

- dépouiller rapidement des essais de traction sur des éprouvettes axisymétriques entaillées. A partir d'une mesure de la déformation à rupture d'un échantillon, l'utilisateur peut déterminer directement des paramètres locaux critiques (taux critique de croissance de cavités $(R/R_0)_c$ par exemple).
- prévoir des valeurs de ténacité (J_{IC} par exemple) à partir de la connaissance de ces paramètres locaux critiques.

Les abaques pour différentes géométries fissurées ont également été paramétrés en fonction de grandeur mesurant le degré de confinement de la plasticité à la pointe de la fissure, ce qui permet également de porter un jugement rapide sur des situations impliquant un risque de rupture d'une structure.

Ces abaques ont été réalisés pour les géométries suivantes :

- 3 géométries d'éprouvettes axisymétriques entaillées (AE2, AE4 et AE10). Ils se présentent sous la forme de figures relatives chacune à une géométrie et une valeur du coefficient d'écroûissage n ($n=0.01, 0.05, 0.1, 0.15$ et 0.3) (Figure I-52).
- 3 géométries d'éprouvettes fissurées possédant des longueurs de fissure relatives a/W différentes (Tableau I-5). Ils se présentent sous la forme de deux figures relatives à chaque géométrie. La première figure donne à titre indicatif la courbe de « charge-ouverture sur la ligne d'application de l'effort » pour différentes valeurs du coefficient d'écroûissage n ($n=0.01, 0.05, 0.1, 0.15$ et 0.2). La seconde donne l'évolution de la quantité $\Delta a \cdot \ln(R/R_0)$ en fonction de J/Re pour les mêmes valeurs de n (Figure I-53).

Type d'éprouvette	CT ("Compact Tension")		CCP ("Central Crack Panel")	3PB (Flexion 3 points)	
	0.5	0.6	0.5	0.39	0.5
a/W	0.5	0.6	0.5	0.39	0.5

Tableau I-5. Géométrie des éprouvettes fissurées.

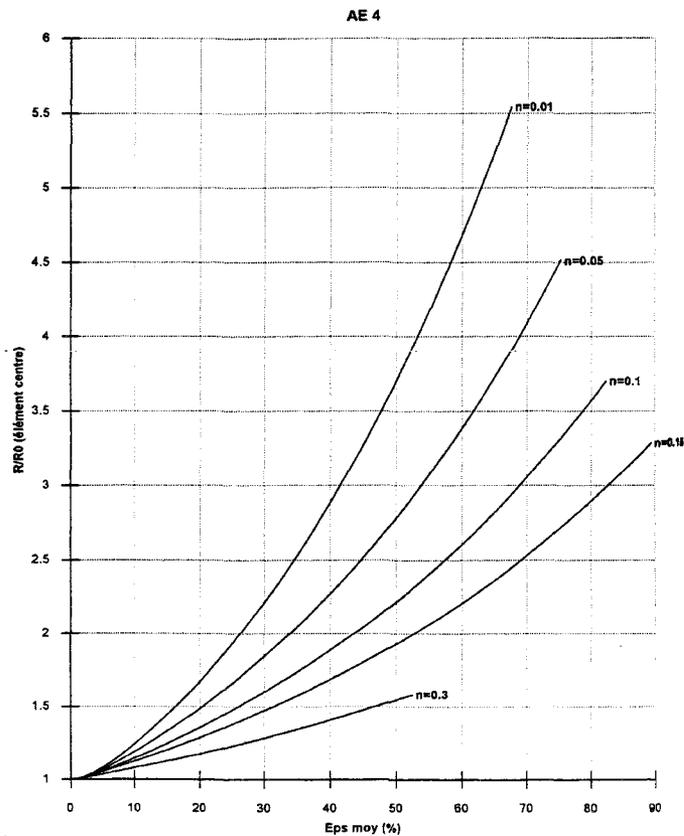


Figure I-52. Exemple d'abaque pour l'éprouvette axisymétrique entaillée AE4.

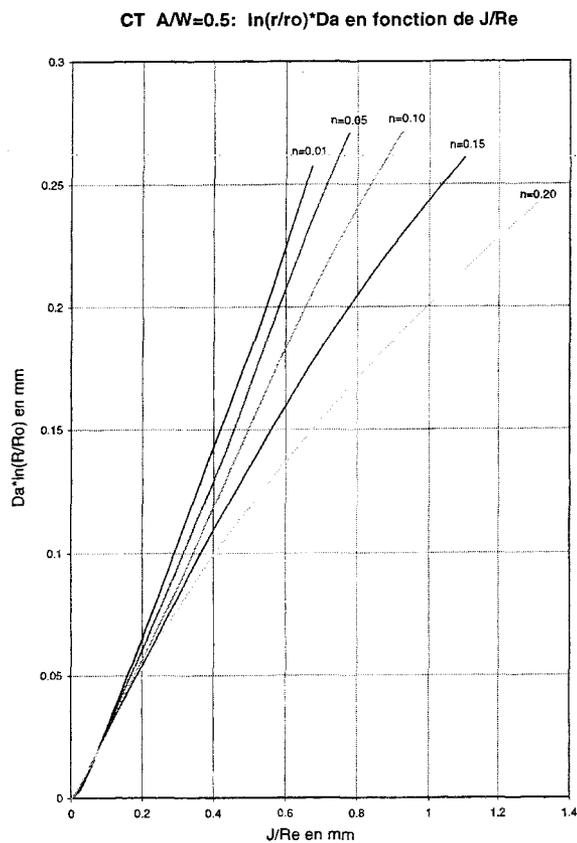


Figure I-53. Exemple d'abaque pour l'éprouvette fissurée CT ($a/W=0.5$).

Afin de contrôler la validité de nos calculs par éléments finis dans les cas des éprouvettes axisymétriques entaillées, nous avons comparé nos résultats avec les abaques présentés ci-dessus. Nos calculs ont été effectués à l'aide du code de calcul SYSTUS. Les différents résultats sont fournis en annexe C.

1.3.8.2. Intégration des méthodes d'approche locale dans la procédure R6

En 1998, une nouvelle annexe a été intégrée dans la procédure R6 (Vérification de l'intégrité de structures contenant des défauts). De manière générale, cette procédure R6 fournit à l'utilisateur des diagrammes permettant de vérifier l'intégrité d'une structure contenant un défaut et se compose de différentes annexes.

L'annexe 17 [81], introduite récemment, est relative aux méthodes d'approche locale. Elle fournit un guide pour l'identification des paramètres pour quatre modèles à partir de données issues d'essais standards de la mécanique de la rupture d'une part, et l'application des méthodes de l'approche locale d'autre part.

Les quatre modèles de l'approche locale considérés dans cette annexe sont :

- le modèle de Beremin pour la rupture fragile ;
- le modèle de Beremin pour la rupture ductile ;
- le modèle d'endommagement continu de Rousselier ;
- le modèle d'endommagement continu de Gurson.

Les différents points concernés dans l'annexe 17 sont les suivants [81] :

- (i) obtenir des données expérimentales de référence pour un matériau donné à partir d'éprouvettes fissurées ;
- (ii) identifier les paramètres locaux des modèles à partir d'observations microstructurales et des données expérimentales déterminées à l'étape (i) ;
- (iii) reproduire par éléments finis les essais expérimentaux de référence ;
- (iv) comparer les simulations numériques avec les résultats expérimentaux ;
- (v) si la précision au niveau du point (iv) n'est pas satisfaisante, répéter les étapes (iii) et (iv) ;
- (vi) utiliser les paramètres locaux du modèle pour l'analyse par éléments finis d'une structure et prédire son comportement.

L'utilisation des modèles basés sur l'approche locale fait également l'objet d'une recommandation proposée par l'ESIS (European Structural Integrity Society) en 1995. Elle concerne les essais et l'analyse par éléments finis d'éprouvettes de traction axisymétriques entaillées pour l'identification des paramètres locaux des modèles. Cette recommandation est le fruit d'un programme d'essais et de calculs croisés, impliquant 20 laboratoires européens [82].

I.4. Conclusion

L'intégrité mécanique des structures peut être vérifiée en utilisant une approche globale en mécanique de la rupture, telle que l'intégrale J . Dans ce chapitre, nous avons vu que plusieurs paramètres ont une influence sur la valeur du paramètre J , et en particulier sur le critère J_{IC} . De plus, l'utilisation de critères globaux ne permet pas de rendre compte de l'influence complexe de la géométrie et du système de chargement, ce qui limite la validité de l'approche globale.

De ce point de vue, l'approche locale peut être une alternative intéressante. Elle se propose de décrire la rupture du matériau à l'aide de modèles micromécaniques. Dans le cadre de cette étude, trois modèles utilisant l'approche locale de la mécanique de la rupture, présentés en détail dans cette recherche bibliographique, ont retenu notre attention pour les raisons suivantes :

- (1) Le modèle découplé de **Rice-Tracey**, basé sur la croissance des cavités. Ce modèle est simple d'utilisation car il ne nécessite la détermination que d'un seul paramètre : le taux critique de croissance des cavités $(R/R_0)_c$. Nous avons vu qu'il était possible de simuler l'avancée de la fissure par la méthode de relâchement des noeuds. Cependant, dans une structure hétérogène ou, de manière générale, lorsque le trajet de la fissure n'est pas connu, ce modèle se limite à la prévision de l'amorçage de la fissure.
- (2) Le modèle couplé de **Rousselier**, basé sur une approche thermodynamique des matériaux standards généralisés, décrit, comme le modèle de Rice-Tracey, la croissance d'une cavité sphérique. Il a cependant l'avantage de simuler la propagation de la fissure par endommagement automatique des mailles. En revanche, ce modèle ne tient pas compte de la phase de coalescence des cavités. Sa formulation a néanmoins été étendue par certains auteurs en introduisant une fraction volumique critique de cavités. Le nombre de variables caractérisant ce modèle reste limité : la résistance de la matrice à la déchirure ductile σ_1 , une constante D et la fraction volumique initiale de cavités f_0 .
- (3) Le modèle couplé de Gurson est basé sur l'étude d'une cellule élémentaire de matière contenant une cavité sphérique en son centre. L'expression du potentiel plastique de Gurson a été étendue par divers auteurs pour prendre en compte l'interaction entre les cavités, la phase de germination et de coalescence. Dans sa formulation complète, le modèle de **Gurson-Tvergaard-Needleman** est donc très intéressant puisqu'il intègre le processus de rupture ductile dans sa totalité. Mais, les paramètres du modèle sont, de ce fait, nombreux et certains d'entre eux sont difficiles à déterminer expérimentalement (en particulier les paramètres liés à la germination et à la coalescence) : q_1 , q_2 , f_0 , f_c , f_n , ε_n , S_n et f_F (ou δ).

Enfin, il convient, pour chacun de ces modèles, de définir une taille de maille en pointe de fissure, représentative de la distribution en inclusions.

I.5. Références

-
- [1] **J.D. Eshelby**, *Calculation of energy release rate*, *Propects of Fracture Mechanics* Sih, Van Elst, Broeck Ed Noordhoff, pp. 69-84, 1974.
- [2] **G.P. Cheperanov**, *Crack propagation in continuous media*, *USSR J. Appl. Math. and Mech. Translation*, Vol. 31, pp. 504, 1967.
- [3] **J.R. Rice**, *A path independant integral and the approximate analysis of strain concentrations by notches and cracks*, *J. Appl. Mech.*, pp. 379-386, 1968.
- [4] **M. Naït Abdelaziz**, *Contribution à l'étude de la déchirure des matériaux par approche globale et approche locale de la mécanique de la rupture*, *Habilitation à Diriger des Recherches*, Université des Sciences et Technologies de Lille, Mai 1997.
- [5] **J.W. Hutchinson**, *Plastic stress and strain fields at a crack tip*, *J. Mech. Phys. Solids*, Vol. 16, pp. 337-347, 1968.
- [6] **J.W. Hutchinson**, *Singular behavior at the end of a tensile crack in a hardening material*, *J. Mech. Phys. Solids*, Vol. 16, pp. 13-31, 1968.
- [7] **J.R. Rice and G.F. Rosengren**, *Plane strain deformation near a crack tip in a power-law hardening material*, *J. Mech. Phys. Solids*, Vol. 16, pp. 1-12, 1968.
- [8] **N.J.I. Adams and H.G. Munro**, *A single test method for evaluation of J integral as a fracture parameter*, *Engineering Fracture Mechanics*, Vol. 6, pp. 119-132, 1974.
- [9] **T. Kanazawa, S. Machida, M. Onozuka et S. Kaneda**, *Etude préliminaire du critère de rupture par l'intégrale J*, *Soudage et Techniques connexes*, pp. 219-228, Juin 1997.
- [10] **G. Sanz**, *La rupture des aciers, la mécanique de la rupture*, *Collection IRSID OTUA*, Tome 2, 1975.
- [11] **K.H. Schwalbe and B. Neale**, *A procedure for determining the fracture behaviour of materials - the unified fracture mechanics test method EFAM GTP 94*, *Fatigue Fract. Engng. Mater. Struct.*, Vol. 18, N°4, pp. 413-424, 1995.
- [12] **E. Smith**, *The use of eta factors to describe the J integral : the ASTM 1152 standard for the compact tension specimen*, *Engineering Fracture Mechanics*, Vol. 41, N°2, pp. 241-246, 1992.
- [13] **J.D.G. Sumpter**, *Simple J_c estimation formulae for three-point bend specimens*, *Fatigue Fract. Engng Mater. Struct.* Vol. 15, N° 11, pp. 1071-1080, 1992.

- [14] **ASTM**, *Standard test method for J_{IC} , a measure of fracture toughness ASTM Standard*, E813-89, 1989.
- [15] **ESIS**, *Procedure for determining the fracture behaviour of materials*, ESIS P2-92, January 1992.
- [16] **H. Ghfiri**, *Application de la mécanique de la rupture aux matériaux à comportement non linéaire*, Thèse, Université des Sciences et Technologies de Lille, 1993.
- [17] *Recommandations d'essais de mesure de résistance à la déchirure ductile des matériaux métalliques (Essais $J-\Delta a$)* - Groupe Fragilité-Rupture, 1986.
- [18] **A. Amrouche**, *L'étude de la déchirure ductile : Application aux cordons de soudure*, Thèse, Université des Sciences et Technologies de Lille, 1987.
- [19] **F. Nilsson, J. Faleskog, K. Zaremba and H. Öberg**, *Elastic-plastic fracture mechanics for pressure vessel design*, Fatigue Fract. Engng. Mater. Struct. Vol. 15, N° 1, pp. 73-89, 1992.
- [20] **ESIS**, *Recommendations for determining the fracture resistance of ductile materials*, ESIS P1-92, 1992.
- [21] **British Standard**, *Fracture mechanics toughness tests, Part 1. Method for determination of K_{IC} , critical CTOD and critical J values of metallic materials*, BS 7448, Part 1, 1991.
- [22] **P.W. Beaver, M. Heller, and T.V. Rose**, *Determinations of J_{IC} for 2024-T351 Aluminium alloy*, Fatigue Fract. Engng. Mater. Struct. Vol. 10, N° 6, pp. 495-506, 1987.
- [23] **E. Haioun**, *Application de l'approche locale de la rupture à l'étude de la transition ductile-fragile dans l'Aciers 16MND5*, Thèse, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 1986.
- [24] **J.C. Lautridou**, *Etude de la déchirure ductile d'aciers à faible résistance, influence de la teneur inclusionnaire*, Thèse, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 1980.
- [25] **H.J. Kaiser, K.E. Hagedorn**, *Prediction of maximum load values of different sized CT-specimens using the J-R Curve concept*, 4th European Conference on Fracture, pp. 76-83, Austria, September 1982.
- [26] **K.H. Schwalbe, B. Hayes, K. Baustian, A. Cornec, R. Gordon, M. Hodayun and B. Voss**, *Validation of the fracture mechanics test method EGF P1-87D (ESIS P1-90/ESIS P1-92)*, Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures, Vol. 16, N°11, pp. 1231-1284, 1993.
- [27] **B.W. Pickles, T. Ingham and D.P.G. Lidbury**, *Fracture toughness studies on PWR vessel materials*, RNL, UKAEA, 1983.

- [28] **B. Voss, J.G. Blauel**, *Experimental determination of crack growth resistance curves*, 4th European Conference on Fracture, pp. 47-56, Austria, September 1982.
- [29] **L. Bauvineau**, *Approche locale de la rupture ductile : application à un acier au Carbone-Manganèse*, Thèse, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 1996.
- [30] **GRECO**, *Physique et mécanique de l'endommagement*, ed. Montheillet, F. Moussy, les éditions de physique, 1988.
- [31] **X. Gao, J. Faleskog, C.F. Shih and R.H. Dodds**, *Ductile tearing in part-through cracks : experiments and cell-model predictions*, Engineering Fracture Mechanics, Vol. 59, N°6, pp. 761-777, 1998.
- [32] **J.R. Rice, D.M. Tracey**, *On ductile enlargement of voids in triaxial stress fields*, Journal of Mechanics and Physics of Solids, Vol. 17, pp. 201-217, 1969.
- [33] **A. Al Rassis**, *Contribution à l'étude de la déchirure ductile à chaud dans les joints soudés et modélisation numérique en approche globale et en approche locale*, Thèse de doctorat, U.S.T.L., Décembre 1995.
- [34] **C. Licht, S. Suquet**, *Croissance de trous, prise en compte d'interactions*, Rapport final ATP CNRS, Plasticité des matériaux solides, Laboratoire de Mécanique Générale des Milieux Continus, Montpellier, 1987.
- [35] **B. Marini, F. Mudry, A. Pineau**, *Experimental study of cavity growth in ductile rupture*, Engineering Fracture Mechanics, Vol. 22, N°6, pp. 989-996, 1985.
- [36] **F.M. Beremin**, *Study of fracture criteria for ductile rupture of A508 Steel*.
- [37] **T. Pardoën, P. Delatte, J. Morhet, I. Doghri, R. Knockaert, F. Delannay**, *Application of local fracture models to notched round copper bars*, 1st European Mechanics of Materials Conference on Local Approach to Fracture, Fontainebleau, Septembre 1996.
- [38] **T. Pardoën, I. Doghri, F. Delannay**, *Experimental and numerical comparison of void growth models and void coalescence criteria for the prediction of ductile fracture in copper bars*, Acta Materialia, Vol. 46, N°2, pp. 541-552, 1998.
- [39] **L. Bauvineau, H. Burlet, C. Eripret, A. Pineau**, *Modelling ductile stable crack growth in a C-Mn steel with local approaches*, 1st European Mechanics of Materials Conference on Local Approach to Fracture, Fontainebleau, Septembre 1996.
- [40] **J.C. Devaux, B. Marini, F. Mudry et A. Pineau**, *Etude de l'amorçage et de la propagation stable des fissures en milieu tridimensionnel utilisant un critère physique de rupture ductile*, Rapport interne.
- [41] **Framasoft**, *Mécanique de la rupture 2D-3D - Approche globale-Approche locale*, Rapport CSS/L.NT/90.4009 - Rév.A

- [42] **J.C. Devaux, G. Mottet, P. Balladon, A. Pellissier-Tanon**, *Calibration of the parameters of ductile fracture damage model on an austenitic-ferritic duplex welded joint*, Nuclear Engineering and Design, Vol. 105, pp. 131-138, 1987.
- [43] **Systus**, *Manuel d'utilisation*, 1995.
- [44] **P. Hornet, C. Eripret**, *Simulation numérique du comportement à rupture d'un joint soudé fissuré en acier inoxydable*, Rapport interne, EDF, 1991.
- [45] **J. Delmotte**, *Modélisation numérique de la déchirure ductile en milieu bidimensionnel à l'aide de l'approche locale - Simulation des courbes de résistance à la fissuration*, Thèse de doctorat, U.T.C. Compiègne, Janvier 1992.
- [46] **R.H. Dodds, JR. And M. Tang, T.L. Anderson**, *Numerical procedures to model ductile crack extension*, Engineering Fracture Mechanics, Vol. 46, N°2, pp. 253-264, 1993.
- [47] **F. Mudry**, *Etude de la rupture ductile et de la rupture par clivage d'aciers faiblement alliés*, Thèse, Université de Technologie de Compiègne, 1982.
- [48] **R. Chaouadi, P. De Meester, M. Scibetta**, *Micromechanical modelling of ductile fracture initiation to predict fracture toughness of reactor pressure vessel steels*, 1st European Mechanics of Materials Conference on Local Approach to Fracture, Fontainebleau, Septembre 1996.
- [49] **F. Moussy**, *Microstructure, endommagement et rupture ductile*, Mémoires et Etudes Scientifiques Revue de Métallurgie, pp. 205-222, Avril 1987.
- [50] **J. Delmotte, A. Abisror, J.M. Roelandt**, *Modélisation numérique de la déchirure ductile - Application à la simulation des courbes R - Etude du caractère intrinsèque du critère utilisé*, DATAID, Actes des Conférences StruCoMe, pp.171-182, Novembre 1991.
- [51] **Y. Huang**, *Accurate dilatation rates for spherical voids in triaxial stress fields*, Division of Applied Sciences Haward University, December 1989.
- [52] **G. Rousselier**, *Ductile fracture models and their potentiel in local approach to fracture*, Nuclear Engineering and Design, Vol. 105, pp. 97-111, 1987.
- [53] **G. Rousselier**, *Les modèles de rupture et leurs possibilités actuelles dans le cadre de l'approche locale de la rupture*, Séminaire international sur l'approche locale de la rupture, Centre de recherche « Les Renardières », pp. 256-2844, 1986.
- [54] **A.G. Franklin**, *Comparison between a quantitative microscope and chemical methods for assessment of non-metallic inclusions*, Journal of Iron and Steel Institute, pp. 181-186, 1969.
- [55] **U. Eisele, M. Seidenfuss, J.-M. Pitard-Bouet**, *Comparison between fracture mechanics and local approach models for the analysis of shallow cracks*, 1st European Mechanics of Materials Conference on Local Approach to Fracture, Fontainebleau, Septembre 1996.

- [56] **Z.H. Li, B. A. Bilby, I.C. Howard**, *A study of internal parameters of ductile damage theory*, Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures Vol. 17, N°9, pp. 1075-1087, 1994.
- [57] **B.A. Bilby, I.C. Howard, Z.H. Li**, *Mesh independent cell models for continuum damage theory*, Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures, Vol. 17, N°10, pp. 1221-1233, 1994.
- [58] **I.C. Howard, Z.H. Li, B.A. Bilby**, *Ductile crack growth predictions for large centre cracked panels by damage modelling using 3-D finite element analysis*, Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures, Vol. 17, N°8, pp. 959-969, 1994.
- [59] **R. Batische, M. Bethmont, G. Devesa, G. Rousselier**, *Ductile fracture of A 508 Cl.3 steel in relation with inclusion content : the benefit of the local approach of fracture and continuum damage mechanics*, Séminaire international sur l'approche locale de la rupture, Centre de recherche « Les Renardières », pp. 285-298, Août 1986.
- [60] **A.L. Gurson**, *Continuum theory of ductile rupture by void nucleation and growth : part I - Yield criteria and flow rules for porous ductile media*, ASME Journal of Engineering Materials and Technology, Vol. 99, pp. 2-15, 1977.
- [61] **V. Tvergaard**, *On localization in ductile materials containing spherical voids*, International Journal of Fracture, Vol. 18, pp. 237-252, 1982.
- [62] **G. Perrin, J.B. Leblond**, *Analytical study of a hollow sphere made of plastic porous material and subjected to hydrostatic tension - Application to some problems in ductile fracture metals*, International Journal of Plasticity, Vol. 6, pp. 677-698, 1990.
- [63] **V. Tvergaard, Needleman**, *Analysis of the cup-cone fracture in round tensile bar*, Acta Metallurgica, Vol. 32, pp. 157-169, 1984.
- [64] **S. Roy Chowdhury, R. Narasimhan**, *Finite element simulations of ductile rupture in a constrained metal foil*, Materials Science and Engineering A, Vol. 191, pp. 27-37, 1995.
- [65] **C.C. Chu, Needleman**, *Void nucleation effects in biaxially stretched sheets*, Journal of Engineering Materials and Technology, Vol. 102, pp. 249-256, 1980.
- [66] **C. Geney**, *Etude expérimentale et modélisation par approche locale de la rupture ductile de trois aciers inoxydables austénitiques et d'un acier 16MND5*, Thèse de doctorat, U.S.T.L., Septembre 1998.
- [67] **J. Devaux, P. Joly, J.B. Leblond**, *Simulation by the local approach of ductile crack growth in a pressure vessel steel using an improved Gurson-Tvergaard model*, 21st MPA Seminar, October 1995.

- [68] **W. Brocks, S. Hao, D. Steglich**, *Micromechanical modelling of the damage and toughness behaviour of nodular cast iron materials*, 1st European Mechanics of Materials Conference on Local Approach to Fracture, Fontainebleau, Septembre 1996.
- [69] **D. Steglich, W. Brocks**, *Micromechanical modelling of damage and fracture of ductile materials*, Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures, Vol. 21, N°10, pp. 1175-1188, 1998.
- [70] **W. Brocks, D.Z Sun, A. Hömig**, *Verification of micromechanical models for ductile fracture by cell model calculations*, Computational Materials Science, Vol. 7, pp. 235-241, 1996.
- [71] **Z.L. Zhang**, *A sensitivity analysis of material parameters for the Gurson constitutive model*, Fatigue Fract. Engng Mater. Struct., Vol. 19, N°5, pp. 561-570, 1996
- [72] **M.J. Dong, C. Berdin, A.S. Beranger, C. Prioul**, *Damage effect in the fracture toughness of nodular cast iron*, 1st European Mechanics of Materials Conference on Local Approach to Fracture, Fontainebleau, Septembre 1996.
- [73] **I.C. Howard, Z.H. Li, D.P.G. Lidbury, A.M. Othman, R. Patel, A.H. Sherry and J. Simpson**, *Two- and three-dimensional effects of the simulation of wide plate tests*, ECF12 Fracture from defects, Vol. II, pp. 963-968, Sheffield, September 1998.
- [74] **A.S. Gullerud, R.H. Dodds Jr., R.W. Hampton, D.S. Dawicke**, *Three-dimensional modeling of ductile crack growth in thin sheet metals : computational aspects and validation*, Engineering Fracture Mechanics, Vol. 63, N°4, pp. 347-374, 1999.
- [75] **D.P.G. Lidbury, A.H. Sherry, B.A. Bilby, I.C. Howard, Z.H. Li, C. Eripret**, *Prediction of the first spinning cylinder test using continuum damage mechanics*, Nuclear Engineering and Design, Vol. 152, pp. 1-10, 1994.
- [76] **C. Eripret, G. Rousselier**, *First spinning cylinder test analysis using a local approach to fracture*, Nuclear Engineering and Design, N° 152, pp. 11-18, 1994.
- [77] **B.A. Bilby, I.C. Howard and Z.H. Li**, *Prediction of the first spinning cylinder test using ductile damage theory*, Fatigue Fract. Engng Mater. Struct., Vol. 16, N°1, pp. 1-20, 1992.
- [78] **S. Chapuliot and S. Marie**, *On the ductile tearing initiation : comparison between a complex structure and CT specimen*, ECF12 Fracture from Defects, Vol. II, pp. 859-864, Sheffield, September 1998.
- [79] **U. Zerbst, J. Heerens and K.H. Schwalbe**, *Fracture mechanics analysis based on a local simulation principle*, Fatigue Fract. Engng Mater. Struct., Vol. 18, N°3, pp. 371-376, 1995.
- [80] **M. Di Fant, V. Le Cocq, O. Cleizergues, G. Carollo, F. Mudry, L. Bauvineau, H. Burlet, A. Pineau, B. Marini, M. Koundy, C. Sainte Catherine, C. Eripret**, *Mise en place*

d'une méthodologie simplifiée pour utiliser des critères locaux de rupture, Rapport final - Convention MRES N°93.A.0334, Février 1996.

[81] **R.A. Ainsworth, A.H. Sherry and R. Koers**, *Recent developments in numerical fracture methods within the R6 procedure*, ECF12 Fracture from Defects, pp. 921-926, Septembre 1998.

[82] **F. Mudry, M. Di Fant**, *A round robin on the measurement of local criteria*, Rapport IRSID RI 93.334, 1993.

[86] **P. Achon**, *Comportement et ténacité d'alliages d'aluminium à haute résistance*, Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, Octobre 1994.

[87] **L. Bauvineau, M. Bethmont, H. Burlet, A. Pineau**, *Effect of test specimen geometry on ductile fracture toughness of a C-Mn steel*, ECF11 Mechanisms and mechanics of damage and failure, pp. 805-810, Septembre 1996.

[88] **D.Z. Sun, D. Siegle, B. Voss, W. Schmitt**, *Application of local damage models tot the numerical analysis of ductile rupture*, Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures, Vol. 12, N°3, pp. 201-212, 1989.

[89] **R. Chaouadi, P. De Meester, W. Vandermeulen**, *Damage work as ductile fracture criterion*, International Journal of Fracture, Vol. 66, pp. 155-164, 1994.

[90] **S. Carassou, S. Renevey, B. Marini, A. Pineau**, *Modelling of the ductile to brittle transition of a low alloy steel*, ECF12 Fracture from defects, pp. 691-696, Septembre 1998.

[91] **E. Roos, U. Alsmann, K. Elsässer, U. Eisele, M. Seidenfuss**, *Experiments on warm prestress effect and thier numerical simulation based on local approach*, ECF12 Fracture from defects, pp. 939-944, Septembre 1998.

[92] **K. Decamp, L. Bauvineau, J. Besson, A. Pineau**, *Size and geometry effects on ductile rupture of notched bars in a C-Mn steel : experiments and modelling*, International Journal of Fracture, Vol. 88, pp. 1-18, 1997.

[93] **M.C. Burstow, I.C. Howard**, *Predicting the effects of crack tip constraint on material resistance curves using ductile damage theory*, Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures, Vol. 19, N°4, pp. 461-474, 1996.

[94] **O.P. Sovik**, *Experimental and numerical investigation of void nucleation in an AlMgSi alloy*, 1st European Mechanics of Materials Conference on Local Approach to Fracture, Fontainebleau, Septembre 1996.

[95] **C. Betegon, C. Rodriguez, F. J. Belzunce**, *Analysis and modelisation of short crack growth by ductile fracture micromechanisms*, Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structure, N°5, Vol. 20, pp. 633-644, 1997.

[96] **A.K. Ghosal, R. Narasimhan**, *Numerical simulations of hole growth and ductile fracture initiation under mixed-mode loading*, International Journal of Fracture, Vol. 77, pp. 281-304, 1996.

[97] **M. Kuna, D.Z. Sun**, *Three-dimensional cell model analyses of void growth in ductile materials*, International Journal of Fracture, Vol. 81, pp. 235-258, 1996.

[98] **R. He, D. Steglich, J. Heerens, G-X Wang, W. Brocks, M. Dahms**, *Influence of particule size and volume fraction on damage and fracture in Al-Al₃Ti composites and micromechanical modelling using the GTN model*, Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures, Vol. 21, N°10, pp.1189-1201, 1998.

[99] **S. Hao, W. Brocks, J. Heerens, D. Hellmann**, *Simulation of 3D ductile crack growth by the Gurson-Tvergaard-Needleman model*, ECF11 Mechanisms and mechanics of damage and failure, pp. 805-810, Septembre 1996.

[100] **D.Z. Sun, D. Siegle, B. Voss, W. Schmitt**, *Application of local damage models tot the numerical analysis of ductile rupture*, Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures, Vol. 12, N°3, pp. 201-212, 1989.

[101] **T. Siegmund, G. Bernauer, W. Brocks**, *Two models of ductile fracture in contest : porous metal plasticity and cohesive elements*, ECF12 Fracture from defects, pp. 933-938, Septembre 1998.

[102] **L. Xia, L. Cheng**, *Transition from ductile tearing to cleavage fracture : a cell-model approach*, International Journal of Fracture, Vol. 87, N°3, 1997.

[103] **W. Schmitt, D.Z. Sun, J.G. Blauel**, *Damage mechanics analysis (Gurson model) and experimental verification of the behaviour of a crack in a weld-cladded component*, Nuclear Engineering and Design, Vol. 74, pp. 237-246, 1997.

[104] **B. Skallerud, Z.L. Zhang**, *A 3D numerical study of ductile tearing and fatigue crack growth under nominal cyclic plasticity*, International Journal of Solids and Structures, Vol. 34, N°24, pp. 3141-3161, 1997.

CHAPITRE II

ETUDE EXPERIMENTALE

II. Etude expérimentale

II.1. Introduction

L'objectif de cette partie est d'analyser l'influence de la fraction volumique d'inclusions sur la ténacité et la résistance à la propagation de la fissure. Pour cela, nous avons choisi trois matériaux possédant des taux inclusionnaires différents : (1) un acier au Carbone-Manganèse étudié dans la configuration d'un joint soudé, (2) un alliage d'aluminium 2024-T351 et (3) un acier au nickel-chrome, nuance 12NC6.

Le choix de ces trois matériaux est motivé par les raisons suivantes :

- Le joint soudé a été étudié dans le cadre d'un contrat de recherche avec le centre de recherche EDF - Les Renardières. Il s'agit avant tout d'une opportunité industrielle. Nous avons cependant étendu nos investigations au-delà des termes du contrat.
- L'alliage d'aluminium, couramment utilisé dans la construction aéronautique, se présente sous la forme de tôles d'épaisseur 1.6mm, ce qui lui confère un état de contraintes planes. Ce cas nous a paru intéressant car peu traité dans le cadre de l'approche locale.
- L'acier 12NC6, qui a déjà fait l'objet de travaux au sein du laboratoire sur le thème du comportement en fatigue, a retenu notre attention pour sa faible teneur inclusionnaire.

Ce chapitre regroupe les résultats et les observations obtenus au cours de l'étude menée sur ces trois matériaux et se décompose en cinq parties :

- 1°) Présentation des différents matériaux, en particulier leur composition chimique et leur microstructure.
- 2°) Essais de traction monotone visant à déterminer les caractéristiques mécaniques des différents matériaux, et notamment les courbes d'écrouissage, nécessaires pour la modélisation numérique.
- 3°) Essais de traction effectués sur des éprouvettes axisymétriques entaillées, dans le cas de l'acier 12NC6. Ces essais permettront la calibration des paramètres des modèles basés sur l'approche locale.
- 4°) Essais menés sur des éprouvettes fissurées, afin d'établir les courbes de résistance à la déchirure ductile.
- 5°) Analyse de l'endommagement des différents matériaux. Ces examens s'appuient sur l'observation des faciès de rupture des éprouvettes fissurées et de traction. Pour chaque matériau, nous nous intéressons également à la nature des inclusions, qui sont à l'origine de l'endommagement.

II.2. Matériaux étudiés

Notre étude porte sur la caractérisation de la résistance à la déchirure ductile dans le cas de trois matériaux différents :

- (1) Un acier au C-Mn (A48) utilisé pour les tuyauteries des circuits secondaires des réacteurs à eau pressurisée et étudié dans la configuration d'un joint soudé¹. Celui-ci est composé de trois zones de caractéristiques mécaniques et microstructures différentes : le métal de base MB qui est un acier au C-Mn, le métal fondu MF ou métal d'apport provenant des électrodes de soudage et la zone affectée thermiquement ZAT.
- (2) Un alliage d'aluminium (2024-T351) se présentant sous forme d'une tôle mince d'épaisseur 1.6mm. Ces tôles sont obtenues par laminage, ce qui leur confère des propriétés différentes suivant que l'on sollicite la matière dans la direction de laminage (sens « Long » L) et la direction perpendiculaire à la direction de laminage (sens « Travers Long » TL). Par conséquent, les différentes propriétés du matériau seront analysées suivant ces deux directions.
- (3) Un acier au nickel-chrome (12NC6) utilisé pour son adaptabilité aux traitements thermiques. Cet acier a subi un traitement thermique (880°C pendant 1 heure puis refroidissement lent dans le four) pour adoucir ses caractéristiques mécaniques.

II.2.1. Cas du joint soudé

Les compositions chimiques des trois composants du joint soudé sont regroupées dans le Tableau II-1.

	C	S	P	Si	Mn	Ni	Cr	Mo	Cu	V	Al	N
MB, ZAT	0.18	0.025	0.012	0.25	1.14	0.08	0.08	<0.02	0.18	<0.02	<0.02	-
MF	0.076	0.007	0.009	0.34	1.33	0.04	0.04	0.01	0.08	0.015	<0.001	0.009

Tableau II-1. Composition chimique en pourcentage de poids des trois composants du joint soudé [1].

Le métal de base est un acier ferrito-perlitique en bande (Figure II-1) et le métal fondu possède une structure dendritique. En revanche, la ZAT plus hétérogène est constituée de quatre couches structurales : ferrito-perlitique avec perlite globulaire, ferritique avec des îlots de bainite, ferritique avec des formations bainitiques aux joints de grains, îlots de bainite séparés par de la ferrite proeutectoïde [1].

¹ Les résultats expérimentaux qui concernent le joint soudé au C-Mn sont extraits de la thèse de A. Al Rassis [1].

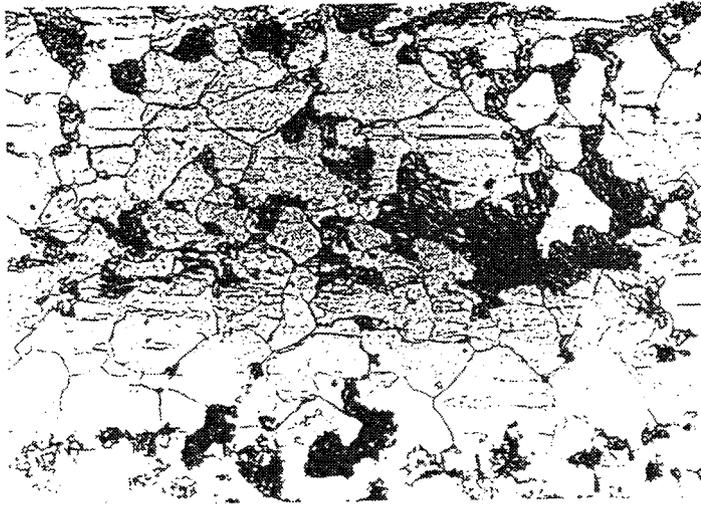


Figure II-1. Microstructure du métal de base (acier au Carbone-Manganèse, nuance A48).

II.2.2. Cas de l'alliage d'aluminium 2024-T351

La composition chimique de l'alliage d'aluminium est donnée par le Tableau II-2.

Cu	Mg	Mn	Cr	Si	Fe	Ti	Zn	Zr
4.31	1.47	0.64	0.01	0.09	0.19	0.02	0.14	0.01

Tableau II-2. Composition chimique en pourcentage de poids de l'alliage d'aluminium 2024-T351.

La structure de l'alliage d'aluminium 2024-T351 est recristallisée. La taille moyenne des grains dans les deux sens est : $36\mu\text{m}$ suivant le sens L et $34\mu\text{m}$ suivant le sens TL (Figure II-2). La microstructure a été révélée après attaque chimique à l'aide d'une solution contenant 1% HF, 1% HCl et 1% HNO₃. On aperçoit également sur cette figure la présence de composés intermétalliques.

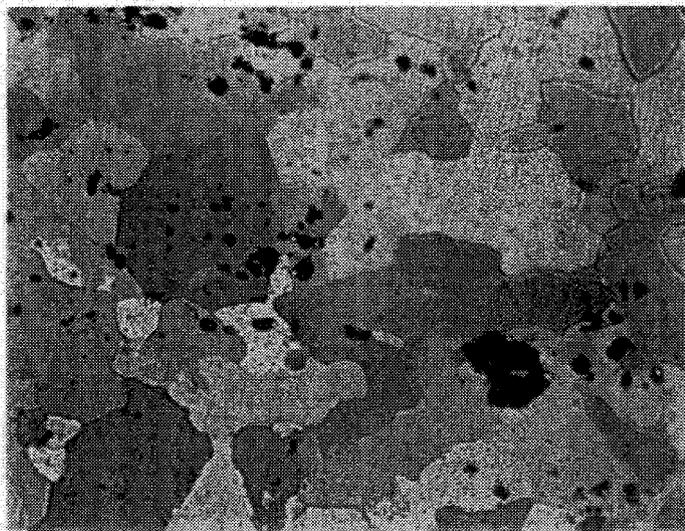


Figure II-2. Microstructure de l'alliage d'aluminium 2024-T351.

II.2.3. Cas de l'acier au Nickel Chrome 12NC6

La composition chimique de l'acier 12NC6 est donnée par le Tableau II-3.

C	S	Si	Mn	Ni	Cr	Al
0.12	0.007	0.032	0.6	1.6	0.85	0.076

Tableau II-3. Composition chimique en pourcentage de poids de l'acier 12NC6.

La structure de l'acier 12NC6 est de nature ferrito-perlitique à ségrégation marquée. La taille de grains AFNOR est de l'ordre de IV-V. La microstructure a été révélée après une attaque chimique au Nital.

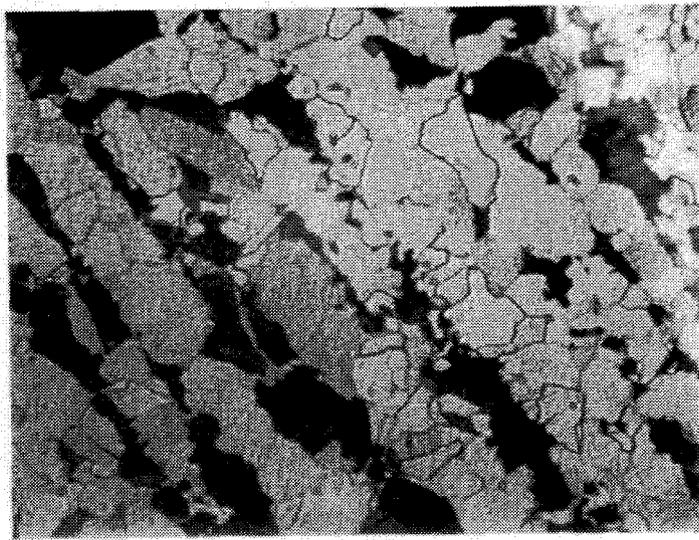


Figure II-3. Microstructure de l'acier 12NC6.

II.3. Essais de traction monotone

La modélisation numérique, qui sera présentée dans le chapitre III, nécessite la connaissance des caractéristiques mécaniques des différents matériaux et en particulier de leur courbe d'érouissage monotone.

L'ensemble des essais de traction monotone a été réalisé sur une machine de traction hydraulique Instron, équipée d'une cellule de charge de capacité 100kN et d'un extensomètre permettant de mesurer un allongement maximum de 5mm sur une longueur de base de 25mm.

Le pilotage de la machine a été effectué, en déplacement imposé, à une vitesse de 0.33mm/min, soit une vitesse de déformation voisine de 2.10^{-4} dans la partie utile de l'éprouvette. Pour chaque essai, la courbe « charge-allongement » a été enregistrée sur un micro-ordinateur muni du logiciel d'acquisition Séries IX.

Le comportement des différents matériaux a été modélisé par une loi puissance du type Ramberg-Osgood sous la forme suivante :

$$\begin{cases} \varepsilon = \varepsilon_e + \varepsilon_p \\ \sigma = E \cdot \varepsilon_e & \text{pour } \sigma \leq \sigma_y \\ \sigma = \sigma_y + k \cdot \varepsilon_p^n & \text{pour } \sigma > \sigma_y \end{cases} \quad (\text{Equation II-1})$$

avec ε_e la composante élastique de la déformation, ε_p la composante plastique de la déformation vraie, σ la contrainte de Cauchy, σ_y la limite d'élasticité (à 0.2% de déformation), E le module d'Young et n le coefficient d'écrouissage. Les coefficients k et n sont déduits des courbes rationnelles de traction.

II.3.1. Cas du joint soudé

Les caractéristiques mécaniques des trois composants du joint soudé ont été déterminées à 300°C, température de service des tuyauteries vapeur du circuit secondaire des réacteurs à eau pressurisée. Les éprouvettes de traction ont été prélevées dans chacune des zones du joint soudé : des éprouvettes cylindriques pour le métal de base ($\varnothing 10\text{mm}$) et pour le métal fondu ($\varnothing 6\text{mm}$) et des éprouvettes prismatiques pour la zone affectée thermiquement (13x4 mm) [1]. Les courbes rationnelles de traction monotone obtenues à 300°C sont présentées en Figure II-5.

Le Tableau II-4 rassemble les principales caractéristiques mécaniques des trois composants du joint soudé : E le module d'Young, $R_{p0.2}$ la limite d'élasticité à 0.2%, R_m la charge maximale, A l'allongement à rupture, Z la striction et n et k les coefficients de la loi de Ramberg-Osgood.

Il montre également que le joint soudé présente un taux d'« overmatching » M de l'ordre de 1.6 ($M=R_{p0.2}^{(MF)}/R_{p0.2}^{(MB)}$). Ce terme exprime l'hétérogénéité macroscopique (ou mécanique) du joint soudé. De manière générale, on exprime cette hétérogénéité par la notion de « mis-matching » : on parle d'« over-matching » lorsque $M>1$, d'« under-matching » lorsque $M<1$ et de « matching » lorsque $M=1$.

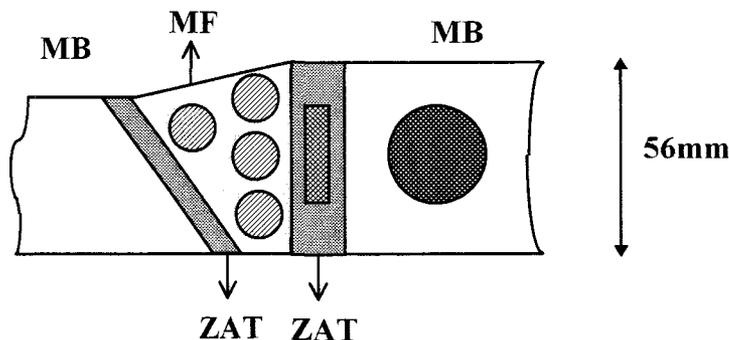


Figure II-4. Prélèvement des éprouvettes de traction dans le joint soudé.

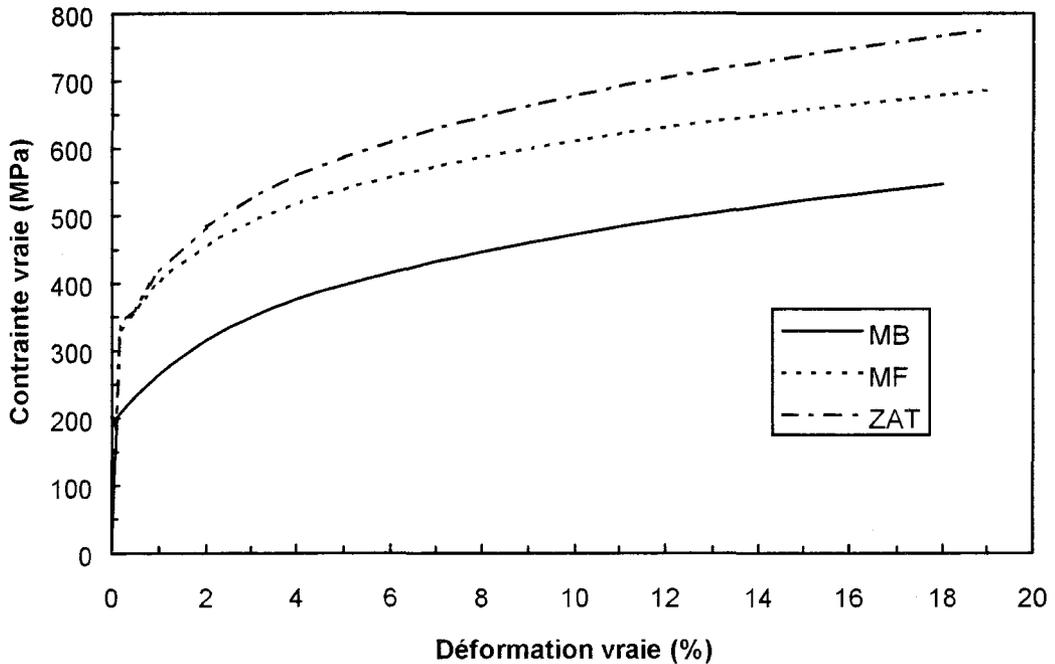


Figure II-5. Courbes rationnelles de traction à 300°C des trois composants du joint soudé [1].

	E (GPa)	R _{p0.2} (MPa)	R _m (MPa)	A (%)	Z (%)	n	k (MPa)
MB	183	205	433	20	54	0.26	630
MF	197	330	542	21	53	0.28	600
ZAT	180	350	625	21	40	0.27	800

Tableau II-4. Caractéristiques mécaniques de traction à 300°C des trois composants du joint soudé [1].

II.3.2. Cas de l'alliage d'aluminium 2024-T351

Les propriétés mécaniques de l'alliage d'aluminium ont été déterminées à température ambiante suivant les sens L et TL. La géométrie des éprouvettes de traction utilisées est décrite dans la Figure II-6. Quatre essais de traction ont été effectués pour chaque direction. Les courbes rationnelles de traction sont présentées sur la Figure II-7.

Nous pouvons noter que le comportement de l'alliage d'aluminium présente des courbes d'érouissage sensiblement identiques (différence de 5%) et les valeurs des allongements à rupture sont presque les mêmes dans les deux sens. Nous observons en revanche une légère différence au niveau de la limite d'élasticité pour les deux sens (différence d'environ 8%).

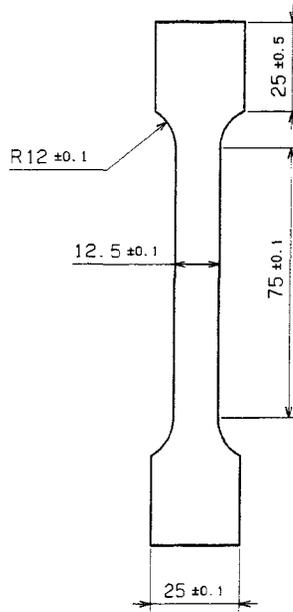


Figure II-6. Géométrie des éprouvettes de traction monotone dans le cas de l'alliage d'aluminium 2024-T351.

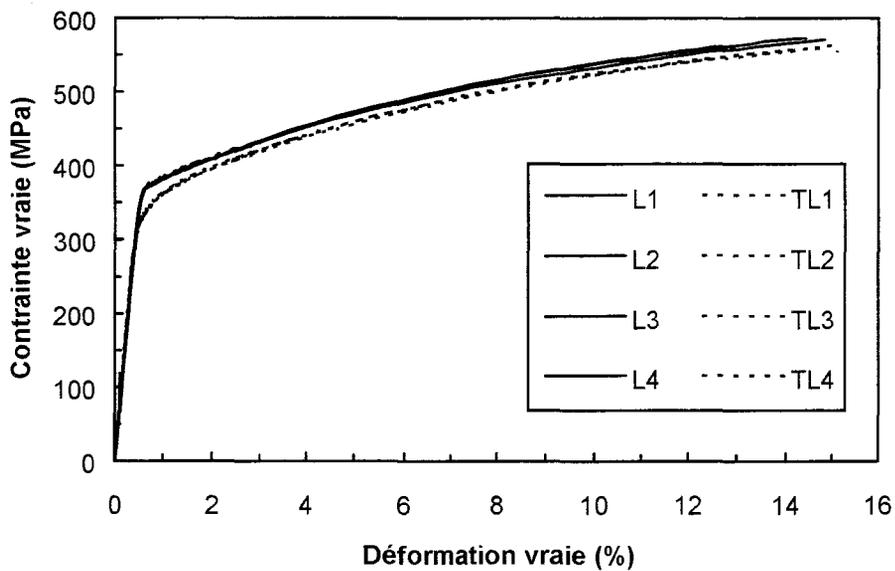


Figure II-7. Courbes rationnelles de traction de l'alliage d'aluminium 2024-T351, dans le sens Long L et le sens Travers-Long TL.

Sens	E (MPa)	R _{p0.2} (MPa)	R _m (MPa)	A (%)	k (MPa)	n
L	74000	370	494	16.8	594	0.53
TL	74000	340	485	16.3	580	0.47

Tableau II-5. Caractéristiques mécaniques de traction de l'alliage d'aluminium 2024-T351.

II.3.3. Cas de l'acier 12NC6

Pour l'acier 12NC6, les essais ont été réalisés à température ambiante sur des éprouvettes cylindriques dont la géométrie est décrite dans la Figure II-8. Trois essais ont été réalisés pour obtenir les courbes rationnelles de traction (Figure II-9). La faible dispersion expérimentale témoigne de la bonne reproductibilité des essais.

La courbe de traction de l'acier 12NC6 est caractérisée par la présence d'un crochet de traction suivi d'un palier de charge. Ce phénomène correspond à la formation de bandes qui progressent à travers l'éprouvette et que l'on appelle lignes de Piobert-Lüders. La fin du palier correspond au moment où les bandes ont envahi la totalité de l'éprouvette.

Ce palier permet de définir une limite supérieure d'écoulement R_{eH} et une limite inférieure R_{eL} ainsi que la longueur A_p du palier. Ici, $R_{eH} \approx 380 \text{ MPa}$, $R_{eL} \approx 335 \text{ MPa}$ et $A_p = 2\%$. Les différentes caractéristiques mécaniques sont rassemblées dans le Tableau II-6.

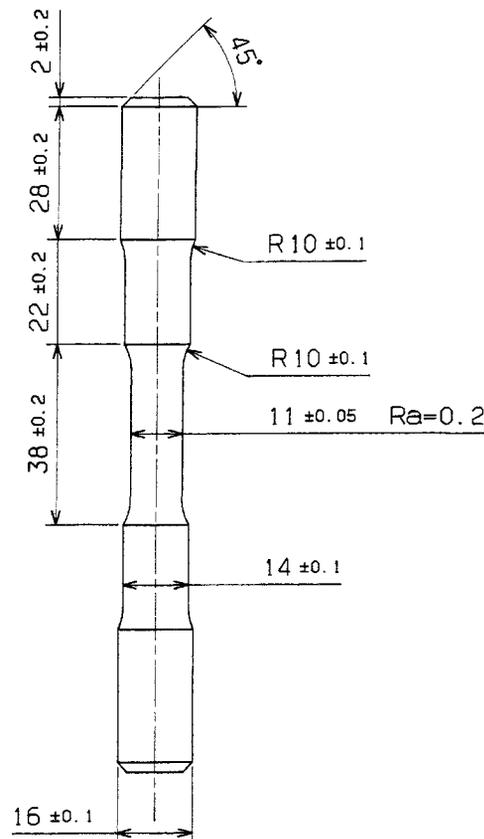


Figure II-8. Géométrie des éprouvettes de traction monotone dans le cas de l'acier 12NC6.

E (GPa)	$R_{p0.2}$ (MPa)	R_m (MPa)	A (%)	Z (%)	n	k (MPa)
194	340	489	31.2	49	0.45	544

Tableau II-6. Caractéristiques mécaniques de traction de l'acier 12NC6.

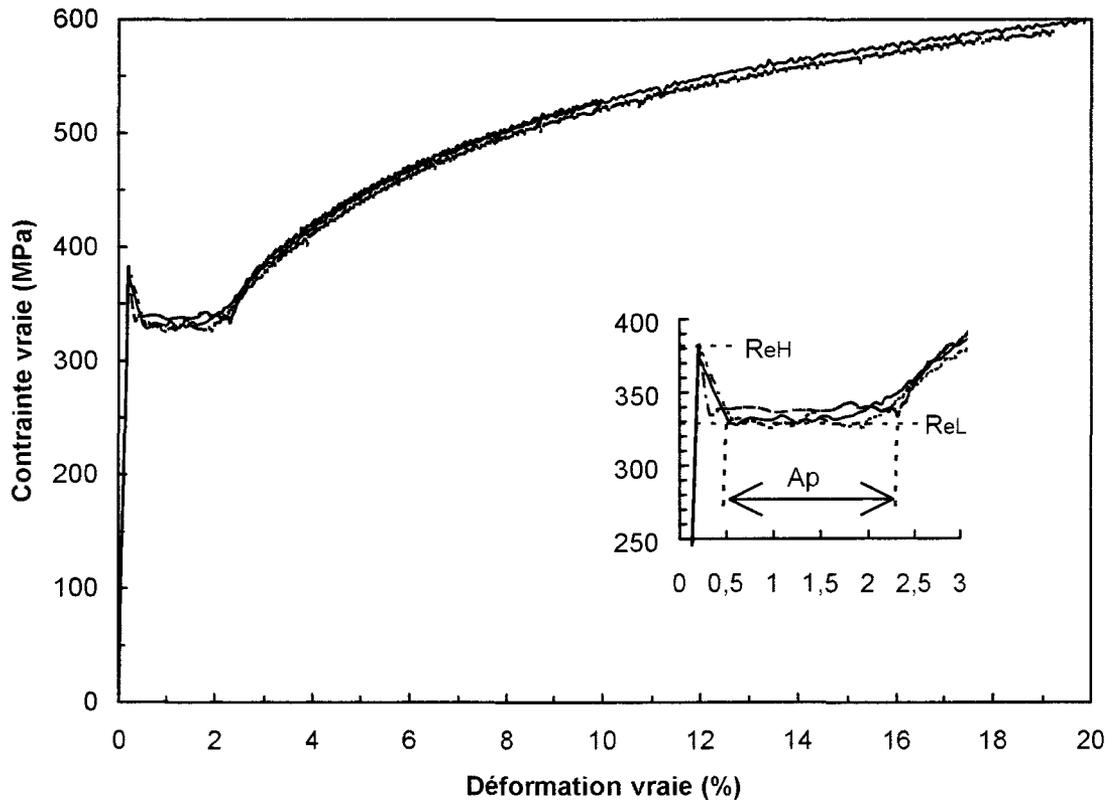


Figure II-9. Courbes rationnelles de traction dans le cas de l'acier 12NC6.

II.4. Essais de traction sur éprouvettes axisymétriques entaillées

Ces essais permettront la détermination de certains paramètres liés aux modèles basés sur l'approche locale. Ils n'ont été réalisés que dans le cas de l'acier 12NC6.

La géométrie des éprouvettes utilisées est présentée par la Figure II-10. Ces éprouvettes sont appelées AE (Axisymétriques Entaillées) suivi de la valeur du rayon d'entaille en millimètres. Les trois éprouvettes testées (AE2, AE4 et AE10) ont un diamètre en fond d'entaille de 6mm et un fût de 14mm.

Ce type d'éprouvettes a un certain nombre de propriétés qui les rendent très intéressantes. Pour des rayons assez grands, un état de contraintes et de déformations relativement homogène se développe au centre de l'éprouvette. Ceci permet donc d'éliminer en partie les effets dus aux gradients de contraintes et de déformations. Il est possible d'atteindre des taux de triaxialité σ_m/σ_{eq} différents et assez élevés au centre de l'échantillon en ajustant la sévérité de l'entaille.

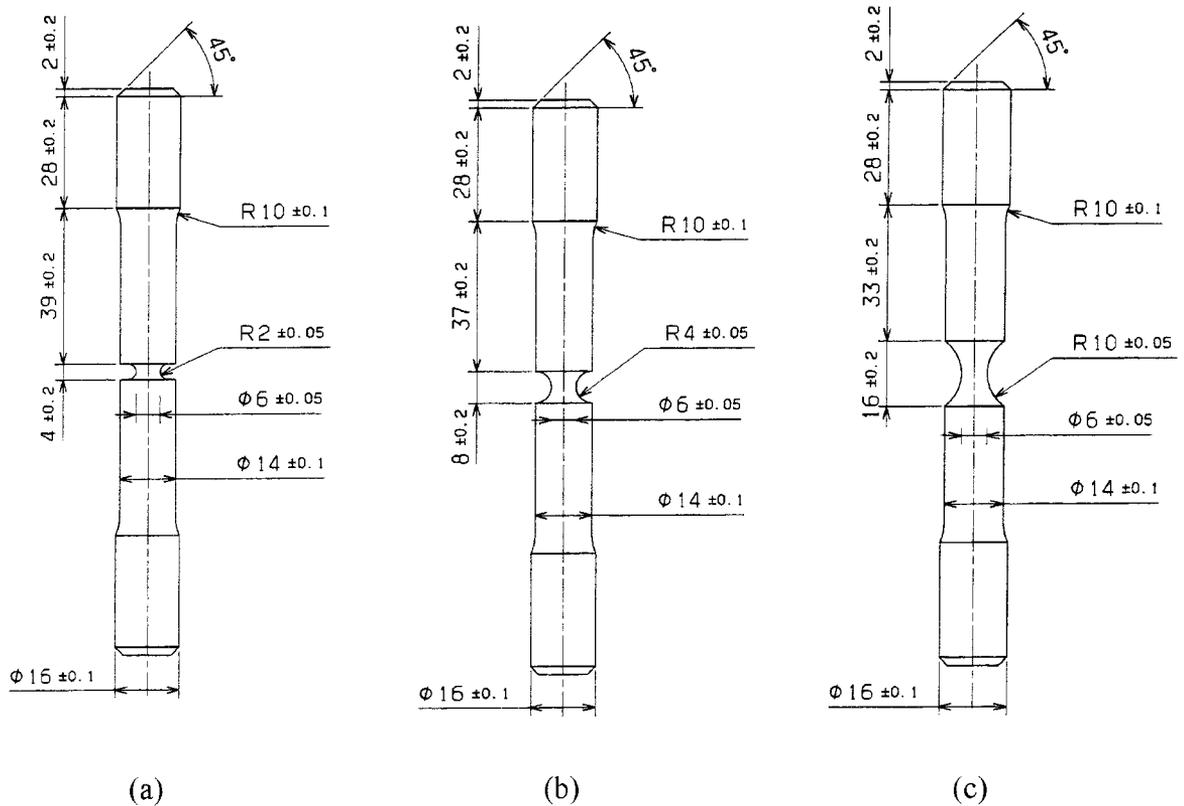


Figure II-10. Plans des éprouvettes axisymétriques entaillées (a) AE2, (b) AE4 et (c) AE10.

II.4.1. Dispositif expérimental

Ces essais ont été réalisés à température ambiante sur une machine de traction hydraulique Instron. Le pilotage et l'acquisition des données ont été effectués à partir du logiciel Séries IX. Le pilotage a été réalisé en déplacement imposé, avec une vitesse de déplacement de la traverse de 0.33mm/min. Les valeurs de la charge et de la variation diamétrale au fond d'entaille ont été enregistrées. La principale difficulté dans ce type d'essai réside dans la mesure précise de la contraction diamétrale.

II.4.1.1. Mesure de la contrainte diamétrale à l'aide d'un extensomètre

Les essais ont été réalisés avec un extensomètre diamétral muni de deux vis qui doivent assurer le positionnement au fond de l'entaille (Figure II-11). L'inconvénient de ce capteur est que le contact entre les vis et le fond de l'entaille n'est pas suffisamment fin. De plus, il est toujours difficile, quel que soit le capteur utilisé, de réaliser la mesure de la contraction diamétrale exactement au fond de l'entaille.

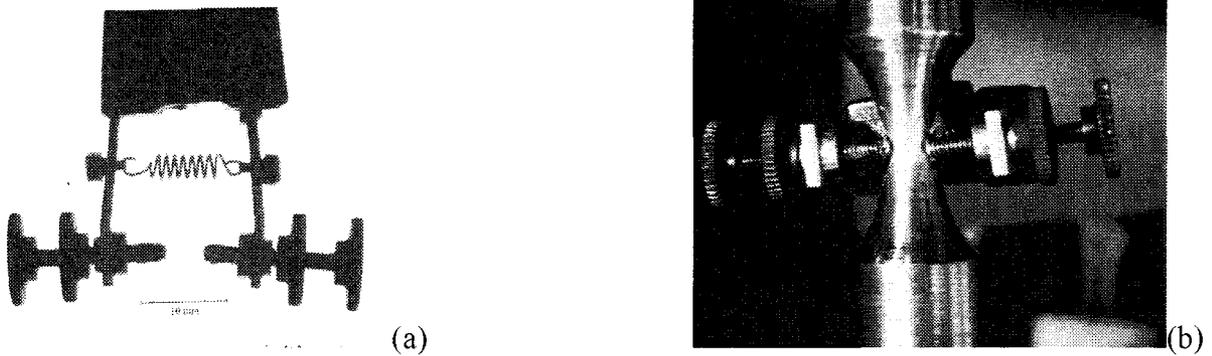


Figure II-11. Capteur diamétral : (a) vue générale et (b) vue en position sur une éprouvette AE10.

II.4.1.2. Mesure de la contraction diamétrale par analyse d'images

L'idée a donc été de mettre au point un procédé permettant de suivre la contraction diamétrale par la technique d'analyse d'images. Cette méthode a l'avantage de permettre une mesure sans contact et ainsi de suivre la contraction diamétrale exactement au fond d'entaille.

Un tel projet est actuellement en cours de développement : il s'agit du logiciel Visiotrac [2] relié à une caméra vidéo. Ce produit est une application Win 32 utilisable sous Windows 95. Il se présente sous la forme d'une application MDI (Multiple Document Interface) permettant de gérer divers types de documents (images, graphiques, boîtes de dialogue ...) en même temps. Il présente différentes fonctionnalités dont les principales sont les suivantes :

- Retranscription en temps réel de l'image de l'éprouvette sur l'écran du PC (Figure II-12) avec la possibilité de régler l'éclairage.
- Acquisition d'une scène complète de traction et sauvegarde sur disque sous la forme d'un fichier multimédia au format AVI.
- Traitement, après acquisition, de la scène de traction afin de mesurer le diamètre minimal de l'éprouvette durant toute la durée de l'essai. L'image de l'éprouvette obtenue par rétro-éclairage est traitée par comptage des pixels se trouvant sur la ligne transversale marquant le diamètre minimal (Figure II-12).
- Affichage des résultats sauvegardés dans un fichier texte où sont reportés pour chacune des images de la scène, le numéro de l'image et le diamètre minimal correspondant.

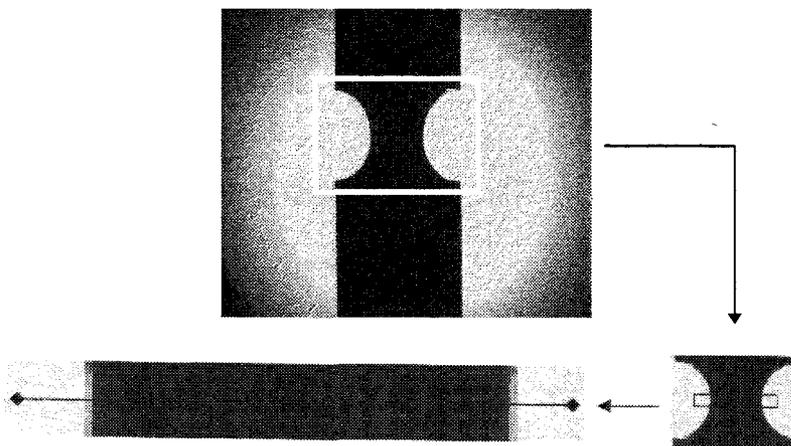


Figure II-12. Logiciel Visiotrac : mesure de la contraction diamétrale par analyse d'images.

II.4.2. Résultats

Les essais réalisés avec l'extensomètre n'ont pas donné de résultats significatifs. Nous avons néanmoins reporté, à titre indicatif, les courbes « Charge-Variation de diamètre » sur la Figure II-13. Les contractions diamétrales critiques correspondantes sont rassemblées dans le Tableau II-7.

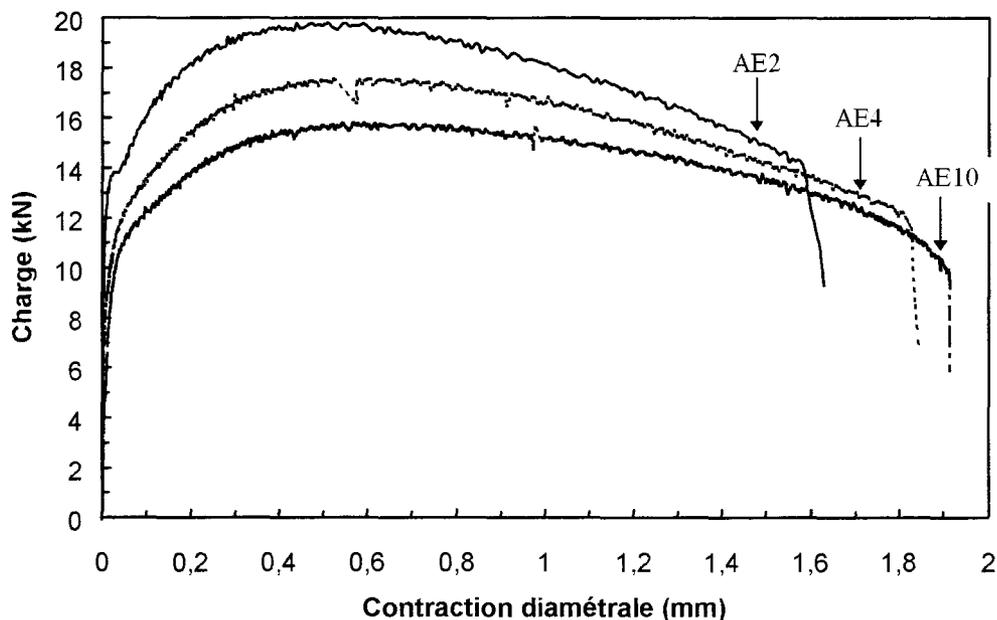


Figure II-13. Courbes « charge-variation de diamètre ». Acier 12NC6. Mesure de la contraction diamétrale par extensométrie.

Concernant la méthode par analyse d'images, des améliorations doivent encore être apportées au logiciel afin d'augmenter la précision de la mesure du diamètre qui, pour l'heure, n'est pas satisfaisante (précision de l'ordre du $1/10^{\text{ème}}$ de mm). La technique subpixel permettant l'analyse des niveaux de gris de chaque pixel devrait garantir une mesure de diamètre avec une précision de l'ordre du $1/100^{\text{ème}}$ de mm.

Afin d'obtenir une mesure de la contraction diamétrale critique précise et valide, nous avons effectué des essais de traction interrompus au moment de la chute brutale de la charge. La contraction diamétrale a ensuite été mesurée à l'aide d'une loupe binoculaire (précision de l'ordre de 0.01mm). Les résultats sont reportés dans le Tableau II-7. Ce tableau montre que l'extensomètre sous-estime largement la contraction diamétrale critique. L'écart est d'autant plus important que le rayon de l'entaille est grand.

Mesure de la contraction diamétrale critique (en mm)					
Eprouvette	Extensomètre	Loupe binoculaire			$(\Delta\phi_c)$ moyen
AE2	1.6	1.9	1.85	1.9	1.88
AE4	1.8	2.3	2.3	2.27	2.29
AE10	1.9	2.65	2.7	2.63	2.66

Tableau II-7. Contractions diamétrales critiques.

La Figure II-14 présente la contraction diamétrale critique $\Delta\varnothing_c$ et la déformation moyenne à rupture $\varepsilon_r = 2 \ln\left(\frac{\varnothing_0}{\varnothing_0 - \Delta\varnothing_c}\right)$, \varnothing_0 étant le diamètre initial, en fonction du taux de triaxialité des contraintes. Ce taux est calculé au cœur des éprouvettes selon l'analyse de Bridgman [3] :

$$\frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}} = \frac{1}{3} + \ln\left(1 + \frac{a}{2R}\right) \quad (\text{Equation II-2})$$

où R est le rayon de l'entaille et a, le rayon dans la section minimale.

On remarque que la déformation à rupture de l'acier 12NC6 est sensible au taux de triaxialité des contraintes : la déformation à rupture diminue lorsque le taux de triaxialité des contraintes augmente.

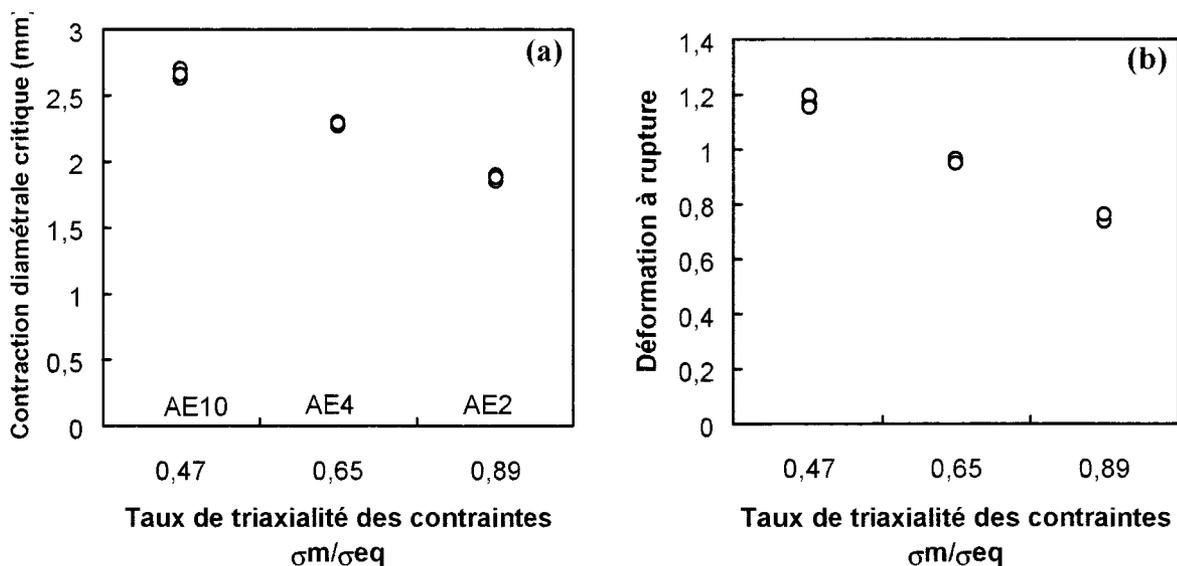


Figure II-14. Evolution (a) de la contraction diamétrale critique et (b) de la déformation moyenne à rupture, en fonction du taux de triaxialité des contraintes.

II.5. Essais de déchirure

Le but de cette partie est de déterminer la ténacité des différents matériaux, exprimée principalement par la valeur critique du paramètre énergétique J, donnée par J_{IC} ou $J_{0,2}$. Cette valeur est déduite des courbes expérimentales exprimant la variation du paramètre J en fonction de l'avancée de la fissure Δa . Cette courbe, appelée « J- Δa », est obtenue à partir de l'enregistrement de la charge en fonction de l'ouverture de la fissure sur la ligne de chargement (courbe « P-d »). Pour l'ensemble des essais de déchirure, l'accroissement de la fissure a été déterminé selon la méthode des déchargements partiels en suivant les recommandations de la norme ASTM [4].

II.5.1. Cas du joint soudé

Les essais de déchirure ont été réalisés sur des éprouvettes CT pour les trois composants du joint soudé [1] :

- MB : des éprouvettes CT20 ont été prélevées dans le métal de base.
- MF : des éprouvettes CT25 ont été prélevées à partir du joint soudé, l'entaille mécanique est située dans le métal fondu.
- ZAT : des éprouvettes ont également été prélevées à partir du joint soudé. L'entaille mécanique est située dans la zone affectée thermiquement, dont la largeur est de 3mm, à 1mm de la ligne de fusion.

Pour chaque composant du joint soudé, trois essais ont été réalisés à la température de 300°C.

Pour imposer la direction de la fissure de fatigue, malgré l'hétérogénéité du matériau dans le plan de symétrie de l'éprouvette, des entailles latérales ont été usinées avant la préfissuration (entailles d'une profondeur égale à 10% de l'épaisseur de l'éprouvette sur chacune des deux faces). Les éprouvettes ont été préfissurées par fatigue, à température ambiante, jusqu'à ce que la fissure atteigne une longueur relative $a/W=0.48$.

L'accroissement de la fissure a été déterminé par la méthode de complaisance.

Les éprouvettes ont été soumises à un effort de traction, qui impose une vitesse d'ouverture d'entaille de 0.3mm/min. Après chaque incrément d'ouverture de 0.1mm, les éprouvettes ont été déchargées de 20%, puis un palier de maintien à ouverture constante a été réalisé pendant deux minutes afin de permettre une relaxation de l'effort.

Le paramètre J est calculé selon la norme ASTM [4] :

$$J=J_e+J_p$$

avec

$$J_e = \frac{K_I^2(1-\nu^2)}{E} \quad (\text{Equation II-3})$$

où

$$K_I = \frac{P}{BW} \sqrt{a} \left[\frac{2(2+a/W)}{(1-a/W)^{3/2}} \frac{1}{\sqrt{a/W}} \right] \left[0.443 + 2.32(a/W) - 6.66(a/W)^2 + 7.36(a/W)^3 - 2.8(a/W)^4 \right] \quad (\text{Equation II-4})$$

$$J_p = \frac{\eta_0}{B(W-a_0)} U_p \quad (\text{Equation II-5})$$

où $\eta_0 = 2.00 + 0.522(1-a_0/W)$

B est largeur de l'éprouvette

$W-a_0$ la longueur initiale du ligament

U_p l'énergie calculée à partir de l'aire sous la courbe charge en fonction du déplacement mesuré sur la ligne de charge.

Les courbes « J- Δa », donnant l'évolution du paramètre J en fonction de l'accroissement de fissure Δa , sont présentées sur la Figure II-15 pour les trois composants du joint soudé.

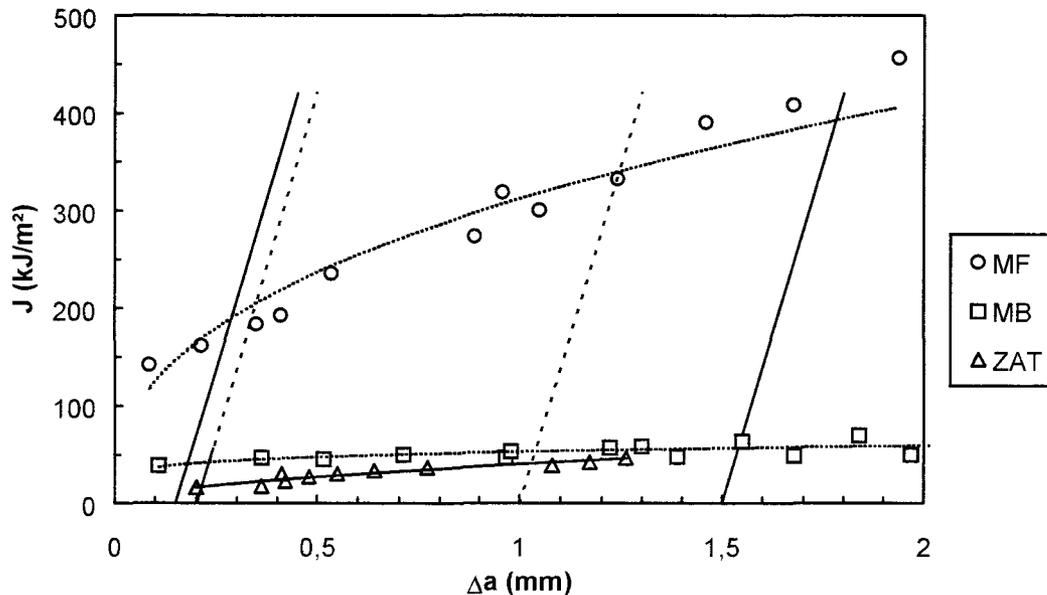


Figure II-15. Courbes de déchirure ductile des trois composants du joint soudé [1].

Les points expérimentaux ont été lissés au moyen d'une fonction puissance de la forme $J=J_{1,0}\Delta a^m$. Les expressions suivantes ont été obtenues :

$$\begin{aligned}
 J &= 53.2\Delta a^{0.16} && \text{pour le métal de base ;} \\
 J &= 312.1\Delta a^{0.4} && \text{pour le métal fondu ;} \\
 J &= 40.4\Delta a^{0.57} && \text{pour la zone affectée thermiquement.}
 \end{aligned}$$

Le paramètre $J_{1,0}$ est la valeur de J correspondant à une avancée de la fissure égale à 1mm. Il caractérise le stade de croissance stable de la fissure, en complément des paramètres J_{IC} et $J_{0,2}$, qui définissent le stade d'amorçage. Cette valeur $J_{1,0}$ permet en outre de classer, de manière quantitative, différents matériaux en termes de résistance à la déchirure à l'intérieur du domaine de validité recommandé par la norme ASTM. Ce domaine est défini par deux droites d'émoussement à 0.15mm et 1.5mm d'avancée de fissure.

La ténacité à l'amorçage $J_{0,2}$ a été déterminée à partir de l'intersection entre la courbe de régression et la droite d'émoussement $J=2R_{p0,2}\Delta a$ à 0.2mm d'accroissement de fissure. On obtient ainsi :

- pour le métal de base $J_{0,2}=40\text{kJ/m}^2$;
- pour le métal fondu $J_{0,2}=200\text{kJ/m}^2$;
- pour la zone affectée thermiquement $J_{0,2}=16\text{kJ/m}^2$.

Ces résultats montrent que la ténacité de MF est nettement plus importante que celle obtenue dans le cas de MB et ZAT : la ténacité à l'amorçage $J_{0,2}$ pour MF est 5 fois plus importante que celle du MB.

Il est important de préciser que les courbes de croissance stable pour la ZAT ont été obtenues avec beaucoup de difficultés. En effet, la fissure se déviait systématiquement du plan de symétrie de l'éprouvette, malgré la présence des entailles latérales [1] (Figure II-16).

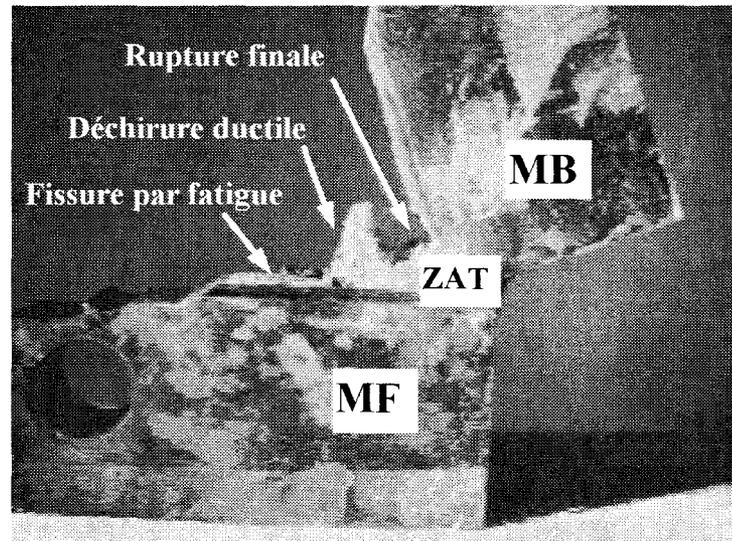


Figure II-16. Déchirure ductile du joint soudé. Déviation de la fissure vers le métal de base [1].

II.5.2. Cas de l'alliage d'aluminium 2024-T351

Les essais de déchirure ductile ont été réalisés à température ambiante sur des panneaux à entaille centrale (éprouvette CCP dont la géométrie est décrite sur la Figure II-17). Les éprouvettes ont été pré-fissurées pour obtenir un rapport de longueur de fissure $a/W=0.34$. Les premiers essais avaient été effectués avec une longueur de fissure initiale $a/W=0.5$. Cette longueur s'est avérée trop importante car le comportement du matériau était instable (rupture brutale de l'éprouvette). Au total, quatre essais ont été réalisés suivant le sens L et trois essais suivant le sens TL.

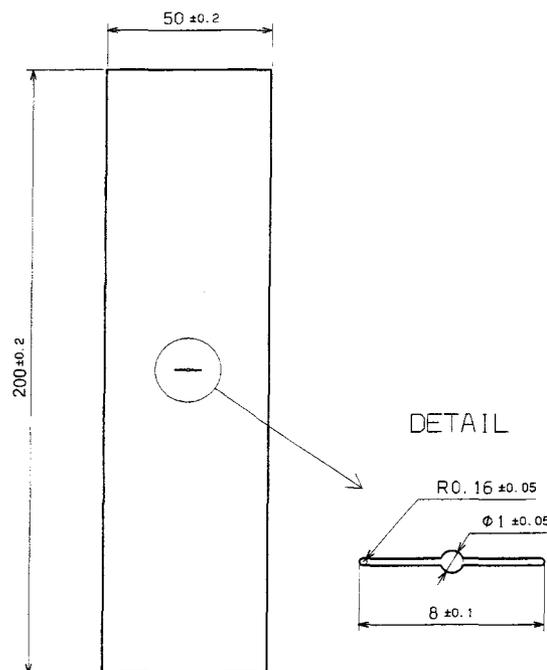


Figure II-17. Géométrie des éprouvettes CCP. Hauteur $H=200\text{mm}$; Largeur $2W=50\text{mm}$; Epaisseur $B=1.6$; Longueur de l'entaille mécanique $2a_0=8\text{mm}$.

Les conditions expérimentales choisies sont les suivantes :

- vitesse d'ouverture d'entaille : 0.1mm/min
- incrément d'ouverture d'entaille : 0.1mm
- décharge : 10%
- maintien : 2 min.

L'accroissement de la fissure Δa a été mesuré à chaque décharge partielle à l'aide d'une loupe binoculaire montée sur un plateau dont le déplacement est contrôlé par des vis micrométriques (précision $5\mu\text{m}$). Un exemple de courbe « Charge-Déplacement » avec des décharges partielles est illustré par la Figure II-18.

Le paramètre J a été calculé à l'aide de l'expression proposée par Neale [5] :

$$J = \frac{K^2}{E} + \frac{U^*}{B(W - a_0)} \quad (\text{Equation II-6})$$

où E est le module d'Young, B l'épaisseur de l'éprouvette et $(W - a_0)$ la longueur du ligament initial.

K est le facteur d'intensité de contraintes, dont l'expression proposée par Isida [6], dans le cas d'une éprouvette CCP, est la suivante :

$$K = \frac{P}{B\sqrt{2W}} \left[1 - 0.025\left(\frac{a}{W}\right)^2 + 0.06\left(\frac{a}{W}\right)^4 \sqrt{\frac{\pi(a/W)}{\cos(\pi a/W)}} \right] \quad (\text{Equation II-7})$$

avec B et $2W$ respectivement l'épaisseur et la largeur de l'éprouvette.

L'énergie U^* est mesurée à partir de la courbe charge-déplacement et correspond à la zone grisée représentée par la Figure II-19.

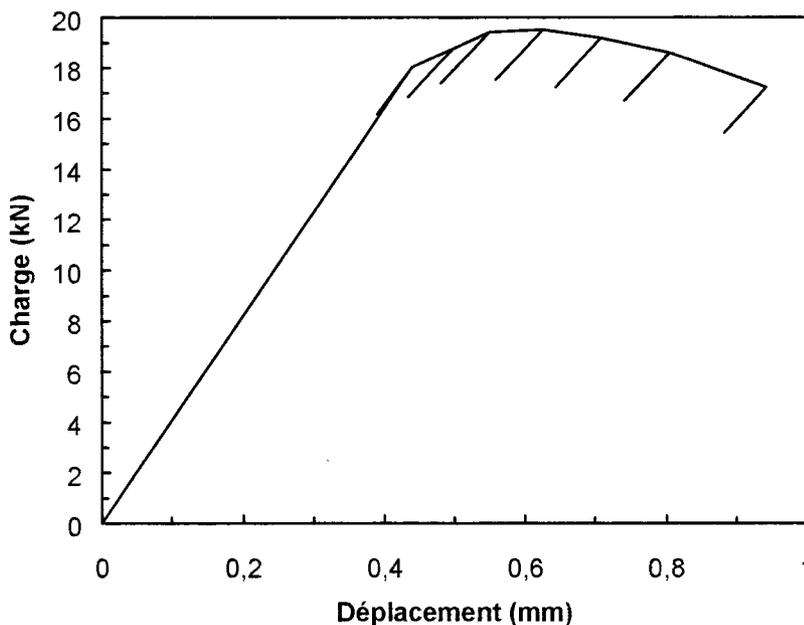


Figure II-18. Exemple de courbe « Charge-Déplacement » avec décharges partielles de 10%.

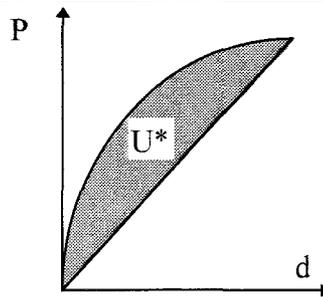


Figure II-19. Définition de U^* pour le calcul de J dans le cas d'une éprouvette CCP.

Le tracé des courbes « Charge-Déplacement », présentées par la Figure II-20, montre très peu de dispersion expérimentale. Les charges maximales sont de l'ordre de 19.5kN dans le cas du sens L (Figure II-20a) et 17.5kN dans le cas du sens TL (Figure II-20b). Sur cette figure, nous notons également que la charge maximale est égale à 13kN environ quand $a/W=0.5$.

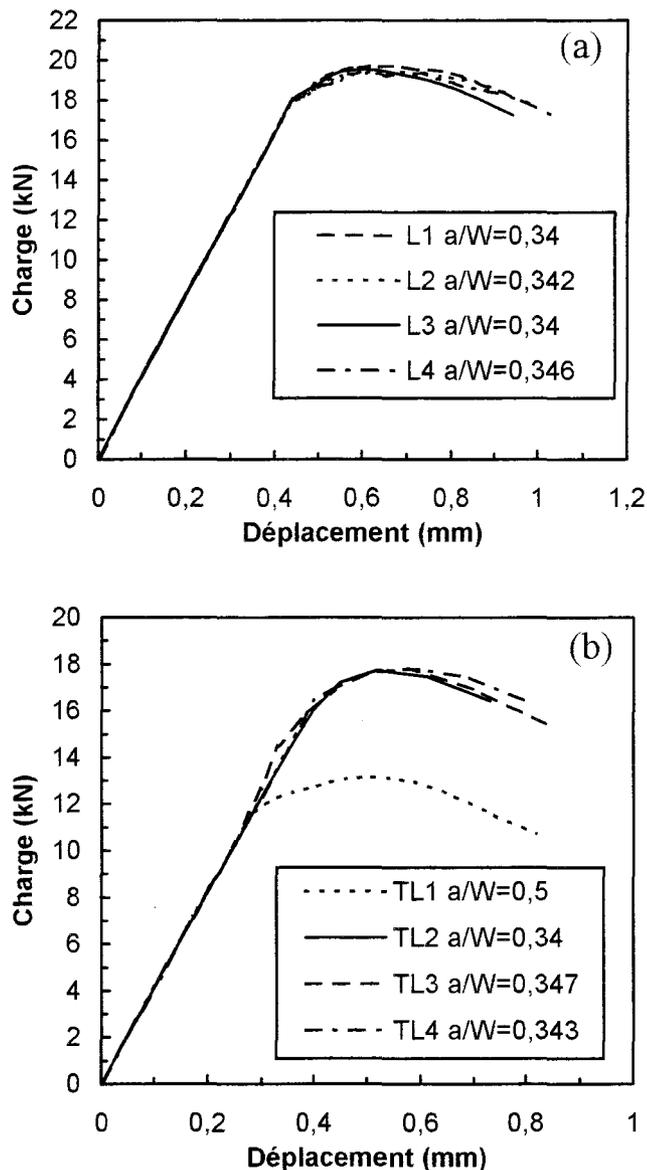


Figure II-20. Charge en fonction du déplacement. (a) sens « Long » et (b) sens « Travers-Long ».

A partir de ces courbes et de l'équation II-6, nous avons calculé le paramètre énergétique J . Les courbes « $J-\Delta a$ » sont présentées sur la Figure II-21. Les résultats expérimentaux ont été lissés au moyen d'une fonction puissance du type $J=J_{1,0} \cdot \Delta a^m$. Dans cette expression, proposée par Pickles *et al.* [7], $J_{1,0}$ est la valeur de J correspondant à 1mm d'accroissement de fissure. Les équations obtenues sont les suivantes :

$$J=59.1 \Delta a^{0.39} \quad \text{pour la direction L ;}$$

$$J=50.7 \Delta a^{0.36} \quad \text{pour la direction TL.}$$

La ténacité à l'amorçage $J_{0,2}$ est de 34kJ/m² dans le sens L et de 30kJ/m² dans le sens TL. La ténacité à l'amorçage J_{IC} est de 13kJ/m² pour le sens L et 12kJ/m² pour le sens TL. Cette valeur a été déterminée à partir de l'intersection entre la droite d'émoussement $J=2R_{p0,2}\Delta a$ et la courbe de régression extrapolée. Les valeurs de J_{IC} que nous obtenons sont en bon accord avec les résultats de Beaver [8] qui obtenait une valeur de J_{IC} égale à 16.9kJ/m² à partir d'une éprouvette CT25 ($a/W=0.5$). La comparaison des essais pour les deux sens met en évidence une faible différence entre les valeurs de la ténacité dans le cas de cet alliage d'aluminium. Il faut noter aussi que les valeurs de la ténacité $J_{0,2}$ sont faibles (de l'ordre de 30kJ/m² environ). Ceci est dû au fait que le taux inclusionnaire est important (de l'ordre de 0.12%), ce qui facilite la déchirure du matériau.

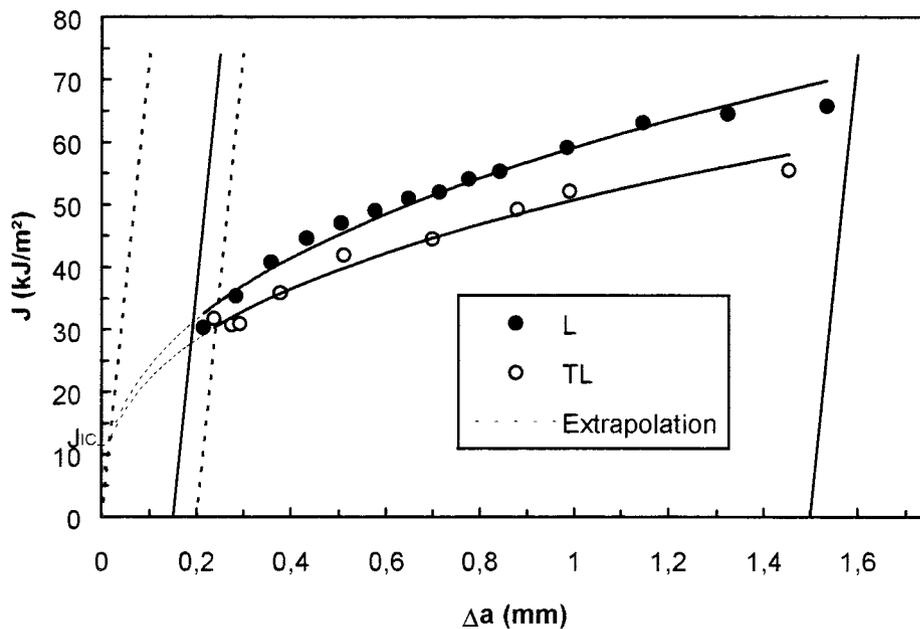


Figure II-21. J en fonction de Δa pour l'alliage d'aluminium 2024-T351.

Il est également possible de représenter les résultats sous la forme d'une courbe donnant l'évolution de la charge en fonction de la longueur « a » de la fissure (Figure II-22 et Figure II-23). Cette courbe met en évidence la charge P_a à l'amorçage de la fissure : $(P_a)_L=17\text{kN}$ et $(P_a)_{TL}=14\text{kN}$. Après l'amorçage de la fissure, on remarque que la charge atteint rapidement un maximum avant de décroître linéairement jusqu'à la rupture. La charge à l'amorçage P_a constitue une donnée importante pour la phase des calculs numériques en vue de déterminer les paramètres critiques.

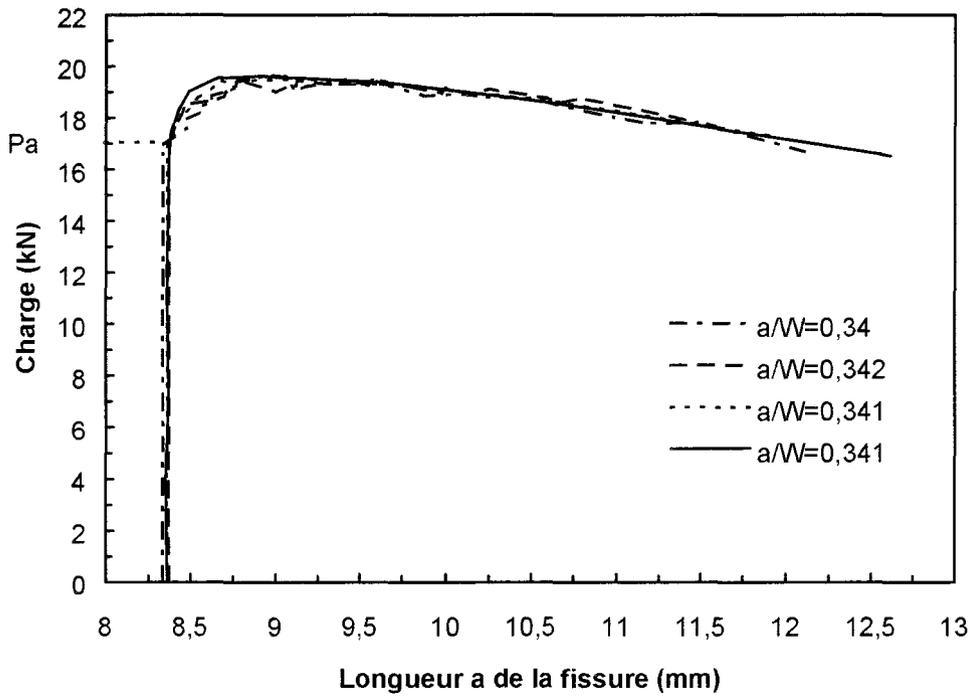


Figure II-22. Charge en fonction de la longueur de la fissure, pour l'alliage d'aluminium dans le sens L.

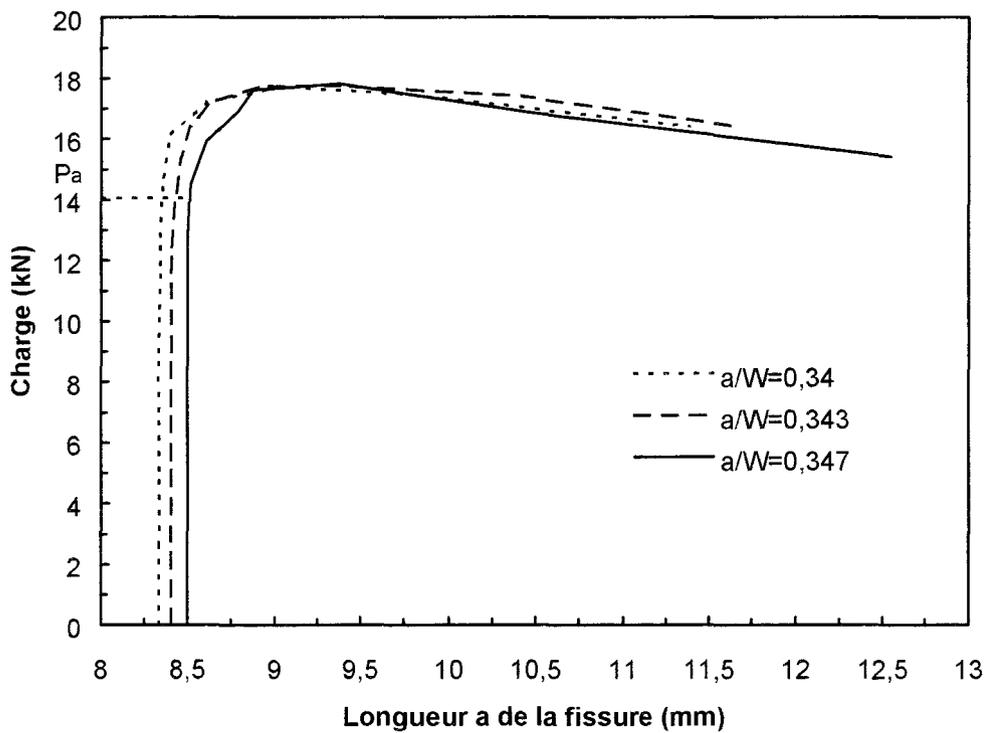


Figure II-23. Charge en fonction de la longueur de la fissure, pour l'alliage d'aluminium dans le sens TL.

II.5.3. Cas de l'acier 12NC6

Les essais ont été réalisés à température ambiante sur des éprouvettes CT25 (géométrie décrite sur la Figure II-24). Les éprouvettes ont été préfissurées pour atteindre un rapport a/W de l'ordre de 0.5. Au total, neuf essais ont été effectués. Pour les trois premiers essais, les éprouvettes ne comportaient pas d'entailles latérales. Dans le cas des six autres éprouvettes, des entailles latérales ont été usinées après préfissuration (d'une profondeur égale à 10% de l'épaisseur de l'éprouvette sur chacune des deux faces).

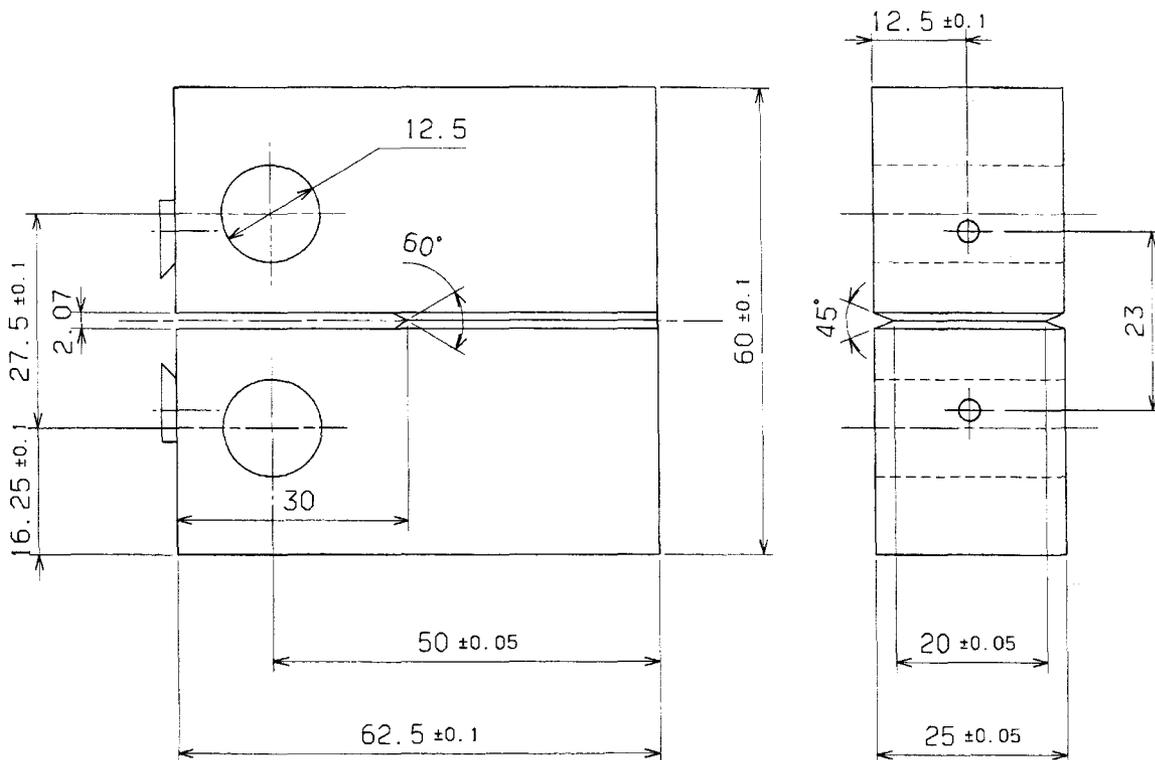


Figure II-24. Géométrie des éprouvettes CT25 en acier 12NC6.

Les essais ont été mis en oeuvre à température ambiante, sous les conditions expérimentales suivantes :

- intervalle d'ouverture de l'entaille : 0.1 mm
- vitesse d'ouverture de l'entaille : 0.1 mm/min
- décharge : 10%
- maintien après décharge : 2 min.

Au cours de l'essai, nous enregistrons simultanément la charge et l'ouverture des lèvres de la fissure, mesurée à l'aide d'un extensomètre à lames placé entre des couteaux fixés à l'avant de l'éprouvette (Figure II-25). Cette mesure doit ensuite être corrigée pour obtenir l'ouverture au niveau de la ligne de chargement, selon les recommandations de la norme ASTM [4].

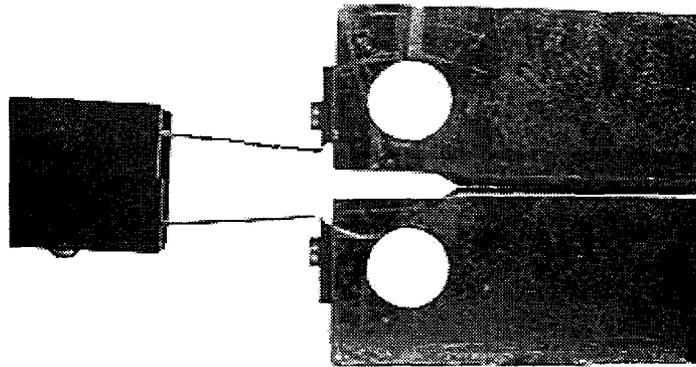


Figure II-25. Mesure de l'ouverture des lèvres de la fissure.

Malheureusement, ces essais n'ont pas été concluants car aucune variation au niveau de la pente des décharges partielles n'a été détectée (Figure II-26). La méthode de complaisance s'est donc avérée inadaptée ici pour interpréter l'accroissement de la fissure. La Figure II-27, qui donne l'évolution de la charge appliquée en fonction du déplacement sur la ligne de charge pour des éprouvettes avec et sans entailles latérales, montre une dispersion expérimentale globalement due aux rapports différents de longueur de fissure a/W .

Concernant les éprouvettes sans entailles latérales, la dispersion importante est due essentiellement au côté aléatoire de l'avancée de la fissure. La courbe correspondant à l'essai CT1 présente des charges importantes par rapport aux autres. Cette différence se justifie par la différence des épaisseurs entre les éprouvettes sans et avec entailles. De ce fait, les courbes relatives aux essais CT2 et CT3 qui sont confondues avec celles des éprouvettes avec entailles, présentent une anomalie car elles devraient présenter des niveaux de charge équivalents à l'essai CT1. En toute rigueur, les courbes présentant l'évolution de la charge rapportée à l'épaisseur B en fonction du déplacement sur la ligne de charge peuvent être regroupées.

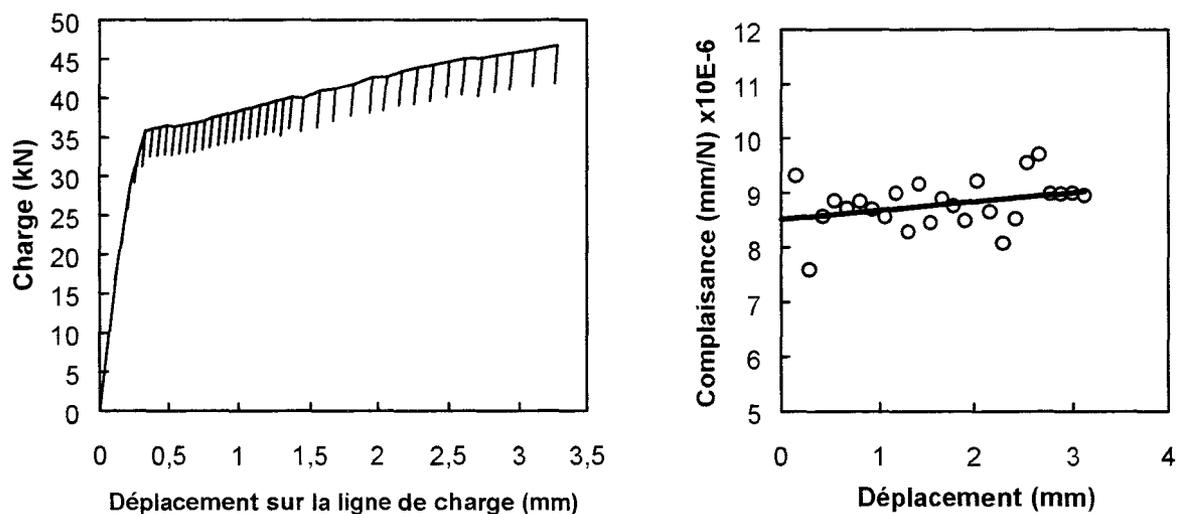


Figure II-26. Exemple de courbe « Charge-Déplacement » comportant des décharges partielles de 10% avec la complaisance correspondante.

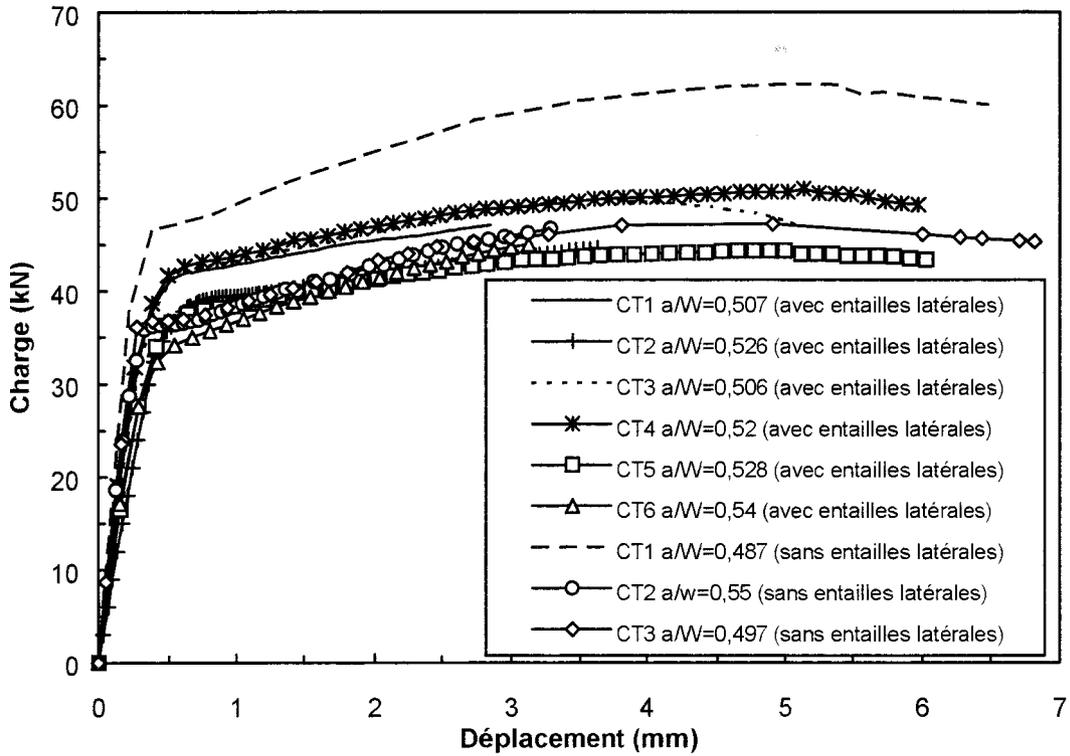


Figure II-27. « Charge-Déplacement sur la ligne de charge » pour l'acier 12NC6.

Au vu de ces difficultés, nous avons donc choisi de mesurer l'accroissement de la fissure, après l'essai, directement sur le faciès de rupture, en suivant les recommandations de la norme ASTM [4]. Les éprouvettes ont été oxydées au four à 350°C pendant 30min pour marquer les différents stades d'accroissement de la fissure, puis trempées dans l'azote pour les fragiliser en vue d'être rompues. L'ensemble des mesures est rassemblé dans le Tableau II-8. Les cases grisées correspondent aux mesures de Δa non valides. En effet, la différence entre les mesures de longueur de fissure a_f et la valeur moyenne a_0 ne doit pas excéder 10%.

	CT1	CT2	CT3	CT1 EL	CT2 EL	CT3 EL	CT4 EL	CT5 EL	CT6 EL
a_0 (mm)	24.33	27.57	24.84	25.36	26.28	25.29	26.02	26.39	26.98
a_f (mm)	28.24	28.37	28.05	26.31	27.76	27.07	28.75	29.92	27.99
Δa (mm)	3.91	0.8	3.21	0.95	1.48	1.78	2.73	3.53	1.01

Tableau II-8. Mesures des accroissements de fissure sur les éprouvettes CT en nuance 12NC6 (EL=entailles latérales).

Par ailleurs, l'observation des faciès de rupture montre bien l'effet des entailles latérales sur la forme du front de fissure (Figure II-28). Nous constatons un phénomène bien connu dans le cas de déformations planes : en l'absence d'entailles latérales, la déchirure est plus développée au centre de l'éprouvette et quasi absente en surface (Figure II-28a). La Figure II-28b montre que la présence d'entailles latérales contribue à éviter cette différence de Δa .

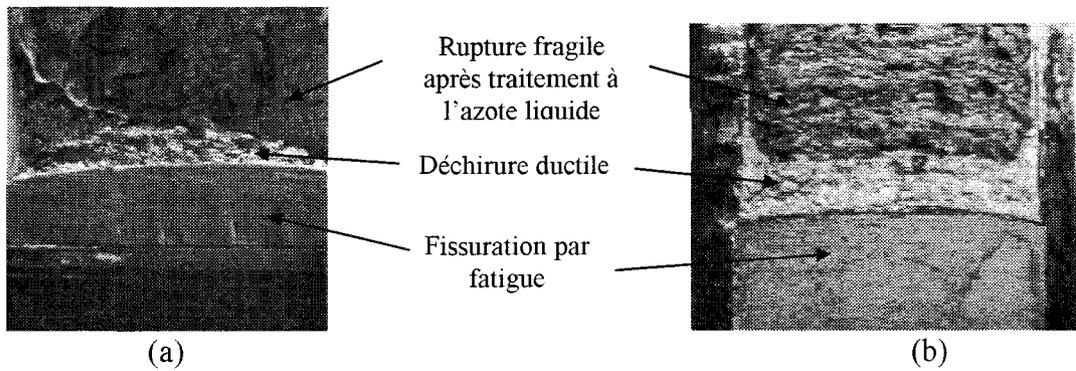


Figure II-28. Effets des entailles latérales sur la forme du front de fissure : (a) éprouvette CT3 sans entailles latérales et (b) éprouvette CT5 avec entailles latérales.

Les mesures reportées dans le Tableau II-8 nous permettent alors d'obtenir pour chaque éprouvette un couple de données ($J; \Delta a$) et de construire une courbe « $J-\Delta a$ » (Figure II-29) (principe de la méthode « multiple specimen »).

A partir de toutes ces données, le paramètre énergétique J a été calculé pour chaque éprouvette conformément à la norme ASTM [4], dans le cas d'une éprouvette CT :

$$J = J_e + J_p$$

avec

$$J_e = \frac{K_I^2 (1 - \nu^2)}{E} \quad (\text{Equation II-8})$$

$$K_I = \frac{P}{BW} \sqrt{a} \left[\frac{2(2 + a/W)}{(1 - a/W)^{3/2}} \frac{1}{\sqrt{a/W}} \right] \left[0.443 + 2.32(a/W) - 6.66(a/W)^2 + 7.36(a/W)^3 - 2.8(a/W)^4 \right] \quad (\text{Equation II-9})$$

$$J_p = \frac{\eta_0}{B(W - a_0)} U_p \quad (\text{Equation II-10})$$

où $\eta_0 = 2.00 + 0.522 (1 - a_0/W)$

B est la largeur de l'éprouvette

$W - a_0$ la longueur initiale du ligament

U_p l'énergie calculée à partir de l'aire sous la courbe charge en fonction de l'ouverture mesurée sur la ligne de charge.

Les points ont été lissés au moyen d'une fonction puissance de la forme $J = J_{1,0} \Delta a^m$:

$$J = 529 \Delta a^{0.89}$$

Les valeurs de ténacité obtenues sont très élevées, ce qui confirme la forte ductilité de l'acier 12NC6 et le fait que, dans ce cas, le taux inclusionnaire est faible. D'après la Figure II-29, la ténacité à l'amorçage $J_{0,2}$ est égale à 210 kJ/m^2 . Cette donnée doit plutôt être considérée comme une valeur indicative car elle a été obtenue par extrapolation.

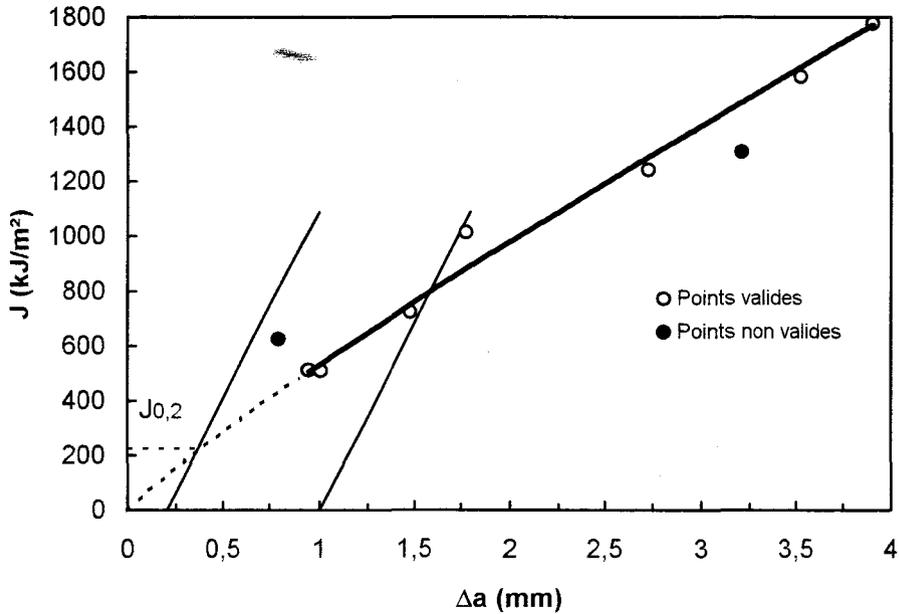


Figure II-29. Courbe J - Δa pour l'acier 12NC6.

II.6. Observations des faciès de rupture

Les faciès de rupture ont été observés pour chaque matériau à l'aide d'un microscope électronique à balayage JEOL 35C, muni d'une sonde d'analyse EDS PGT IMIX SLS.

II.6.1. Cas du joint soudé

Dans le cas du métal de base, l'observation des faciès de rupture des éprouvettes CT a mis en évidence une propagation de la fissure dans des plans décalés par rapport au plan de l'entaille et a conduit à la formation de facettes. Ce mode de rupture peut être attribué à la microstructure en bandes. On peut également observer la présence de particules de sulfure de manganèse.

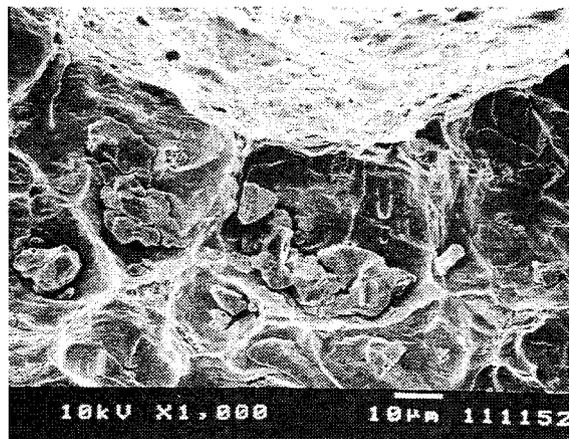


Figure II-30. Faciès de rupture d'une éprouvette CT correspondant au métal de base [1].

Le faciès de rupture sur la Figure II-31 confirme la forte ductilité du métal fondu. On peut observer la présence d'un nombre important d'inclusions de sulfure de manganèse ainsi que la présence importante de fines cupules.

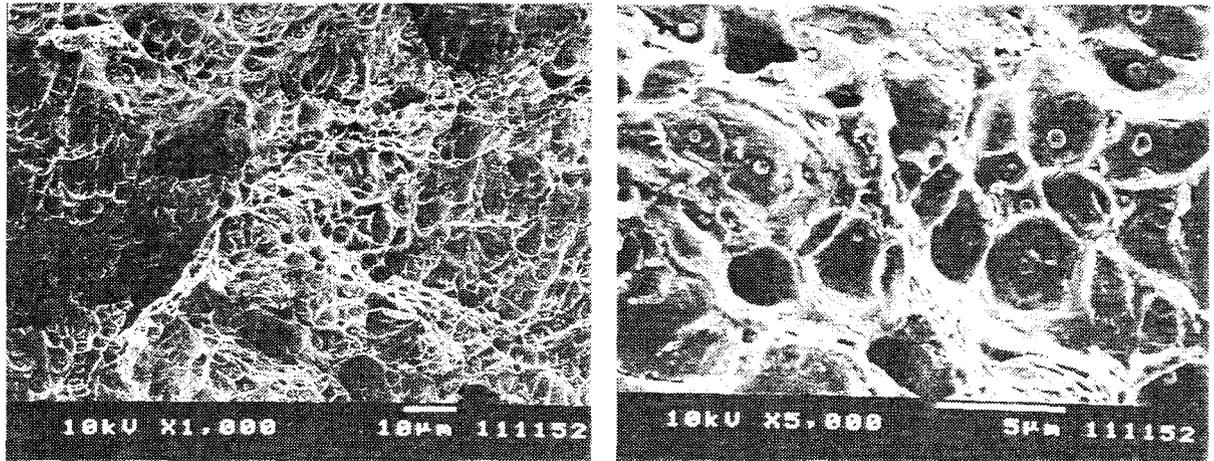


Figure II-31. Faciès de rupture d'une éprouvette CT correspondant au métal fondu [1].

La rupture de la zone affectée thermiquement a un caractère ductile, confirmé par les observations fractographiques. La Figure II-32 montre aussi la présence de zones fragiles d'une part et l'existence d'arrachements lamellaires d'autre part. Les inclusions étant disposées en nappes, le passage d'une nappe à l'autre se fait brutalement.

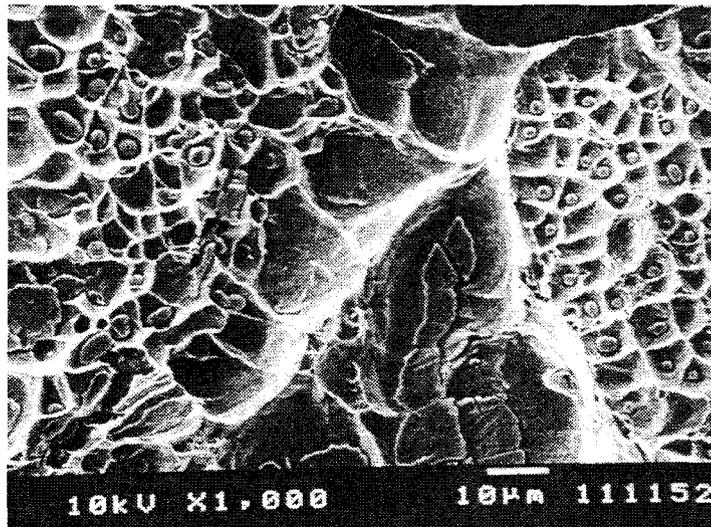


Figure II-32. Faciès de rupture d'une éprouvette CT correspondant à la zone affectée thermiquement [1].

La fraction volumique d'inclusions dans les trois composants du joint soudé a été déduite à partir de la formule de Franklin [9]. Dans le cas d'inclusions de type sulfures de manganèse, la fraction volumique est donnée par :

$$f_v = 0.054 \left[\%S - \frac{0.001}{\%Mn} \right] \quad (\text{Equation II-11})$$

On obtient ainsi :

- $f_v^{MB} = f_v^{ZAT} = 0.13\%$
- $f_v^{MF} = 0.034\%$

II.6.2. Cas de l'alliage d'aluminium 2024-T351

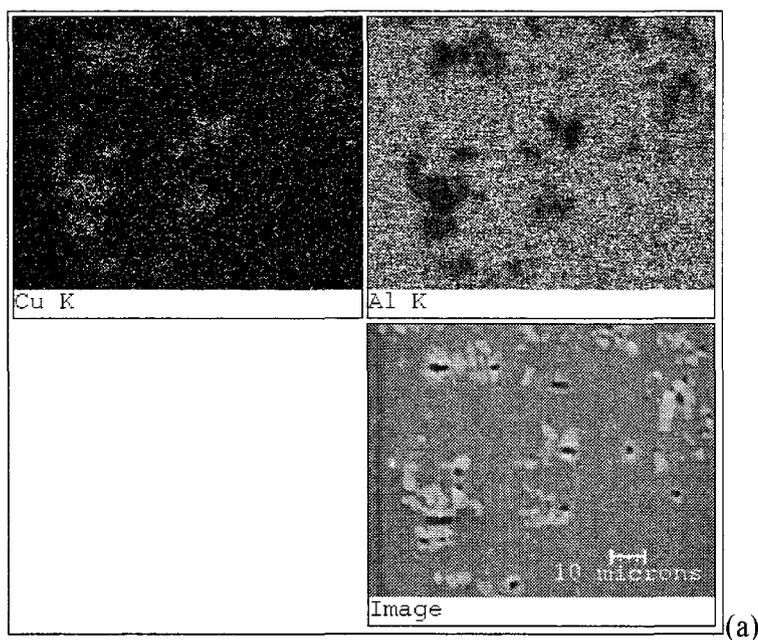
Les faciès de rupture des éprouvettes CCP sont caractérisés par la présence de fines cupules, de taille relativement homogène de l'ordre de $5\mu\text{m}$ et réparties de manière régulière (Figure II-34). Au fond de ces cupules, on peut remarquer la présence de composés intermétalliques. Des analyses, réalisées à l'aide d'une microsonde EDS, ont permis d'identifier deux types de composés (Figure II-33) :

- $\text{Al}_{12}(\text{Fe},\text{Mn})_3\text{Si}_2$;
- Al_2Cu .

Les composés Al_2Cu sont les plus nombreux (densité d'environ $1000/\text{mm}^2$) et de petite taille (Figure II-35b). En revanche, les composés $\text{Al}_{12}(\text{Fe},\text{Mn})_3\text{Si}_2$ sont moins denses (environ $400/\text{mm}^2$), mais sont de plus grande taille. Ils présentent également un caractère fragile, comme le montre la Figure II-35a. Les diamètres moyens sont de $5\mu\text{m}$ pour $\text{Al}_{12}(\text{Fe},\text{Mn})_3\text{Si}_2$ et $3.5\mu\text{m}$ pour Al_2Cu . En supposant que les particules sont de forme sphérique et que la densité des composés intermétalliques est la même dans les trois plans de l'espace, on obtient :

- $f_v^{\text{Al}_{12}(\text{Fe},\text{Mn})_3\text{Si}_2} = 0.05\%$
- $f_v^{\text{Al}_2\text{Cu}} = 0.07\%$

Soit au total, une fraction volumique d'inclusions de 0.12% .



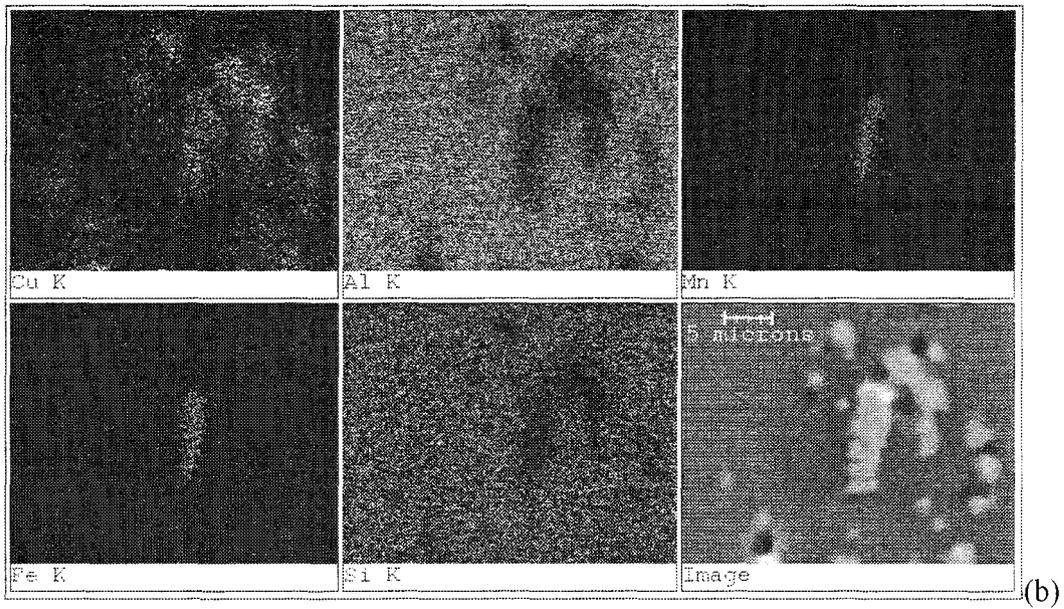


Figure II-33. Analyse à la microsonde de composés intermétalliques (a) Al_2Cu et (b) $Al_{12}(Fe.Mn)_3Si_2$.

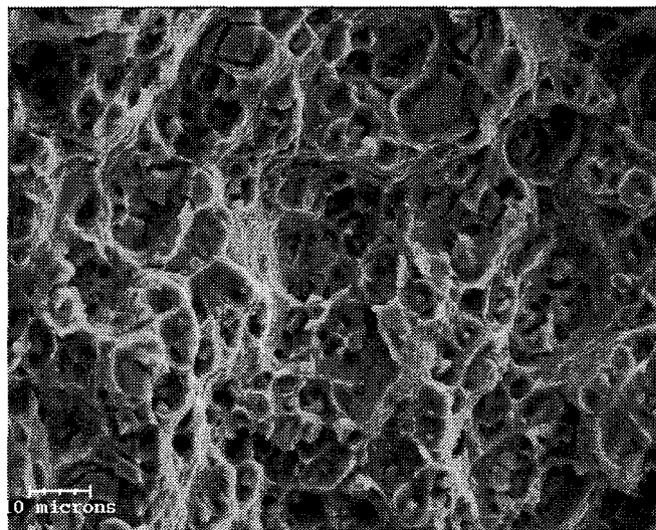


Figure II-34. Faciès de rupture d'une éprouvette CCP. Alliage d'aluminium 2024-T351.

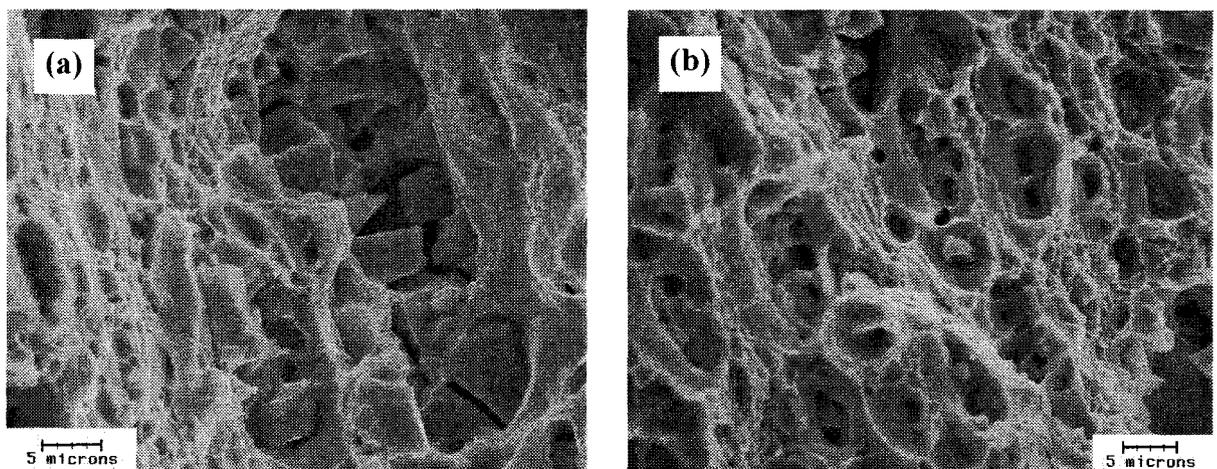


Figure II-35. Détail des composés (a) $Al_{12}(Fe.Mn)_3Si_2$ et (b) Al_2Cu .

II.6.3. Cas de l'acier au nickel-chrome 12NC6

Dans un premier temps, nous avons analysé les faciès de rupture des éprouvettes de traction axisymétriques entaillées de type AE2, AE4 et AE10, présentés sur la Figure II-36, Figure II-37 et Figure II-38, respectivement.

Du point de vue macroscopique, la rupture est en cône et cratère. Ce type d'observations est souvent rencontré en traction.

D'un point de vue microscopique, les faciès de rupture des ces éprouvettes sont assez semblables. La taille des cupules est relativement homogène et n'excède pas $5\mu\text{m}$. On note la présence de nombreuses cupules fines (de la taille du micron), formées certainement au niveau de précipités du type carbure de chrome, qui sont généralement présents dans les aciers au Ni-Cr [10]. On observe également des cupules de taille plus importante, de l'ordre de $10\mu\text{m}$, au fond desquelles on trouve des oxydes d'aluminium, d'un diamètre d'environ $2\mu\text{m}$ (Figure II-36, Figure II-37 et Figure II-39).

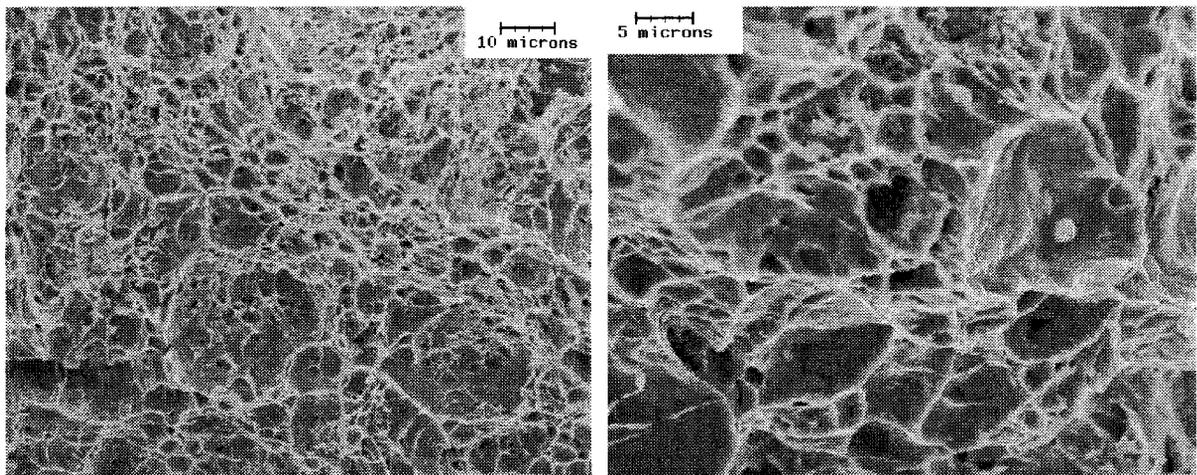


Figure II-36. Faciès de rupture d'une éprouvette AE2. Acier 12NC6.

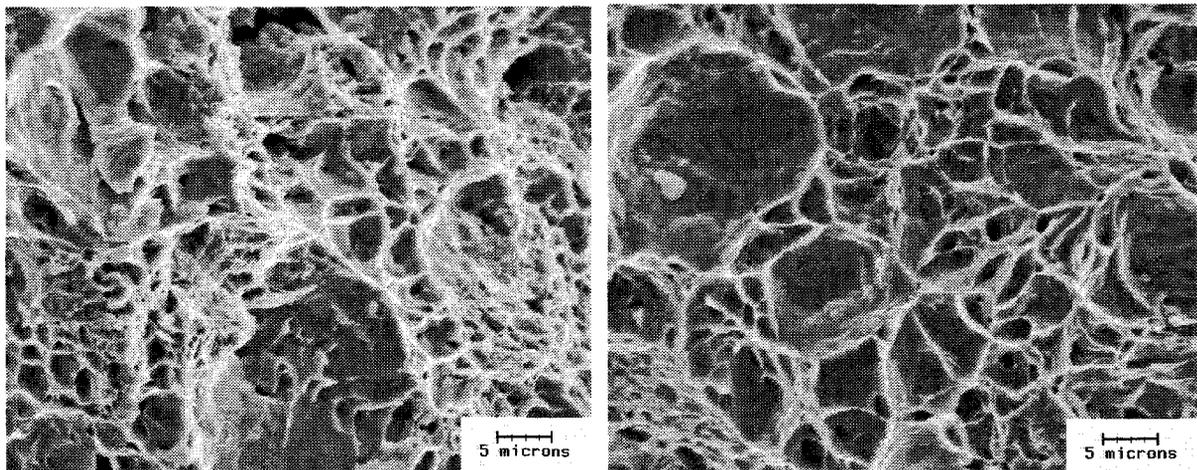


Figure II-37. Faciès de rupture d'une éprouvette AE4. Acier 12NC6.

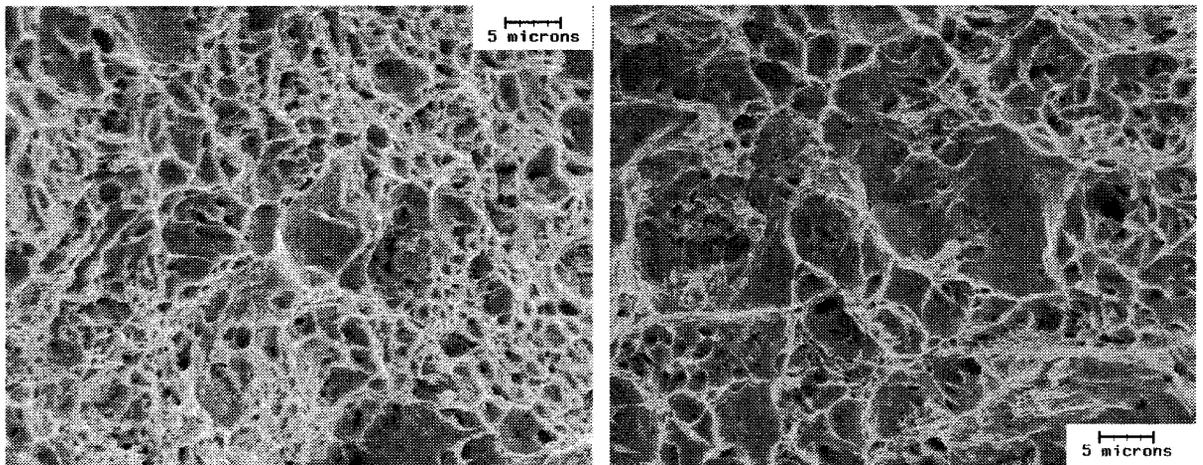


Figure II-38. Faciès de rupture d'une éprouvette AE10. Acier 12NC6.

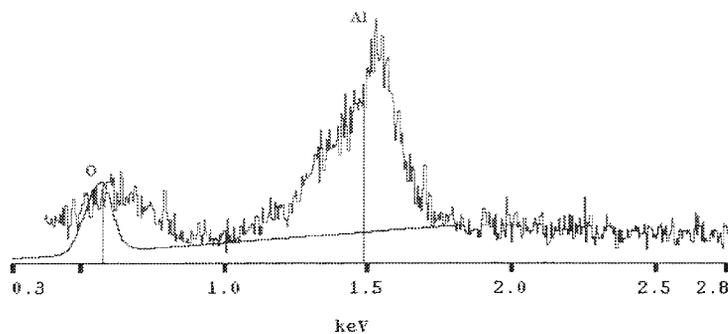


Figure II-39. Spectre d'une inclusion du type oxyde d'aluminium. Acier 12NC6.

Le faciès de rupture des éprouvettes CT présente 3 populations de cupules : de grosses cupules d'un diamètre variant de 25 à 50 μ m, des cupules d'un diamètre d'environ 10 μ m, séparées par de nombreux microcupules (de l'ordre du micron) amorcées sur des carbures (Figure II-40a).

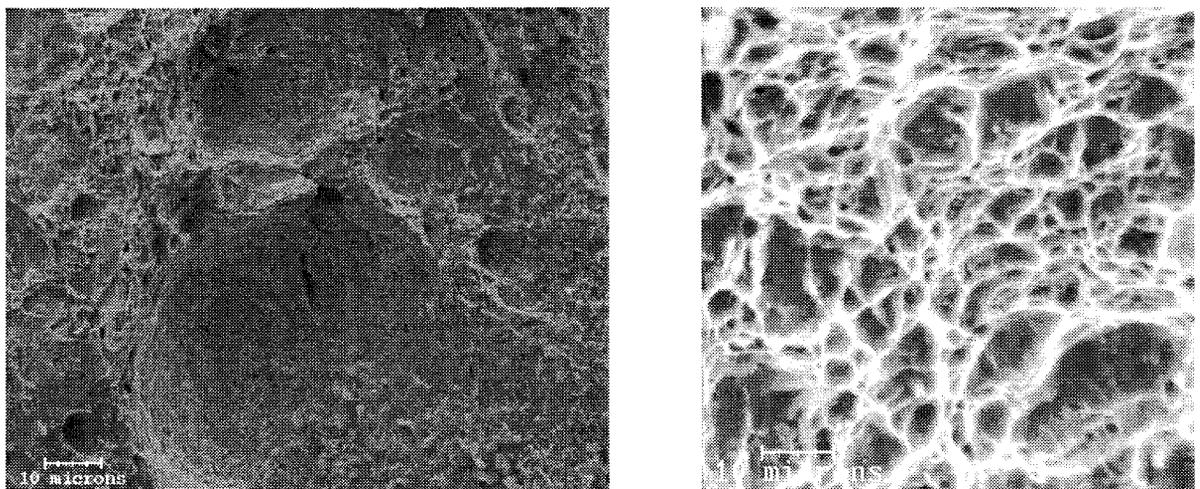


Figure II-40. Faciès de rupture des éprouvettes CT. Acier 12NC6.

II.7. Conclusion

L'étude expérimentale a permis de déterminer la microstructure et les caractéristiques mécaniques à 300°C des trois constituants d'un joint soudé. Les essais de traction ont montré que le métal de base a la limite d'élasticité la plus basse : 205MPa pour le MB, 330 pour le MF et 350MPa pour la ZAT. Cette hétérogénéité mécanique s'exprime par un taux d'overmatching de 1.6. De même, la ténacité à l'amorçage $J_{0,2}$ du métal fondu est 5 fois plus importante que celle du métal de base ($J_{0,2}^{MB}=40\text{kJ/m}^2$ et $J_{0,2}^{MF}=200\text{kJ/m}^2$). La zone affectée thermiquement est la moins ductile et ne possède qu'une ténacité à l'amorçage de 16kJ/m^2 . Le métal de base, qui possède les caractéristiques mécaniques les plus basses, a une influence majeure sur le comportement global du joint soudé. Dans le cas des essais de déchirure réalisés sur la ZAT, cela s'est traduit par une déviation de la fissure vers le métal de base.

La rupture ductile des trois composants du joint soudé est liée à la présence d'inclusions de sulfures de manganèse, jouant le rôle d'initiateurs de cavités, et dont la fraction volumique est de l'ordre de 0.13% dans le cas de MB et ZAT et de 0.034% dans le cas de MF. Cependant, dans le cas de la zone affectée thermiquement, on observe des zones de rupture fragile avec des arrachements lamellaires dus à la répartition en nappes des inclusions.

Le comportement mécanique de l'alliage d'aluminium 2024-T351 a été étudié suivant les sens Long et Travers-Long. Les essais de traction monotone ont révélé un comportement quasiment identique. Nous avons simplement noté une différence au niveau des limites d'élasticité : $R_{p0,2}=370\text{MPa}$ dans le sens L et $R_{p0,2}=340\text{MPa}$ dans le sens TL. Cette constatation est confirmée par les essais de déchirure réalisés sur des éprouvettes CCP. La ténacité à l'amorçage $J_{0,2}$ est de 34kJ/m^2 dans le sens L et de 30kJ/m^2 dans le sens TL.

Les observations fractographiques ont montré la présence de deux types de composés intermétalliques : des particules d' $\text{Al}_{12}(\text{Fe},\text{Mn})_3\text{Si}_2$ et d' Al_2Cu . La fraction volumique de ces inclusions a été estimée à 0.12%. Cette valeur élevée explique la faible valeur de la ténacité $J_{0,2}$.

L'étude expérimentale sur l'acier 12NC6 a présenté plus de difficultés. En effet, les essais de traction sur les éprouvettes axisymétriques entaillées ont révélé les difficultés liées à la mesure de la contraction diamétrale en fond d'entaille. La méthode par analyse d'images semble cependant être une alternative séduisante. Concernant les essais de déchirure réalisés sur les éprouvettes CT, la méthode des décharges partielles s'est avérée inadaptée puisqu'aucune variation de la complaisance n'a pu être mesurée. Sur le principe de la technique à plusieurs échantillons, nous avons alors construit la courbe « J- Δa » après lecture de l'accroissement de la fissure sur les faciès de rupture. Nous avons déduit de cette courbe une ténacité à l'amorçage $J_{0,2}$ de l'ordre de 210kJ/m^2 . La pente de cette courbe révèle également la forte résistance du matériau à la propagation de la fissure.

Les faciès de rupture sont caractérisés par la présence de très fines cupules, initiées vraisemblablement au niveau de précipités de carbures. De rares particules d'alumine Al_2O_3 ont pu être observées. La fraction volumique de ces inclusions est voisine de 0.001%. Cette faible valeur explique une ténacité $J_{0,2}$ élevée.

Ces résultats confirment une tendance générale concernant l'influence de la fraction volumique des inclusions sur le paramètre J :

- pour des valeurs faibles de la fraction volumique d'inclusions ($f_0=0.034\%$ et 0.001%), la valeur de $J_{0,2}$ est importante ($J_{0,2}=200\text{kJ/m}^2$ et 210kJ/m^2).
- pour des valeurs importantes de la fraction volumique d'inclusions ($f_0=0.12\%$ et 0.13%), la valeur de $J_{0,2}$ est faible ($J_{0,2}=30\text{kJ/m}^2$, 40kJ/m^2 et 16kJ/m^2).

II.8. Références

- [1] **A. Al Rassis**, *Contribution à l'étude de la déchirure ductile à chaud dans les joints soudés et modélisation numérique en approche globale et en approche locale*, Thèse, Université des Sciences et Technologies de Lille, Décembre 1995.
- [2] **P. Biela et A. Imad**, *Utilisation de l'analyse d'images pour le suivi de la contraction diamétrale dans le cas d'une éprouvette axisymétrique entaillée*, Journées d'Automne 1998 de la SFM, p. 511, Octobre 1998.
- [3] **P.W. Bridgman**, *Studies in large plastic flow and fracture*, Harvard University Press, Cambridge, Massachussets, 1964.
- [4] **ASTM**, *Standard test method for J_{1c} , a measure of fracture toughness*, E 813-89, 1989.
- [5] **B.K. Neale**, *The fracture toughness testing of centre-cracked tensile specimens using the unloading compliance technique*, Engineering Fracture Mechanics, Vol. 59, N°4, pp. 487-499, 1998.
- [6] **Y. Lei and B.K. Neale**, *The fracture behaviour of a centre cracked tensile specimen*, Fatigue Fract. Engng Mater. Struct., Vol. 20, N°2, pp. 201-216, 1997.
- [7] **B.W. Pickles, T. Ingham and D.P.G. Lidbury**, *Fracture toughness studies on PWR pressure vessel materials*. UKAEA, pp. 1315-1330.
- [8] **P.W. Beaver, M. Heller and T.V. Roce**, *Determinations of J_{1c} for 2024-T351 aluminium alloy*, Fatigue Fract. Engng Mater. Struct., Vol. 10, N°6, pp. 495-506, 1987.
- [9] **A.G. Franklin**, *Comparison between a quantitative microscope and chemical methods for assessment of non-metallic inclusions*, Journal of Iron and Steel Institute, pp. 181-186, February 1969.
- [10] **G. Henry and D. Horstmann**, *De ferri metallographia*, Vol. 5, 1979.

CHAPITRE III

ETUDE NUMERIQUE

III. Etude numérique

III.1. Introduction

L'étude expérimentale a permis de déterminer les paramètres décrivant l'amorçage d'une fissure à partir des courbes « J- Δa », « P- $\Delta \emptyset$ » ou bien « P-a ». Dans cette partie, il est question de réaliser une analyse numérique en vue de simuler la déchirure ductile d'un matériau et de prédire la direction probable d'une fissure.

Dans ce chapitre, nous allons tenter de modéliser la rupture ductile des matériaux présentés précédemment : (1) le joint soudé dans un acier au Carbone-Manganèse, (2) l'acier au Nickel-Chrome 12NC6 et (3) l'alliage d'aluminium 2024-T351. L'analyse par éléments finis a été réalisée à l'aide du code de calcul SYSTUS.

Dans chacun de ces cas de figures, trois modèles basés sur l'approche locale de la rupture ductile ont été utilisés : (1) le modèle découplé de Rice-Tracey et les modèles couplés de (2) Rousselier et de (3) Gurson-Tvergaard-Needleman encore appelé GTN. Ces trois modèles sont actuellement les plus employés dans la littérature et ils constituent un panel assez représentatif de l'ensemble des modèles existants.

La première partie de ce chapitre est consacrée à la modélisation de la rupture d'un joint soudé. Elle constitue une suite des travaux d'Al Rassis [1] qui avaient notamment permis de prédire la direction probable de la fissure à l'aide du modèle de Rice-Tracey, sans pour autant pouvoir en simuler son avancée. Nous avons jugé utile ici d'étendre cette étude à la simulation de l'accroissement de la fissure au moyen d'un modèle couplé (modèle de Rousselier).

La deuxième partie concerne la modélisation de la rupture ductile de l'alliage d'aluminium 2024-T351. Les simulations réalisées à l'aide des trois modèles ont été comparées aux résultats expérimentaux en termes de courbes « J- Δa ».

La troisième partie s'attache à la simulation de la déchirure ductile de l'acier au nickel-chrome 12NC6. La modélisation d'essais de traction sur des éprouvettes axisymétriques entaillées a permis d'identifier les paramètres des différents modèles afin de reproduire ensuite la courbe de déchirure « J- Δa ».

III.2. Cas du joint soudé

Dans cette partie, nous avons réalisé une étude de sensibilité des trois modèles à la taille du maillage en pointe de fissure. Nous avons également recherché à dégager l'influence des paramètres locaux sur les courbes de déchirure « J- Δa », notamment sur la ténacité à l'amorçage J_{IC} ou $J_{0,2}$ et sur la résistance à la déchirure dJ/da .

Nous décrivons ensuite la méthode adoptée pour l'identification des paramètres liés à chacun des modèles.

Enfin, nous avons testé les modèles de Rice-Tracey et de Rousselier pour la simulation de l'avancée d'une fissure dans un joint soudé.

III.2.1. Maillages et conditions aux limites

Les calculs numériques ont été réalisés sur deux configurations différentes d'éprouvette CT (Compact Tension) schématisées par la Figure III-1 :

- une configuration homogène composée d'un seul matériau. Dans le cas du métal de base MB, il s'agit d'une éprouvette CT20. Dans le cas du métal fondu MF et de la zone affectée thermiquement ZAT, il s'agit d'une éprouvette CT25. Cette configuration servira à l'étude paramétrique.
- une configuration hétérogène, composée des trois constituants du joint soudé (MB+MF+ZAT), encore appelée ZAT hétérogène. Il s'agit d'une éprouvette CT25 qui nous permettra de modéliser le joint soudé.

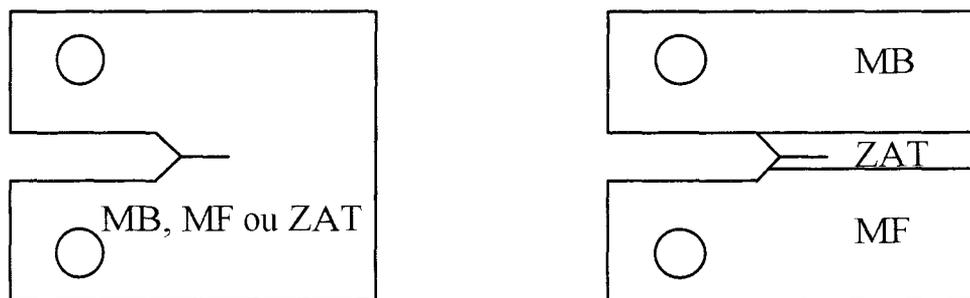


Figure III-1. Configuration des éprouvettes CT : (a) homogène et (b) hétérogène.

Dans le cas d'une configuration homogène, il suffirait de mailler une demi-éprouvette. Cependant, l'étude bibliographique a montré la sensibilité des modèles couplés aux conditions de symétrie : les résultats sont en meilleur accord avec les données expérimentales, lorsque l'on considère une éprouvette entière. En effet, en ne considérant qu'une demi-éprouvette, on fait l'hypothèse que la fissure se propage selon le plan de symétrie de l'éprouvette.

Le maillage des éprouvettes est constitué de mailles quadratiques à 8 noeuds sous-intégrés. Le maillage en pointe de fissure est particulièrement affiné pour la modélisation en approche locale et doit être représentatif de la distribution en inclusions. Nous avons considéré des mailles carrées de 0.1 et 0.2 mm de côté (Figure III-2). L'ensemble de l'analyse par éléments finis a été réalisé avec une taille de maille de 0.2mm, cette valeur étant reprise de l'étude préliminaire [1]. Dans le cadre de l'étude de sensibilité à la taille du maillage en pointe de fissure, nous avons diminué cette taille de moitié, soit $L_e=0.1$ mm. La zone en forme de triangle modélise la goupille réalisant la liaison entre l'éprouvette et les mors. Elle a été définie comme un solide purement élastique. Ce procédé permet d'appliquer facilement un chargement uniforme à l'interface goupille/éprouvette, à l'aide d'un solide quasi indéformable, et de calculer les valeurs de charge et de déplacement au centre de la goupille.

Le maillage de l'éprouvette CT25 dans le cas des deux autres configurations homogènes (métal fondu et la zone affectée thermiquement) est présenté dans l'annexe D.

Dans le cas de la configuration hétérogène, le maillage de l'éprouvette est présenté sur la Figure III-3. La ZAT se trouve dans la partie centrale de l'éprouvette, de largeur constante égale à 3mm. La fissure a été modélisée à 1mm de la ligne de fusion à partir de l'interface avec le métal fondu.

L'analyse par éléments finis a été réalisée sous les hypothèses de déformations planes et de grandes déformations. La loi de comportement est de type élastoplastique avec écrouissage isotrope basé sur le critère de Von Mises et introduite point par point dans le code de calcul.

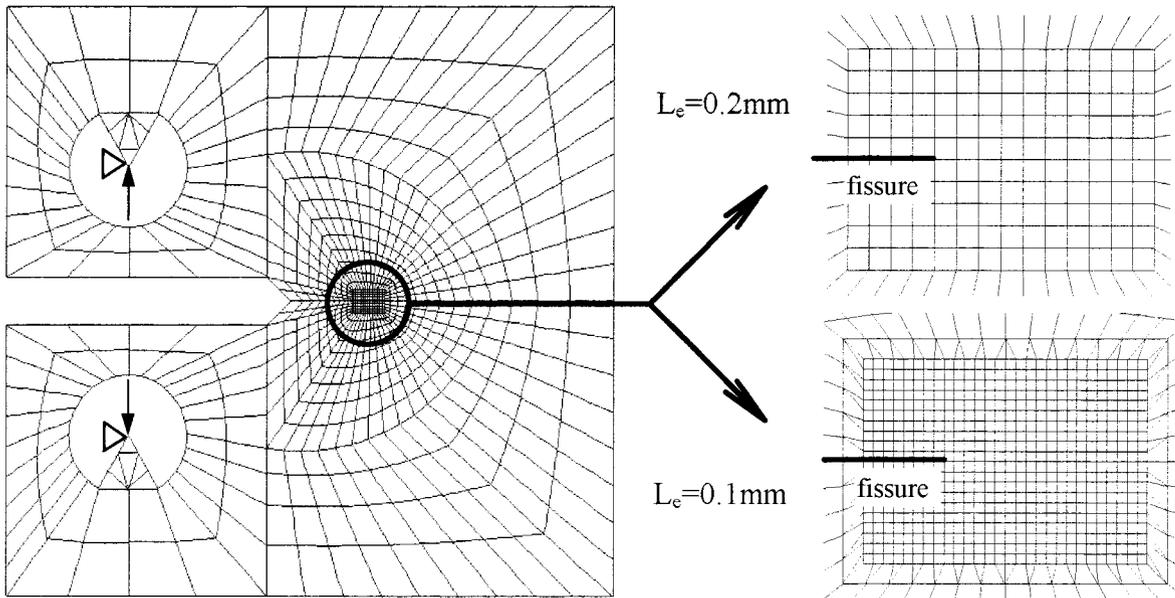


Figure III-2. Maillage d'une éprouvette CT20 dans le cas d'un configuration homogène en métal de base. Détail sur les mailles en pointe de fissure.

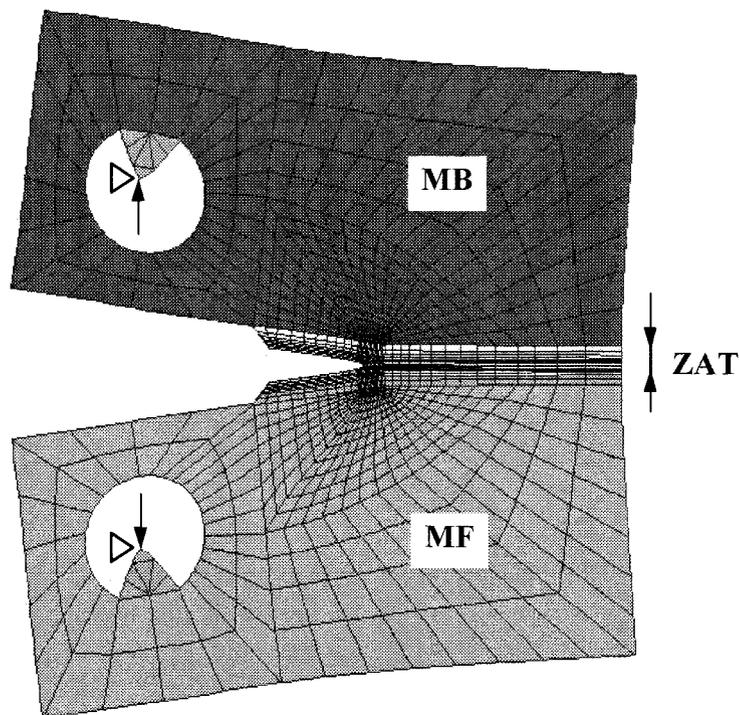


Figure III-3. Maillage déformé de l'éprouvette CT25 en ZAT hétérogène (configuration hétérogène).

III.2.2. Détermination des paramètres locaux

Les paramètres liés aux modèles sont généralement identifiés à partir d'essais de traction sur des éprouvettes axisymétriques entaillées. En l'absence de tels essais, nous avons

déterminé ces paramètres à partir des essais de déchirure ductile effectués sur les éprouvettes CT. Dans cette partie, nous exposons les techniques de détermination des différents paramètres liés aux modèles étudiés.

III.2.2.1. Détermination du paramètre du modèle de Rice-Tracey

La détermination du taux critique de croissance des cavités du modèle de Rice-Tracey est réalisée à partir de l'analyse par éléments finis d'une éprouvette CT en prenant $L_e=0.2\text{mm}$. Cette analyse permet de calculer les valeurs de R/R_0 à partir de la moyenne des contraintes et des déformations calculées dans la maille en pointe de fissure en fonction du déplacement imposé (le calcul de R/R_0 est détaillé dans l'annexe C). Pour chacun de ces déplacements, on détermine ensuite l'énergie J à partir de l'aire sous la courbe « Charge-Déplacement », conformément à la norme ASTM [2]. Il est alors possible de tracer l'évolution du taux de croissance des cavités en fonction de l'énergie J , ce qui permet d'identifier la valeur de $(R/R_0)_c$ à partir de la ténacité à l'amorçage $J_{0,2}$. La Figure III-4 illustre ce type d'évolution qui conduit à :

- $(R/R_0)_c=1.4$ pour le métal de base ($J_{0,2}=40\text{kJ/m}^2$) ;
- $(R/R_0)_c=2$ pour le métal fondu ($J_{0,2}=200\text{kJ/m}^2$) ;
- $(R/R_0)_c=1.05$ pour la zone affectée thermiquement ($J_{0,2}=16\text{kJ/m}^2$).

Il faut noter que la valeur de $(R/R_0)_c$ dans le cas de la ZAT est très faible et proche de l'unité, tandis que le métal fondu MF présente une valeur élevée. Cela signifie que la zone affectée thermiquement est sensible à la déchirure ductile.

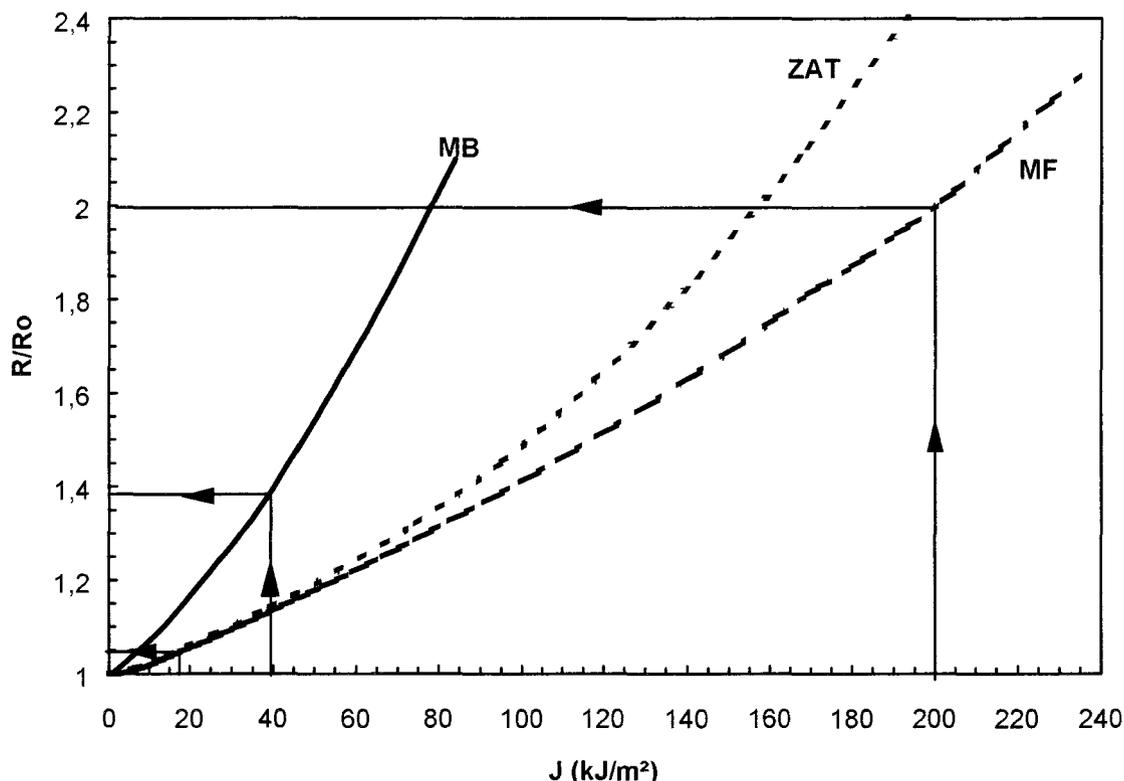


Figure III-4. Détermination du paramètre $(R/R_0)_c$ à partir de la ténacité à l'amorçage $J_{0,2}$ - $L_e=0.2\text{mm}$.

III.2.2.2. Détermination des paramètres du modèle de Rousselier

L'utilisation du modèle de Rousselier nécessite la connaissance de trois paramètres : la résistance de la matrice à la déchirure ductile σ_1 , une constante D et la fraction volumique initiale de cavités f_0 .

Dans un premier temps, le paramètre σ_1 a été pris égal à (2/3) de la limite d'élasticité du matériau et la constante D égale à 2, comme le préconise Rousselier [3]. Par conséquent, les valeurs de σ_1 utilisées pour l'analyse numérique sont égales à 137MPa, 220MPa et 233MPa respectivement pour MB, MF et ZAT. La fraction volumique initiale de cavités a été prise égale à la fraction volumique d'inclusions et estimée à partir de la composition chimique du matériau. Dans le cas d'inclusions MnS présentes dans les trois composants du joint soudé, la formule de Franklin [4] donne :

$$\begin{aligned} - (f_0)_{\text{MB}} &= (f_0)_{\text{ZAT}} = 0.13\% \\ - (f_0)_{\text{MF}} &= 0.034\% \end{aligned}$$

III.2.3. Sensibilité des modèles à la taille du maillage L_e en pointe de fissure

Dans cette partie, nous nous intéressons à analyser l'influence de L_e sur les paramètres globaux (J et CTOD) et locaux (paramètres liés aux modèles). Nous avons considéré deux tailles de maille en pointe de fissure : des mailles carrées de 0.2mm et 0.1mm de côté.

III.2.3.1. Influence de L_e sur les paramètres globaux

Nous avons, au préalable, vérifié l'influence de la taille des mailles en pointe de fissure sur des paramètres globaux, tels que l'intégrale J et le CTOD (Crack Tip Opening Displacement). Pour cela, nous avons effectué un calcul élastoplastique en utilisant les deux tailles de mailles étudiées.

L'intégrale J est calculée par le logiciel Systus à l'aide d'une procédure automatique et nécessite la définition d'un contour suffisamment éloigné de la zone en pointe de fissure. Ce contour est défini par des noeuds et suit les arêtes des mailles. La Figure III-5 montre que l'évolution de l'intégrale J en fonction du déplacement est indépendante de la taille L_e des mailles.

Le CTOD δ a été mesuré à 0.4mm de la pointe de la fissure, à partir du déplacement des 2 noeuds situés sur les lèvres de la fissure. La Figure III-6, donnant l'évolution du CTOD en fonction du déplacement, montre la faible influence de la taille L_e des mailles sur l'ouverture des lèvres de la fissure. Ce résultat était attendu puisqu'il existe une relation linéaire entre le paramètre J et le CTOD qui s'écrit sous la forme :

$$J/\sigma_y = m.\delta \quad \text{où } m \text{ est une constante et } \sigma_y \text{ la limite d'élasticité.}$$

A l'issue de ces vérifications, nous montrons que la taille des mailles en pointe de fissure n'a pas d'influence sur l'intégrale J et l'ouverture en fond de fissure CTOD. Ce constat est valable dans le cas d'une approche globale en mécanique de la rupture.

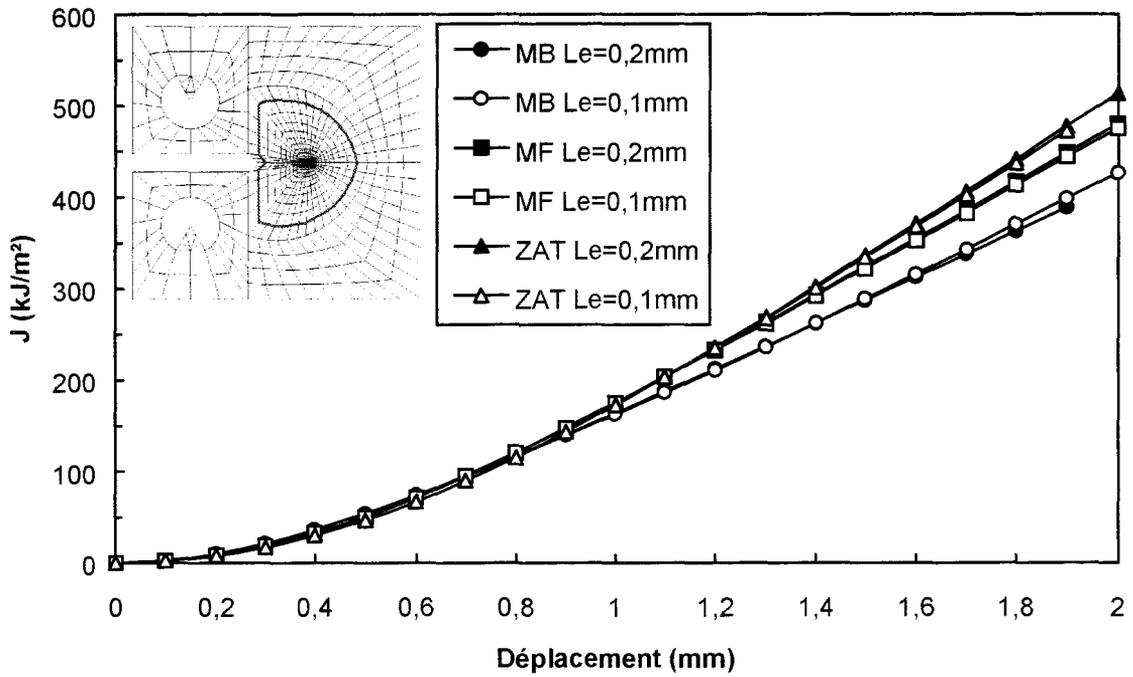


Figure III-5. Evolution de l'intégrale J en fonction du déplacement pour deux tailles de maille.

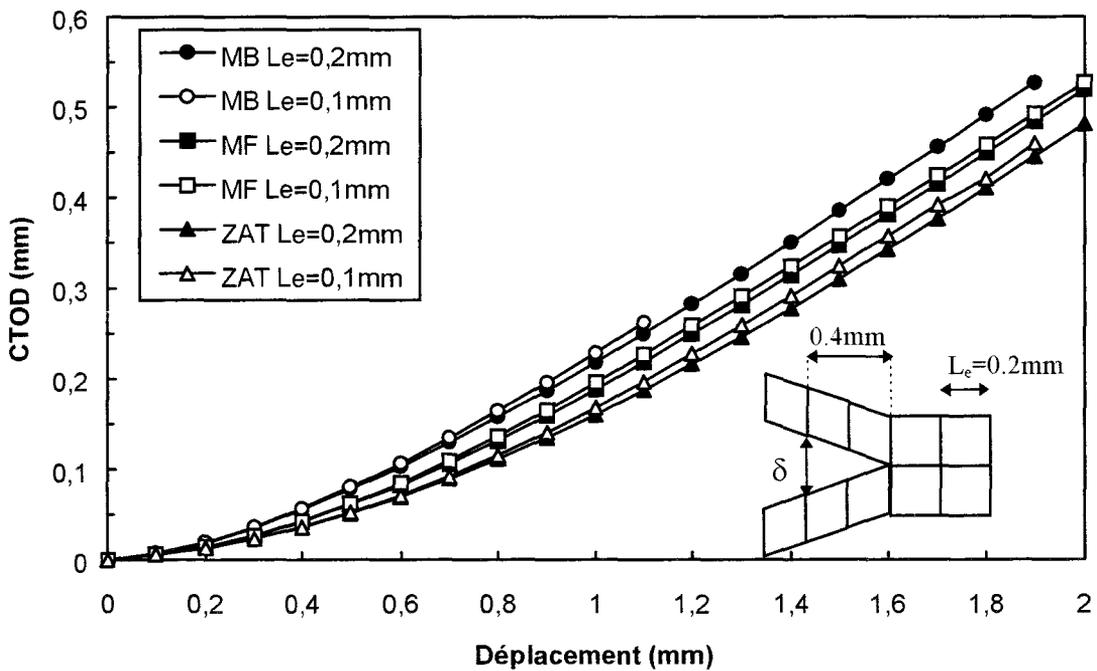


Figure III-6. Influence de la taille des mailles L_e sur l'ouverture en fond de fissure.

III.2.3.2. Influence de L_e sur les valeurs de R/R_0

Il est bien connu que la taille du maillage en pointe de fissure a une grande influence sur le taux de croissance des cavités, comme le montre la Figure III-7. Pour un déplacement donné, les valeurs les plus grandes du paramètre R/R_0 sont obtenues avec la taille de maille la plus petite. Ce résultat, vérifié pour les trois configurations homogènes, était prévisible. En effet, plus la taille de la maille est petite, plus le calcul de R/R_0 est effectué près de la pointe de la fissure : lorsque $L_e=0.2\text{mm}$, $(R/R_0)_{\text{moyen}}$ est calculé à 0.1mm de la pointe de la fissure, alors que pour $L_e=0.1\text{mm}$, le calcul de R/R_0 est effectué à 0.05mm de la pointe de la fissure. La valeur du paramètre R/R_0 sera donc d'autant plus affectée par la singularité en fond de fissure, que la taille de la maille est petite. De plus, nous notons que la différence entre les deux courbes augmente avec le déplacement.

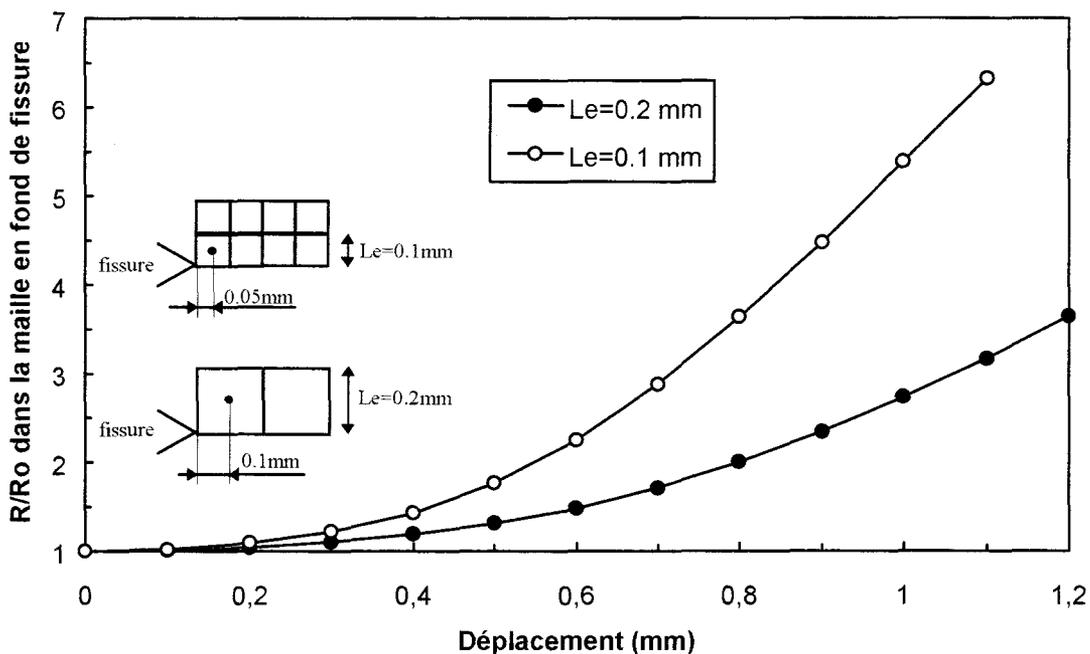


Figure III-7. Influence de la taille des mailles en pointe de fissure sur les valeurs du taux de croissance des cavités. Cas du métal de base.

Ce résultat est également illustré par la Figure III-8, qui donne l'évolution de R/R_0 en fonction de la distance du fond de la fissure, dans le cas du métal fondu MF. Pour un déplacement donné, les valeurs de R/R_0 calculées avec $L_e=0.1\text{mm}$ sont supérieures à celle correspondant à $L_e=0.2\text{mm}$. On peut noter cependant que, lorsque l'on s'éloigne de la pointe de la fissure, l'écart entre les courbes diminue jusqu'à une distance d_c , au-delà de laquelle l'évolution du taux de croissance de cavités est indépendante de la taille du maillage. Ce constat a amené Delmotte [5] à définir un critère de rupture équivalent, noté $(R/R_0)_{dc}$. Ce paramètre correspond à la valeur critique du taux de croissance de cavités calculée dans une maille dont le centre est situé au-delà de la distance d_c de la pointe de la fissure. Ce nouveau critère de rupture serait donc indépendant de la taille du maillage L_e .

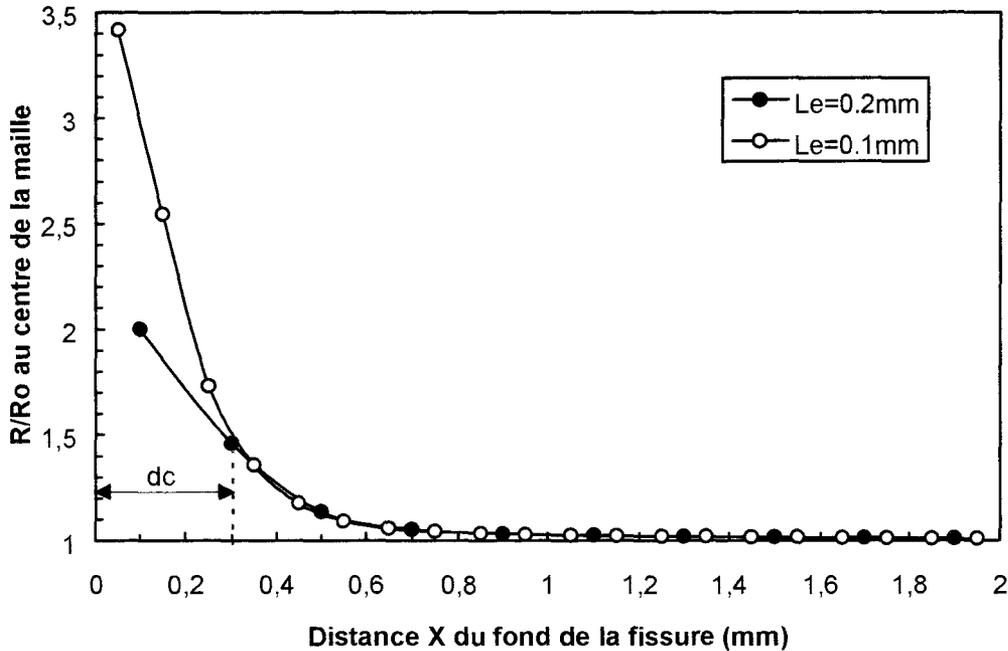
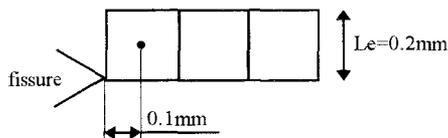


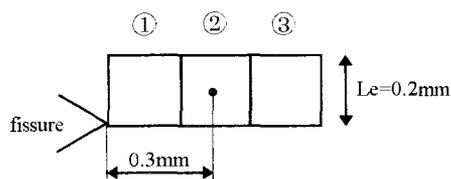
Figure III-8. Evolution du taux de croissance des cavités pour deux tailles de maille L_e à l'instant où R/R_0 a atteint sa valeur critique. Cas du métal fondu.

Selon la Figure III-8, qui correspond à l'instant où R/R_0 a atteint sa valeur critique quand $L_e=0.2\text{mm}$, la distance d_c est égale à 0.3mm . Afin de vérifier la validité du critère de rupture équivalent, nous avons effectué trois calculs selon trois configurations différentes :

- (1) $(R/R_0)_c=2$ et $L_e=0.2\text{mm}$: cette situation correspond à la valeur critique de R/R_0 calculée dans la maille située au fond de fissure.

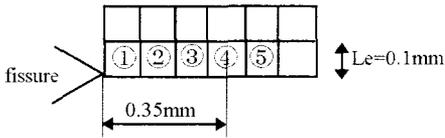


- (2) $(R/R_0)_{dc}=1.45$ et $L_e=0.2\text{mm}$: la valeur de R/R_0 est calculée à une distance $d_c=0.3\text{mm}$ du fond de fissure, c'est-à-dire au centre de la deuxième maille située à l'avant de la pointe de la fissure. Pour relâcher les noeuds au niveau de l'élément ①, le critère de rupture $(R/R_0)_{dc}=1.45$ est déterminé dans l'élément ②. Après la première procédure de relâchement, cette opération est répétée dans l'élément ③ afin de déterminer l'instant de rupture au niveau de l'élément ② et ainsi de suite ...



- (3) $(R/R_0)_{dc}=1.35$ avec $L_e=0.1\text{mm}$: la valeur de R/R_0 est calculée à une distance $d_c=0.35\text{mm}$ du fond de la fissure, c'est-à-dire au centre de la quatrième maille située à l'avant de la pointe de la fissure. Dans ce cas, le critère de rupture de

l'élément ① est calculé dans l'élément ④. Le relâchement de l'élément ② est effectué lorsque $(R/R_0)_{dc}=1.35$ est atteint dans l'élément ⑤, etc.



Les résultats issus de ces trois calculs ont été comparés en termes de courbes « J- Δa », reportées sur la Figure III-10. Cette figure montre que les trois critères ne sont pas équivalents et que les deux « valeurs équivalentes » $(R/R_0)_{dc}$ conduisent à une surestimation de la résistance à la propagation de la fissure.

Ce décalage peut s'expliquer à l'aide de la Figure III-9 illustrant l'évolution de R/R_0 en fonction du déplacement. Prenons l'exemple du critère $(R/R_0)_{dc}=1.45$ avec une taille de maille $L_e=0.2\text{mm}$. Les noeuds de l'élément ① sont relâchés lorsque R/R_0 atteint 1.45 dans l'élément ② et à cet instant on a bien $R/R_0 \cong 2$ dans l'élément ①. Après relâchement des premiers noeuds, la pointe de la fissure se trouve au point A et il faut suivre l'évolution de R/R_0 dans l'élément ③ pour déterminer l'instant où les noeuds au niveau de l'élément ② seront relâchés. Lorsque ce critère est atteint, on constate que la valeur de R/R_0 dans l'élément ②, en pointe de fissure, est nettement supérieure à 2. On observe le même phénomène pour le troisième relâchement : lorsque $R/R_0=1.45$ dans l'élément ④, R/R_0 dans la maille ③ en pointe de fissure est proche de 2.4.

Cette explication montre que le critère $(R/R_0)_{dc}$ pris au 2^e élément correspond à une valeur de R/R_0 supérieure à $(R/R_0)_c=2$ au 1^{er} élément. Cette valeur augmente avec la longueur de la fissure Δa . Ce qui peut expliquer l'écart important entre les deux courbes de la Figure III-10 au fur et à mesure que Δa augmente.

Les mêmes observations peuvent être faites pour le critère $(R/R_0)_{dc}=1.35$ et $L_e=0.1\text{mm}$. Comme ce critère est calculé à une distance supérieure à celle du critère $(R/R_0)_{dc}=1.45$, la résistance à la propagation de la fissure est surestimée encore davantage (Figure III-10).

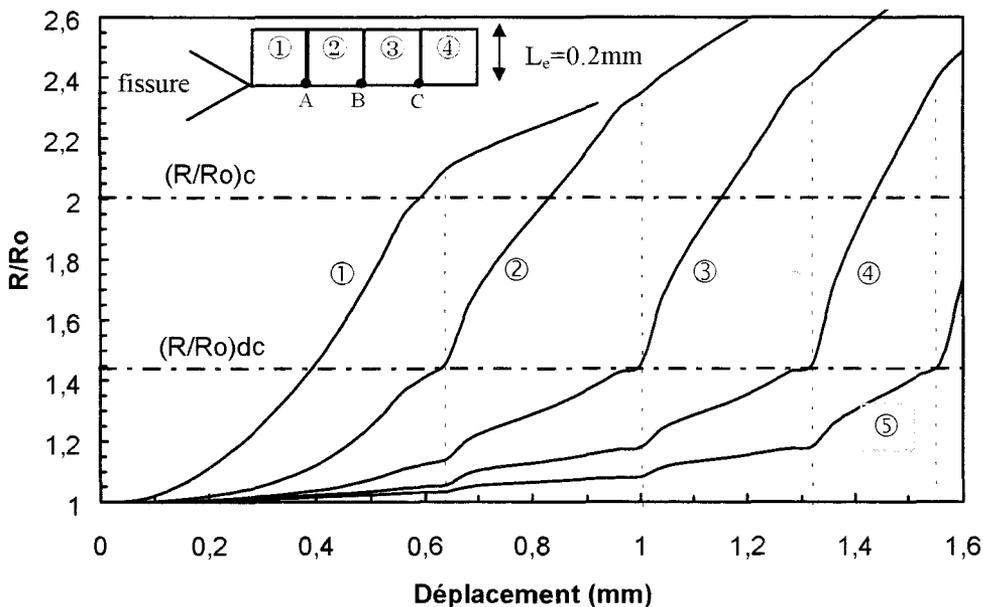


Figure III-9. Evolution de R/R_0 en fonction du déplacement dans 5 mailles situées au fond de fissure.

Par ailleurs, la Figure III-11 donne l'évolution de R/R_0 en fonction du déplacement dans 5 mailles situées au fond de fissure. On constate que le gradient d'évolution de R/R_0 n'est pas similaire dans toutes les mailles, ce qui peut engendrer un décalage entre les critères $(R/R_0)_c$ et $(R/R_0)_{dc}$.

Les trois calculs donnent cependant une ténacité à l'amorçage identique. Par contre, les deux critères de rupture équivalents $(R/R_0)_{dc}$ surestiment largement la résistance à la propagation de la fissure.

Ceci révèle donc la contradiction dans l'utilisation du modèle de Rice-Tracey : d'une part, il faut tenir compte d'une distance critique d_c pour atténuer l'effet de la taille du maillage et d'autre part, on constate que le fait de ne pas examiner R/R_0 dans la première maille en pointe de fissure fausse les résultats.

Cette constatation montre en quoi le taux de croissance de cavités est sensible à la taille des mailles. Ceci induit, bien entendu, une erreur sur l'estimation de la valeur de $(R/R_0)_c$ qui ne peut pas être considérée comme un paramètre intrinsèque au matériau. C'est pour cette raison que Devaux *et al.* [6] ont proposé de corrélérer R/R_0 et J à la taille de la maille par l'intermédiaire de l'expression suivante :

$$J = \alpha \cdot \sigma_y \cdot L_e \cdot \ln(R/R_0)$$

avec $\alpha = 2.78$ dans le cas d'une éprouvette CT, σ_y la limite d'élasticité et L_e la taille des mailles en pointe de fissure.

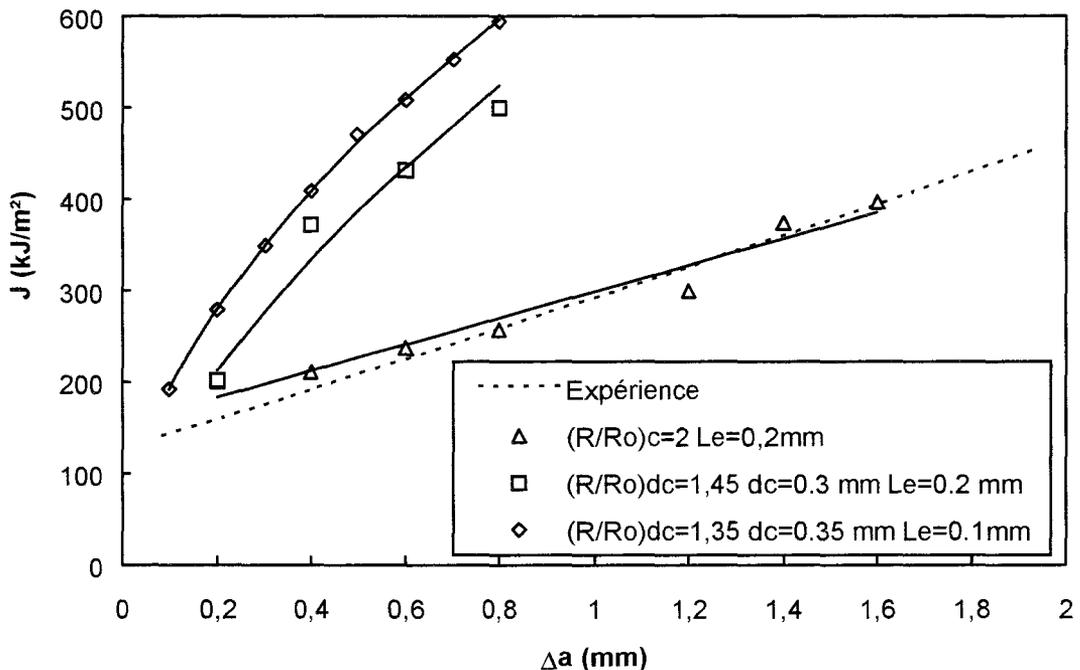


Figure III-10. Comparaison des critères de rupture $(R/R_0)_c$ et $(R/R_0)_{dc}$. Cas du métal fondu.

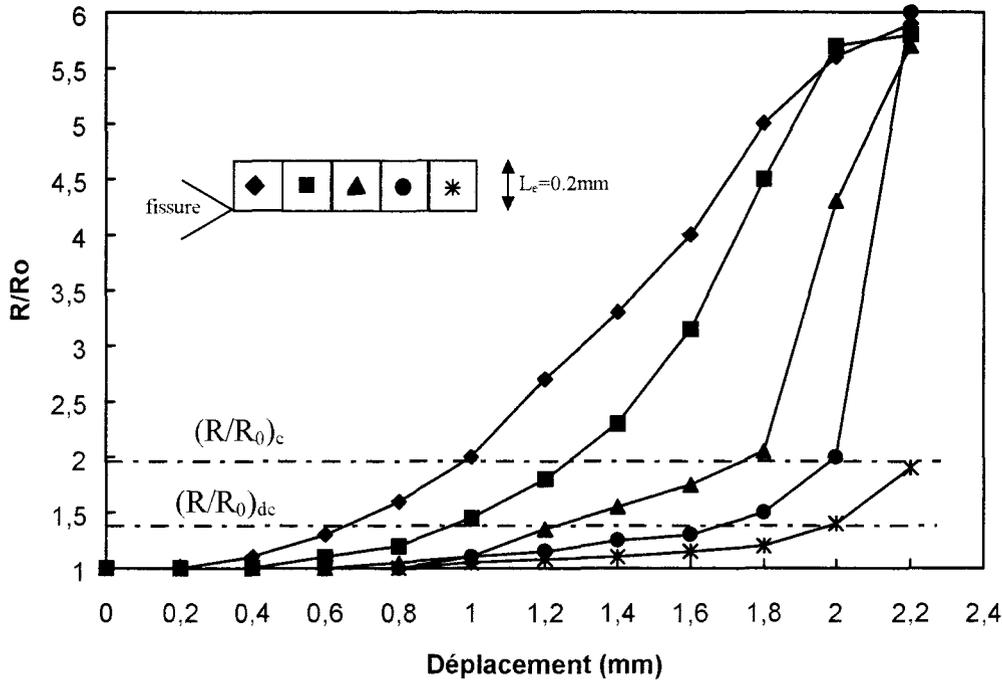


Figure III-11. Gradient d'évolution de R/R_0 dans les mailles en fond de fissure. Cas du métal fondu.

III.2.3.3. Influence de L_e sur les courbes $J-\Delta a$ obtenues avec le modèle de Rousselier

La sensibilité du modèle de Rousselier à la taille du maillage en pointe de fissure a été analysée sur des courbes « $J-\Delta a$ ». Le critère d'avancée de fissure est lié à la contrainte d'ouverture σ_{yy} au deuxième point de Gauss de l'élément en pointe de fissure, conformément à la description donnée au chapitre I. Le modèle de Rousselier que nous avons utilisé est le modèle standard de la bibliothèque Systus. Il n'intègre pas la notion de porosité critique pour simuler l'avancée de la fissure. Les résultats sont reportés sur la Figure III-12 pour deux configurations homogènes (MB et MF).

On constate qu'une augmentation de la taille du maillage en pointe de fissure provoque une augmentation des valeurs de J . En d'autres termes, la taille du maillage L_e contrôle la valeur de la ténacité à l'amorçage. La même tendance a été observée avec la troisième configuration homogène (ZAT). Ce résultat montre que, dans le cadre de l'approche locale, la taille du maillage doit être considérée comme un paramètre lié à la technique de calcul par éléments finis qu'il convient de prendre en considération dans notre démarche. En effet, dans son modèle, Rousselier propose que la taille des mailles soit un paramètre ajustable. Il suggère de prendre, en première approximation :

$$L_e = \frac{5}{\sqrt[3]{N_v}} \quad \text{où } N_v \text{ est le nombre d'inclusions par unité de volume.}$$

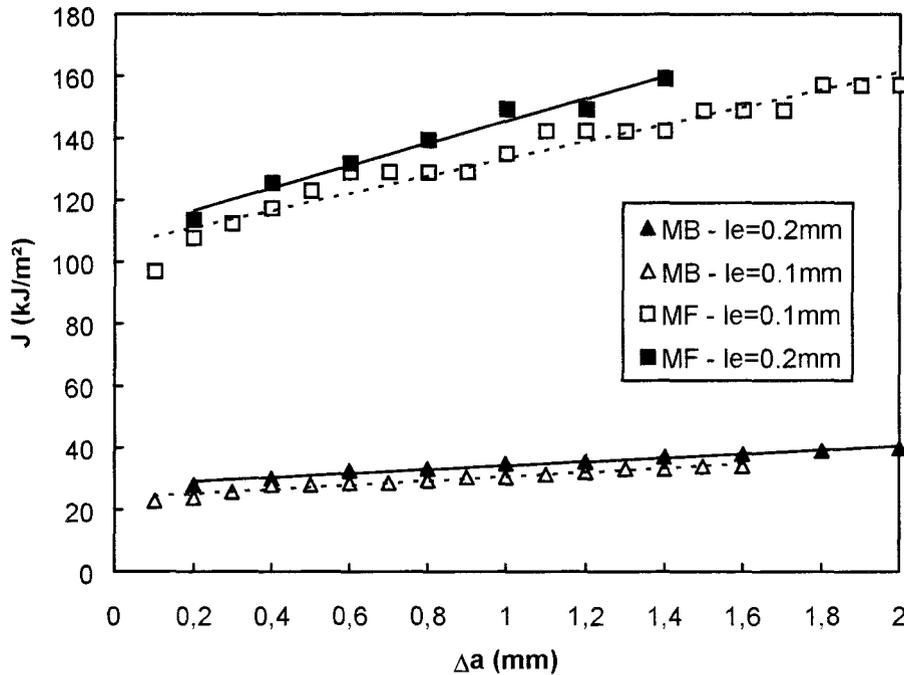


Figure III-12. Influence de L_c sur les courbes « $J-\Delta a$ » obtenues avec le modèle de Rousselier.

III.2.4. Etude paramétrique

Cette étude a pour but de déterminer le rôle des paramètres de chacun des modèles sur la propagation de la fissure, notamment sur le début de l'amorçage (J_{IC} ou $J_{0,2}$) et sur la cinétique de propagation de la fissure dJ/da . Nous allons analyser ici l'incidence des paramètres locaux sur les courbes « $J-\Delta a$ », en considérant une taille de maille en pointe de fissure de 0.2mm.

III.2.4.1. Influence de $(R/R_0)_c$

La Figure III-13 montre l'influence du taux critique de croissance des cavités sur les courbes « $J-\Delta a$ » dans le cas du métal de base et du métal fondu. Dans chaque cas, deux valeurs de $(R/R_0)_c$ ont été vérifiées : pour MB, nous avons choisi $(R/R_0)_c=1.1$ et 1.4 tandis que pour MF $(R/R_0)_c=2$ et 2.1. Les valeurs de $(R/R_0)_c$ égales à 1.1 pour MB et 2.1 pour MF ont été retenues arbitrairement. Lorsque $(R/R_0)_c$ augmente, les valeurs de J augmentent. Il apparaît donc que le paramètre $(R/R_0)_c$ contrôle principalement la ténacité à l'amorçage. On peut également noter, à partir de cette figure, que les valeurs de $(R/R_0)_c$ pour MB et MF ont été correctement identifiées. En effet, les courbes simulées avec les paramètres déterminés à partir de la ténacité à l'amorçage $J_{0,2}$ (voir paragraphe III.2.2.1) reproduisent de manière satisfaisante les courbes expérimentales.

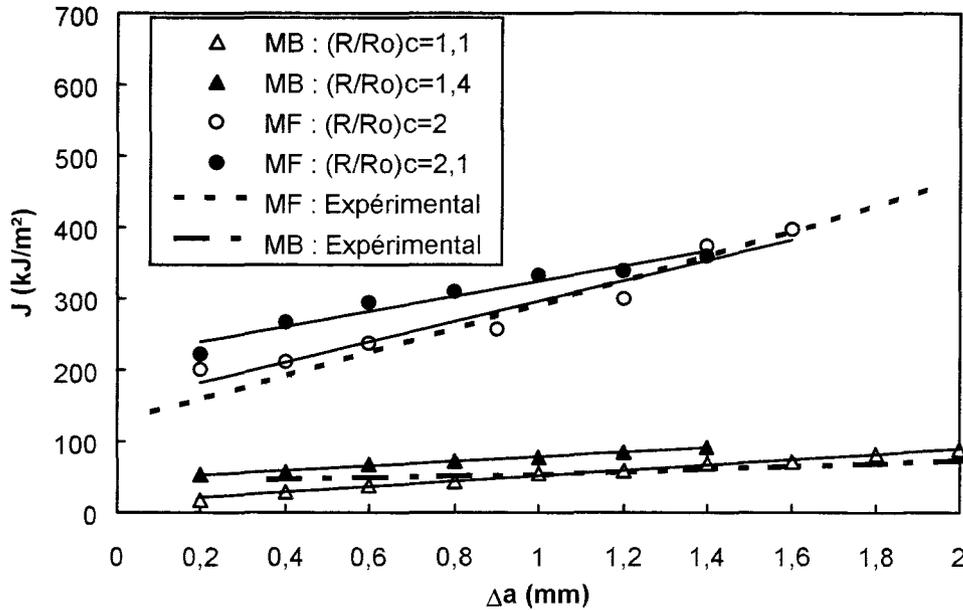


Figure III-13. Influence du paramètre $(R/R_0)_c$ sur les courbes « $J-\Delta a$ » - $L_e=0.2mm$.

III.2.4.2. Influence de σ_1 et D

L'influence des paramètres σ_1 et D du modèle de Rousselier a été analysée sur les courbes « $J-\Delta a$ » dans le cas du métal fondu (Figure III-14). Nous définissons le paramètre C comme étant le rapport entre σ_1 et σ_y . L'augmentation de C provoque une augmentation des valeurs de J et une légère augmentation des pentes dJ/da . La diminution de D a tendance à augmenter les pentes dJ/da . Ainsi, le paramètre σ_1 contrôle essentiellement la ténacité à l'amorçage alors que la constante D pilote la cinétique de propagation de la fissure. Cette complémentarité des effets de σ_1 et D peut donc permettre un bon ajustement des résultats numériques avec les courbes expérimentales. Dans cet exemple, le cas où $\sigma_1=\sigma_y$ et $D=2$ semble décrire correctement la courbe expérimentale. Dans la littérature, le rapport C varie entre 0.6 et 1.2 ; la valeur préconisée par Rousselier étant 2/3.

III.2.4.3. Influence de f_c , δ et a

L'influence des paramètres f_c , δ et a du modèle de Gurson-Tvergaard-Needleman a été analysée sur la courbe « $J-\Delta a$ » dans le cas du métal de base. Le paramètre « a », qui définit la germination continue de cavités, pilote la cinétique d'évolution de la porosité f par la formule suivante :

$$\dot{f} = a d\varepsilon_{eq}^p \quad \text{où } d\varepsilon_{eq}^p \text{ est l'incrément de déformation plastique équivalente.}$$

Compte tenu des difficultés de mise en place d'un logiciel d'identification automatique des paramètres par résolution inverse et en raison de la lourdeur d'une identification par tâtonnement, nous nous sommes limités à 4 jeux de paramètres choisis arbitrairement :

- $f_c=0.01$ $\delta=3$ et $a=0.5$;
- $f_c=0.05$ $\delta=3$ et $a=0.5$;

- $f_c=0.01$ $\delta=1$ et $a=0.5$;
- $f_c=0.01$ $\delta=3$ et $a=1$.

Les résultats de l'analyse par éléments finis, reportés sur la Figure III-15, montrent qu'une augmentation de la fraction volumique critique de cavités f_c provoque une augmentation de la ténacité à l'amorçage ainsi qu'une augmentation de la pente dJ/da . Le paramètre δ ne pilote que la cinétique de propagation de la fissure : si δ augmente, dJ/da diminue. Enfin, l'augmentation du paramètre « a » induit une diminution des valeurs de J et une légère diminution de la pente dJ/da .

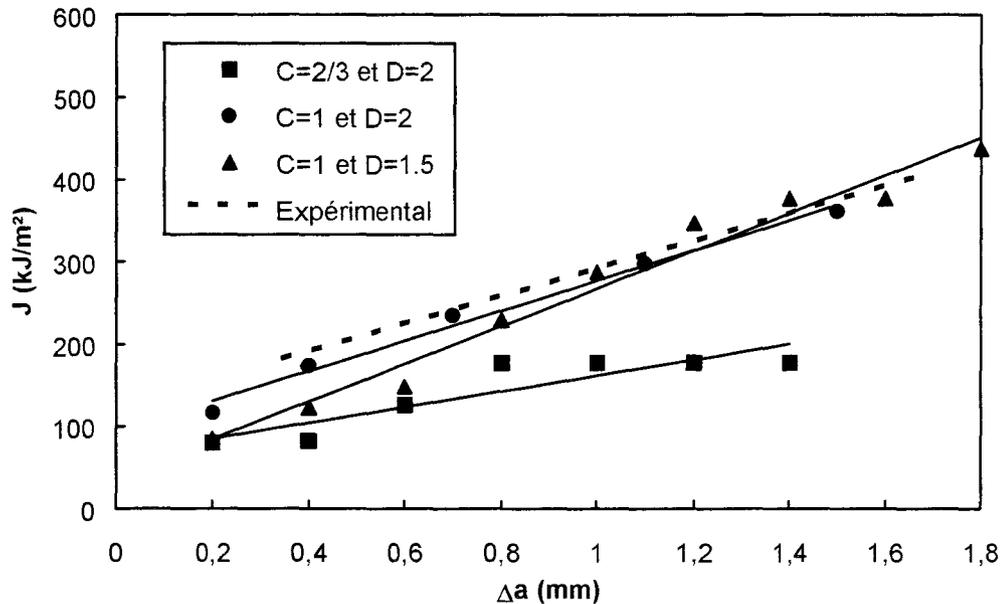


Figure III-14. Influence des paramètres σ_1 ($C=\sigma_1/\sigma_y$) et D du modèle de Rousselier sur les courbes « $J-\Delta a$ ». Cas du métal fondu - $L_e=0.2\text{mm}$.

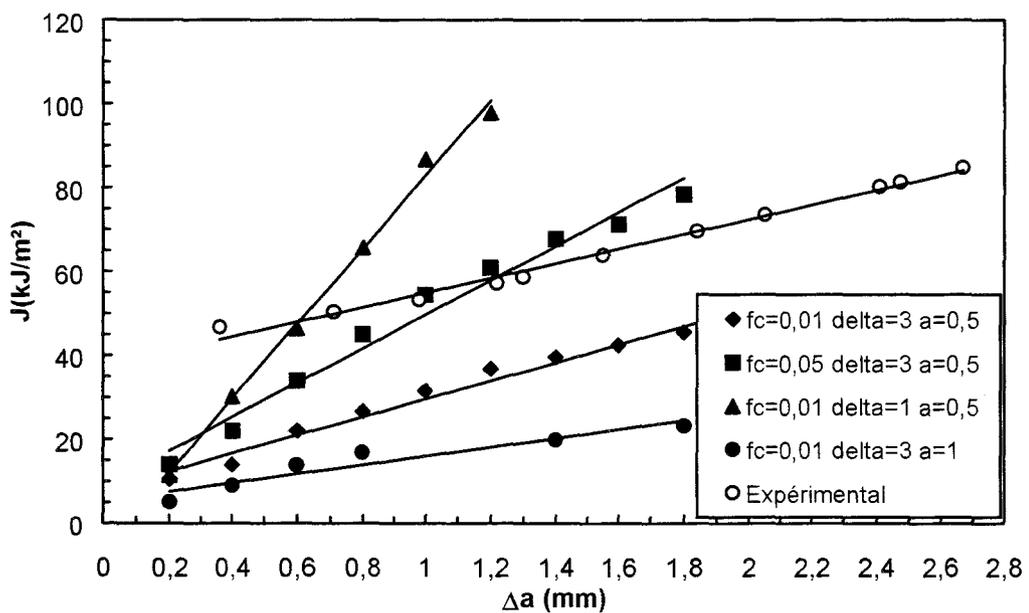


Figure III-15. Influence de f_c , δ et a du modèle GTN sur la courbe « $J-\Delta a$ ». Cas du métal de base - $L_e=0.2\text{mm}$.

III.2.5. Simulation de l'avancée de la fissure dans le cas d'un joint soudé

La déchirure ductile dans le cas du joint soudé a été modélisée sur l'éprouvette CT25 hétérogène, avec une taille de maille en pointe de fissure égale à 0,2mm. Elle est composée du métal de base, du métal fondu et de la zone affectée thermiquement, placée dans la partie centrale de l'éprouvette et de largeur constante égale à 3mm. La fissure initiale se trouve dans la ZAT à 1mm de la ligne de fusion (interface ZAT/MF). L'étude expérimentale a mis en évidence une déviation de la fissure vers le métal de base (cf paragraphe I.3.5.). Dans cette partie, nous allons tenter de retrouver ce résultat de manière numérique en simulant l'avancée de la fissure.

III.2.5.1. Simulation avec le modèle de Rice-Tracey

Nous rappelons ici les principaux résultats obtenus par Al Rassis [1] en utilisant le modèle de Rice-Tracey. Il est important de noter que, dans ce cas de figure, ce modèle ne permet pas de simuler l'accroissement de la fissure. En effet, la procédure de relâchement des noeuds, couplée au critère de rupture $(R/R_0)_c$, nécessite la connaissance préalable du trajet de la fissure.

Deux mailles, situées dans la zone affectée thermiquement et placées de part et d'autre de l'axe de symétrie de l'éprouvette, ont été distinguées : celle du côté MB et celle du côté MF. La courbe donnant l'évolution de R/R_0 en fonction du déplacement d montre que le taux de croissance de cavités croît plus rapidement du côté MB (Figure III-16), métal ayant la limite d'élasticité la plus basse.

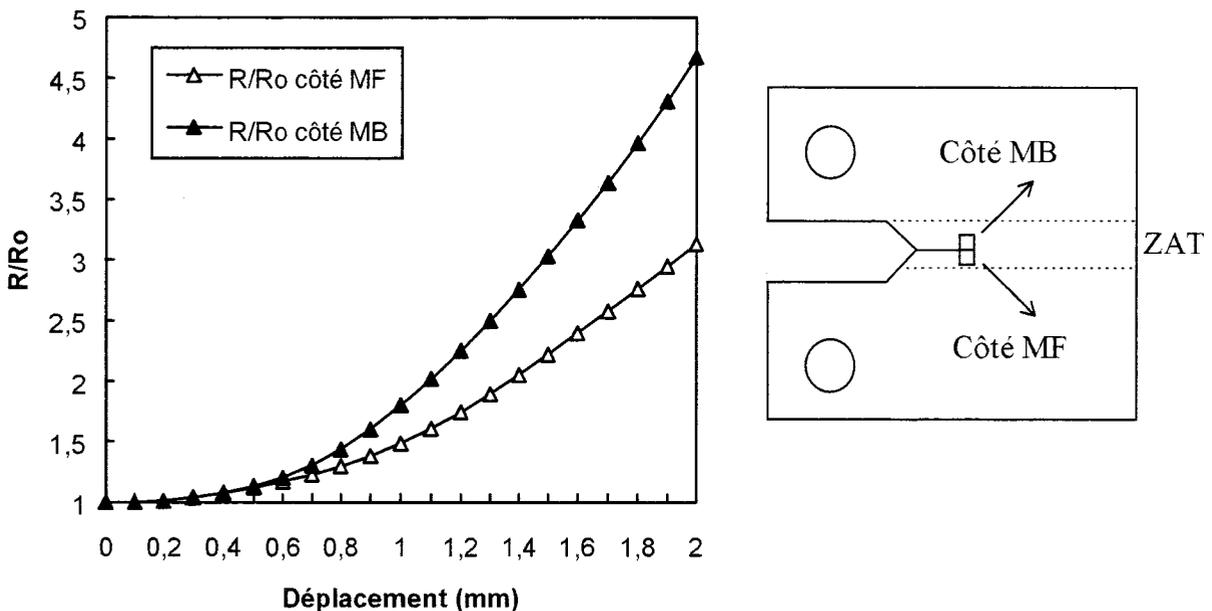


Figure III-16. Evolution du paramètre R/R_0 dans le cas de l'éprouvette hétérogène - $L_e=0.2mm$.

Ce résultat nous a conduit à suivre uniquement l'évolution de R/R_0 du côté du métal de base. Une analyse, pour un déplacement donné, des valeurs de R/R_0 atteintes au niveau des mailles situées dans la zone proche de la pointe de la fissure a permis de prédire la direction probable de la fissure. En considérant que la fissure se propage dans la direction où le

paramètre R/R_0 atteint des valeurs maximales, nous constatons que cette fissure se dirige vers le métal de base, comme le montre la Figure III-17. Cette représentation ne correspond en aucun cas à un accroissement de la fissure, mais indique, pour un déplacement donné, la direction probable de la fissure. De plus, la distribution des valeurs de R/R_0 n'a été reportée que dans une petite zone proche de la pointe de la fissure. Lorsque l'on s'éloigne de cette région, le gradient des valeurs de R/R_0 diminue et il devient difficile de distinguer des différences dans les valeurs de R/R_0 pour deux éléments adjacents.

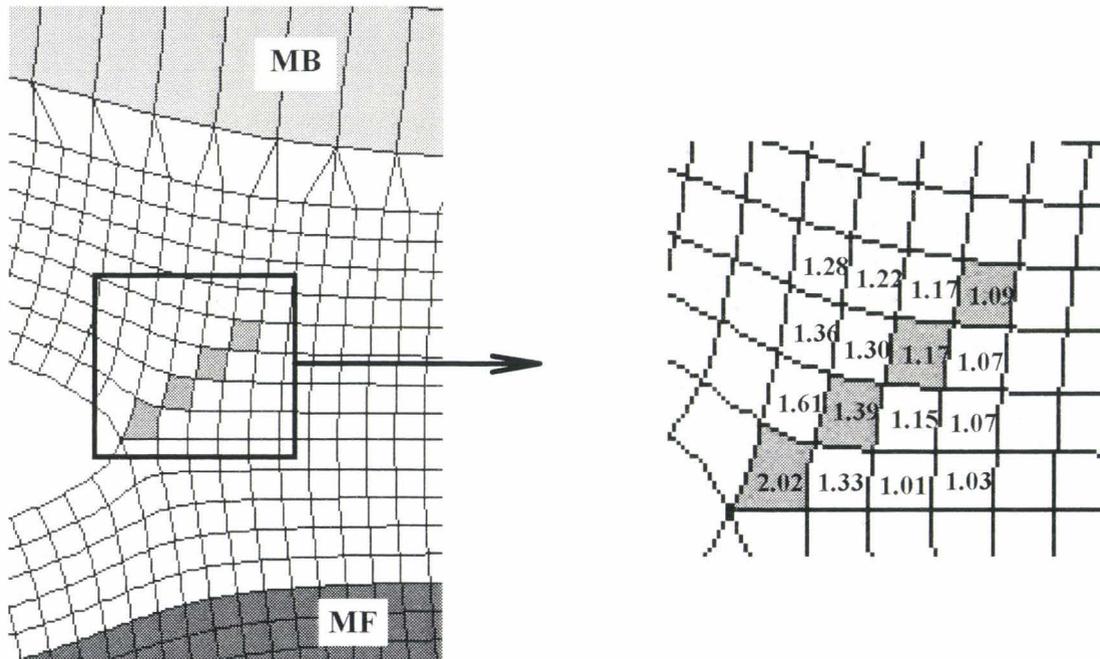


Figure III-17. Distribution des valeurs de R/R_0 dans les mailles en pointe de fissure dans le cas de l'éprouvette hétérogène - $L_e=0.2\text{mm}$.

III.2.5.2. Simulation avec le modèle de Rousselier

La simulation de l'avancée de la fissure est néanmoins rendue possible à l'aide d'un modèle couplé, tel que celui de Rousselier, car l'avancée de la fissure est simulée par endommagement automatique des mailles.

Les paramètres du modèle affectés à MB, MF et ZAT dans l'éprouvette hétérogène sont ceux déterminés précédemment dans le paragraphe III.2.2.2. L'analyse par éléments finis montre que la fissure est déviée vers le métal de base et un accroissement de la fissure de l'ordre de 1.6mm a pu être simulé (Figure III-18).

Dans le modèle de Rousselier, l'indicateur d'endommagement est lié au maximum atteint par la contrainte d'ouverture σ_{yy} au deuxième point de Gauss de l'élément en pointe de fissure (Figure III-19). Cependant, le retour de σ_{yy} vers zéro se fait de manière asymptotique. Par conséquent, lorsque la contrainte d'ouverture dans la deuxième maille atteint un maximum, la contrainte d'ouverture dans la première maille n'est pas nulle. Pour y remédier, certains auteurs ont proposé une valeur critique de la fraction volumique de cavités [7, 8].

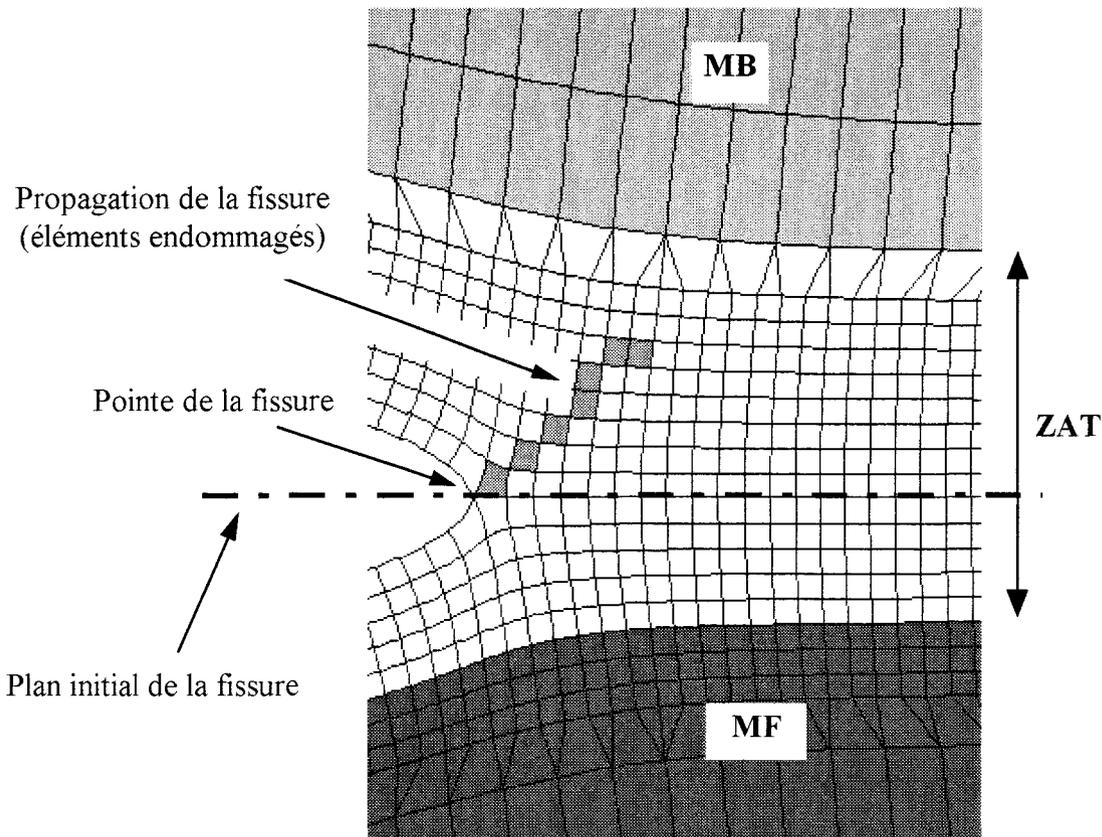


Figure III-18. Simulation de l'avancée de la fissure avec le modèle de Rousselier dans le cas de l'éprouvette hétérogène - $L_e=0.2\text{mm}$.

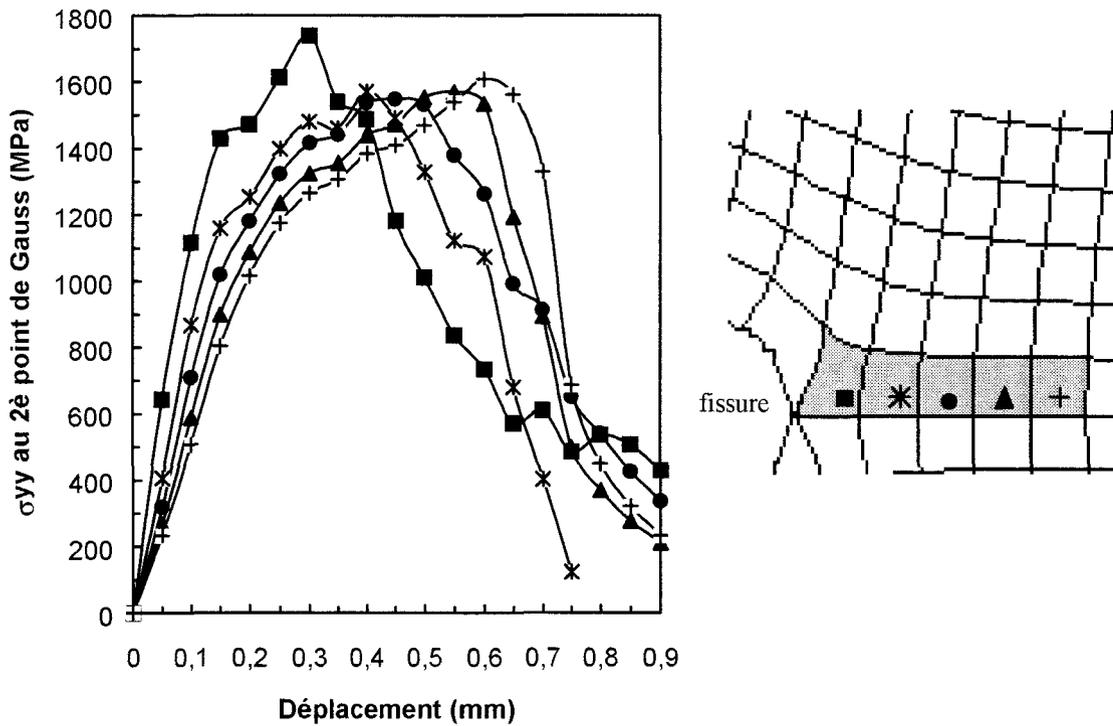


Figure III-19. Evolution de la contrainte d'ouverture σ_{yy} au 2^e point de Gauss des éléments en fond de fissure.

III.2.6. Conclusion

La technique de relâchement des noeuds combinée avec le modèle de Rice-Tracey nécessite la connaissance préalable du trajet de la fissure. Par conséquent, cette procédure ne peut être utilisée que dans le cas d'une structure homogène et présentant une symétrie géométrique. Dans le cas d'une structure hétérogène, le modèle de Rice-Tracey peut cependant être employé comme outil de prédiction de l'amorçage. Par ailleurs, il faut souligner que la détermination du paramètre $(R/R_0)_c$ est très sensible à la taille des mailles situées en pointe de fissure. La recherche d'une distance critique d_c au-delà de laquelle le taux de croissance des cavités ne dépend plus du maillage ne constitue en aucun cas une alternative.

Le modèle de Rousselier est caractérisé par trois paramètres, ce qui facilite le calage avec les résultats expérimentaux. Cependant, les paramètres σ_1 et D ne sont pas reliés à des propriétés métallographiques ou mécaniques et ne peuvent donc pas être déterminés séparément. En revanche, ce modèle peut permettre la simulation de l'avancée de la fissure par effondrement automatique des mailles. Cela signifie que, d'une manière générale, les modèles découplés rendent possible la simulation de la propagation d'une fissure dans une structure hétérogène.

III.3. Cas de l'alliage d'aluminium 2024-T351

Dans cette partie, nous nous intéressons à la modélisation numérique en utilisant l'approche locale, dans le cas d'un alliage d'aluminium 2024-T351.

III.3.1. Maillages et conditions aux limites

L'étude numérique a été réalisée sur une éprouvette CCP (Central Crack Panel) avec une longueur relative de fissure égale à 0.34. Les maillages sont composés de mailles quadratiques à 8 noeuds et 4 points de Gauss. La zone en pointe de fissure est constituée de mailles carrées de 0.2mm de côté.

Pour des raisons de symétrie, seul un quart de la section longitudinale de l'éprouvette a été modélisé (Figure III-20). Le déplacement des noeuds situés sur le ligament à l'avant de la fissure est bloqué suivant la direction y perpendiculaire au plan de la fissure. Le déplacement des noeuds situés le long de l'axe de symétrie vertical est bloqué suivant la direction x . Le déplacement des noeuds de la face supérieure est imposé suivant la direction y et la charge appliquée à l'éprouvette correspond aux réactions à ces noeuds. Pour l'utilisation des modèles couplés, nous avons considéré une éprouvette entière (Figure III-21).

L'analyse par éléments finis a été réalisée dans les conditions suivantes : 2D bidimensionnel, contraintes planes, grandes déformations et comportement de type élastoplastique avec écrouissage isotrope basé sur le critère de Von Mises.

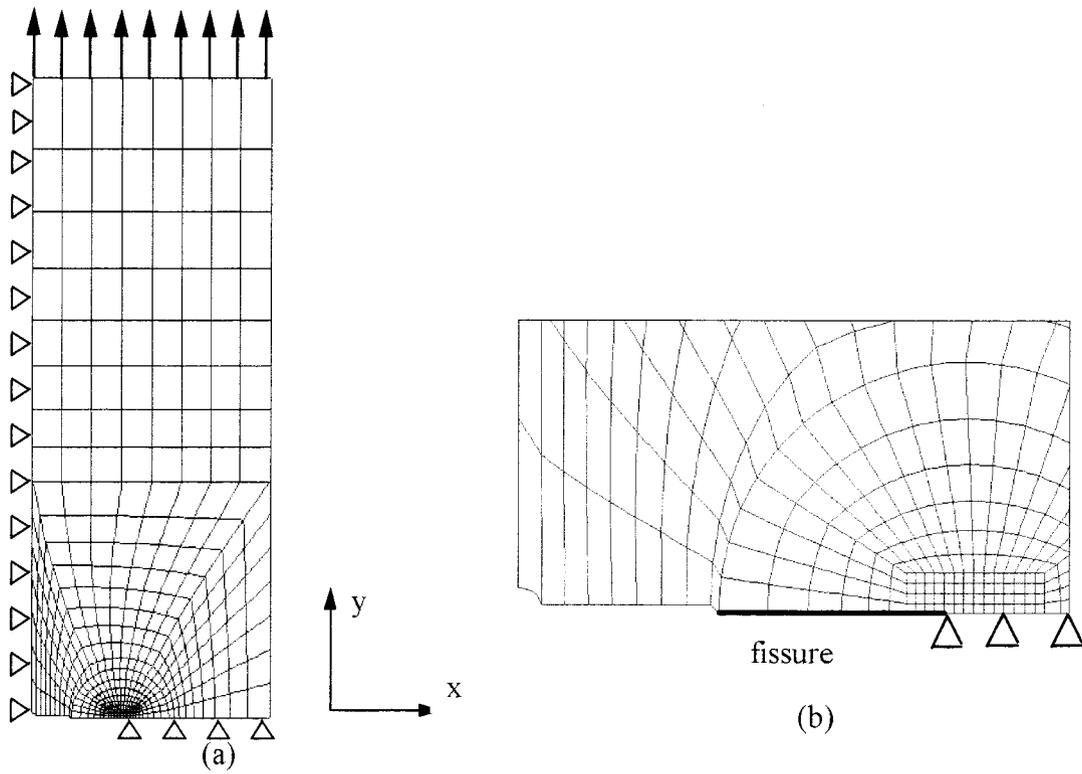


Figure III-20. (a) Maillage d'un quart d'une éprouvette CCP ($a/W=0.34$). (b) Mailles en fond de fissure - $L_e=0.2\text{mm}$.

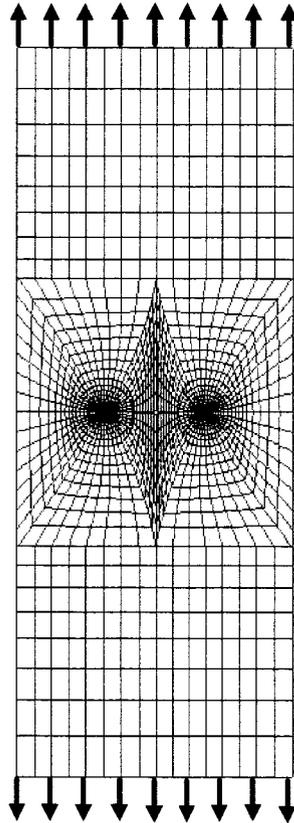


Figure III-21. Maillage d'une éprouvette CCP complète ($a/W=0.34$).

III.3.2. Détermination des paramètres locaux

III.3.2.1. Détermination du taux critique de croissance des cavités

Le taux critique de croissance des cavités a été déterminé à partir des essais de déchirure ductile effectués sur les éprouvettes CCP. L'analyse par éléments finis de la même éprouvette permet de tracer l'évolution du paramètre R/R_0 , calculé dans la maille en pointe de fissure, en fonction de la charge appliquée. La valeur de $(R/R_0)_c$ correspond alors à la charge $P_{0,2}$, correspondant à la charge pour laquelle la fissure a avancé d'une longueur égale à la taille de la maille L_e , soit 0.2mm : $P_{0,2}=18\text{kN}$ dans le sens L et $P_{0,2}=16.5\text{kN}$ dans le sens TL (valeurs déterminées expérimentalement dans le Chapitre II). On obtient d'après la Figure III-22 : $(R/R_0)_c = 1.033$ et $(R/R_0)_c = 1.025$ dans les sens L et TL respectivement. Par ailleurs, on peut noter sur cette figure que l'évolution de R/R_0 en fonction de la charge appliquée est la même dans les deux sens.

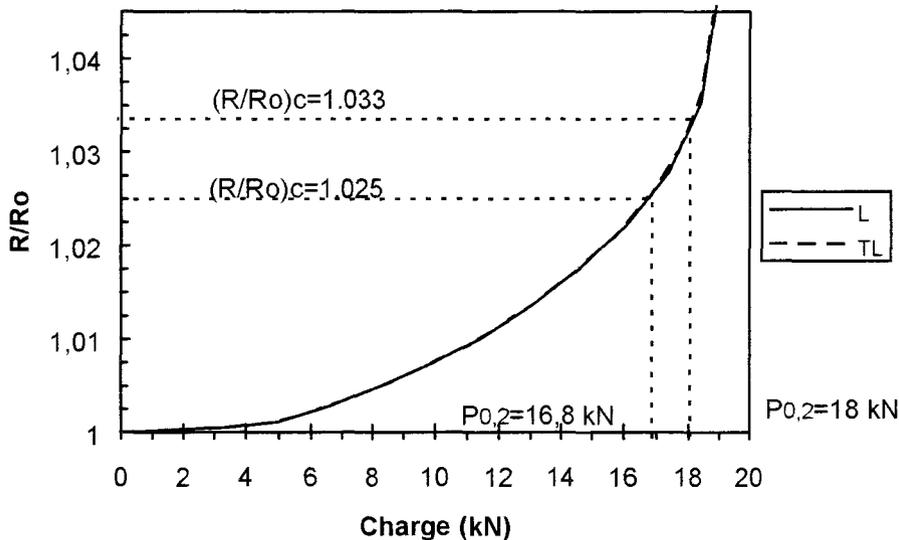


Figure III-22. Détermination du paramètre $(R/R_0)_c$ à partir de la charge $P_{0,2}$ pour les sens L et TL.

Ces valeurs sont très faibles mais comparables aux valeurs de $(R/R_0)_c$ déterminées pour d'autres alliages d'aluminium [5, 9]. Ces faibles valeurs sont liées à l'état de contraintes planes et donc à un taux de triaxialité des contraintes faible également. En effet, la Figure III-23, qui donne l'évolution du taux de triaxialité des contraintes en fonction de la déformation plastique équivalente, montre que $\sigma_m/\sigma_{eq} < 0.55$. Ces valeurs ont été calculées à partir de la moyenne des contraintes et des déformations calculées aux 4 points de Gauss de la maille située à la pointe de la fissure.

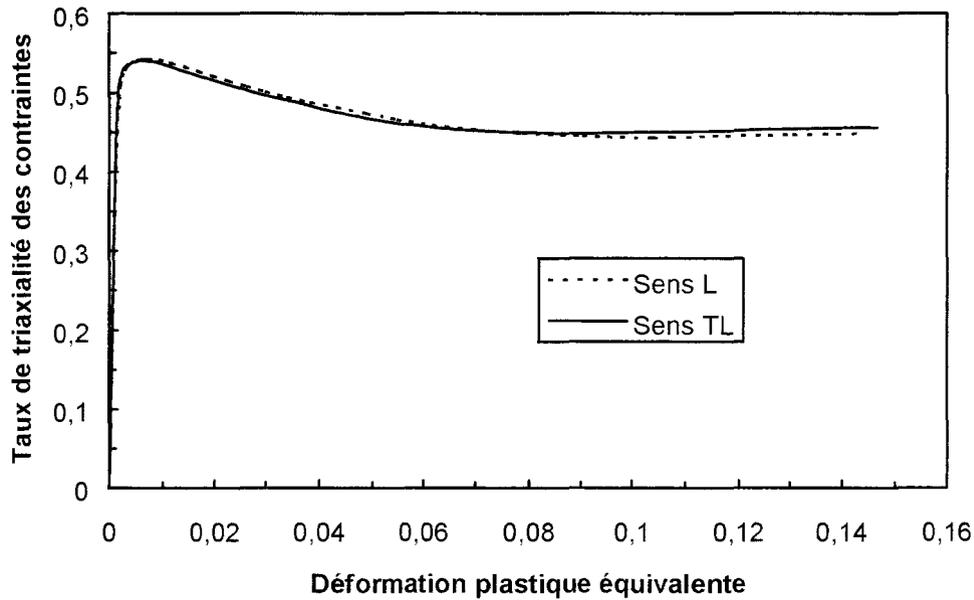


Figure III-23. Evolution du taux de triaxialité des contraintes en fonction de la déformation plastique équivalente à la pointe de la fissure.

III.3.2.2. Détermination des paramètres du modèle de Rousselier

Les paramètres σ_1 et D ont été identifiés à partir des courbes rationnelles de traction monotone. Nous avons donc modélisé une éprouvette de traction entière, dont le maillage est présenté sur la Figure III-24. La largeur de l'éprouvette dans la partie utile est de 12.5mm et une réduction volontaire de 0.1mm de la largeur a été appliquée au milieu de l'éprouvette afin de créer une instabilité numérique pour localiser la déformation.

Le paramètre D est arbitrairement fixé à 2 et la fraction volumique initiale de cavités vaut, d'après les observations expérimentales, 0.12%. Le paramètre σ_1 a été calibré à partir de la déformation à rupture. Les valeurs de σ_1 qui permettent de reproduire au mieux les courbes expérimentales sont $\sigma_1 = 90\text{MPa}$ dans le sens L et $\sigma_1 = 80\text{MPa}$ dans le sens TL (Figure III-25). Ces valeurs sont très éloignées de $(2/3)\sigma_y$ préconisé par Rousselier et des valeurs généralement observées dans la littérature, qui s'étendent de $0.6\sigma_y$ à $1.2\sigma_y$, puisque dans notre cas $\sigma_1 \approx (1/4)\sigma_y$. La Figure III-25 montre également qu'une valeur de σ_1 égale à $(2/3)\sigma_y$ surestime largement la déformation à rupture ϵ_r . Un tel résultat pourrait être dû à l'état de contraintes planes, alors que les travaux reportés dans la littérature présentent dans la majorité des cas un état de déformations planes.

On peut également remarquer sur cette figure que la courbe d'écroutissage est bien reproduite et montre que la loi de comportement introduite dans le code de calcul a été correctement définie.

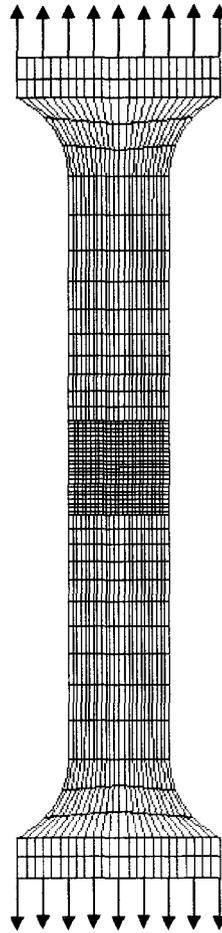
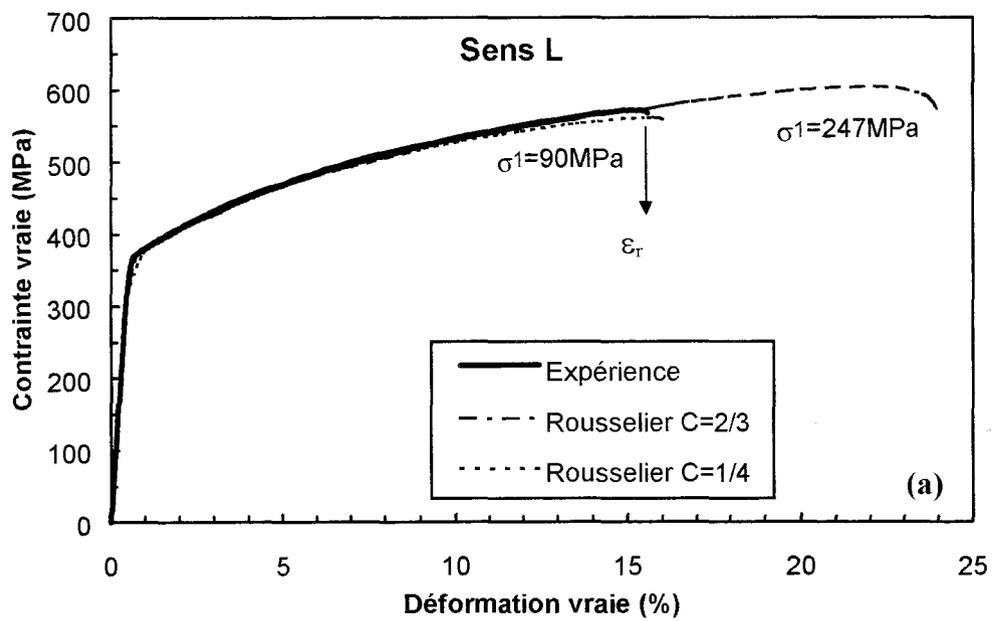


Figure III-24. Maillage de l'éprouvette de traction pour l'alliage d'aluminium.



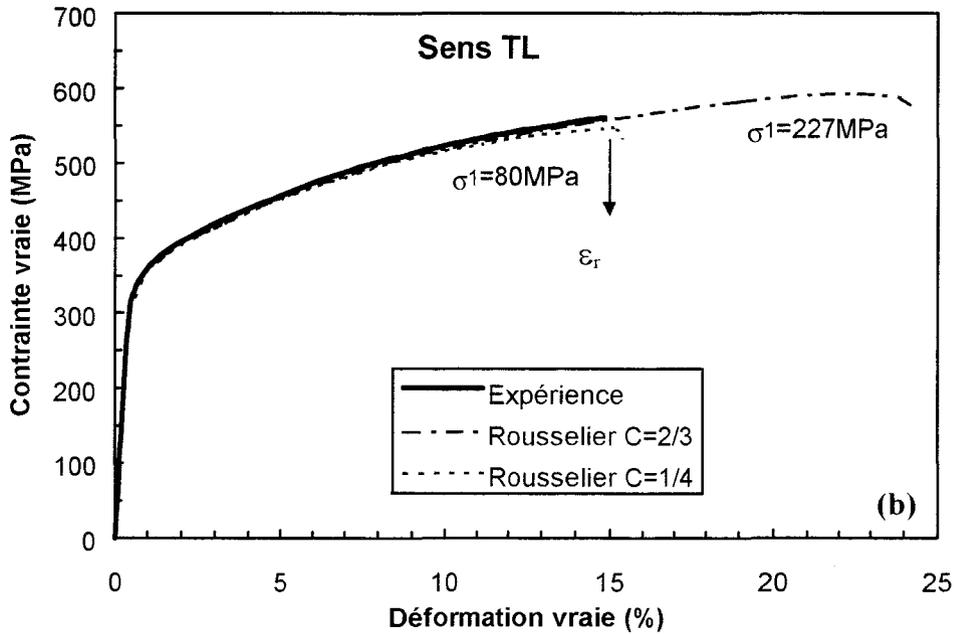


Figure III-25. Détermination du paramètre σ_1 à partir de la courbe rationnelle de traction : (a) sens L et (b) sens TL ($C = \sigma_1 / \sigma_y$).

III.3.2.3. Détermination des paramètres du modèle GTN

Rappelons que l'utilisation du modèle GTN avec le code de calcul SYSTUS nécessite l'identification de 5 paramètres : q_1 , f_0 , f_c , δ et a . La valeur de q_1 a été fixée à 1.5, conformément à la définition de Tvergaard. La valeur de q_2 est prédéfinie dans le logiciel et vaut 1. La fraction volumique initiale de cavités, déterminée grâce à des observations au microscope, vaut 0.12% (Chapitre II). Les valeurs des paramètres δ et a ont été arbitrairement fixées à 3 et 0.5 respectivement. Rappelons que le paramètre « a » définissant la germination continue des cavités, pilote l'évolution de la porosité f selon l'équation suivante :

$$\dot{f} = a d\varepsilon_{eq}^p \quad \text{où} \quad d\varepsilon_{eq}^p \text{ est l'incrément de déformation plastique équivalente.}$$

La fraction volumique critique de cavités f_c a été identifiée à partir des courbes rationnelles de traction monotone (Figure III-26). Ceci nous a conduit au jeu de paramètres suivant :

- $q_1 = 1.5$
- $q_2 = 1$
- $f_0 = 0.12\%$
- $\delta = 3$
- $a = 0.5$
- $f_c = 2\%$ dans le sens L
- $f_c = 1.5\%$ dans le sens TL.

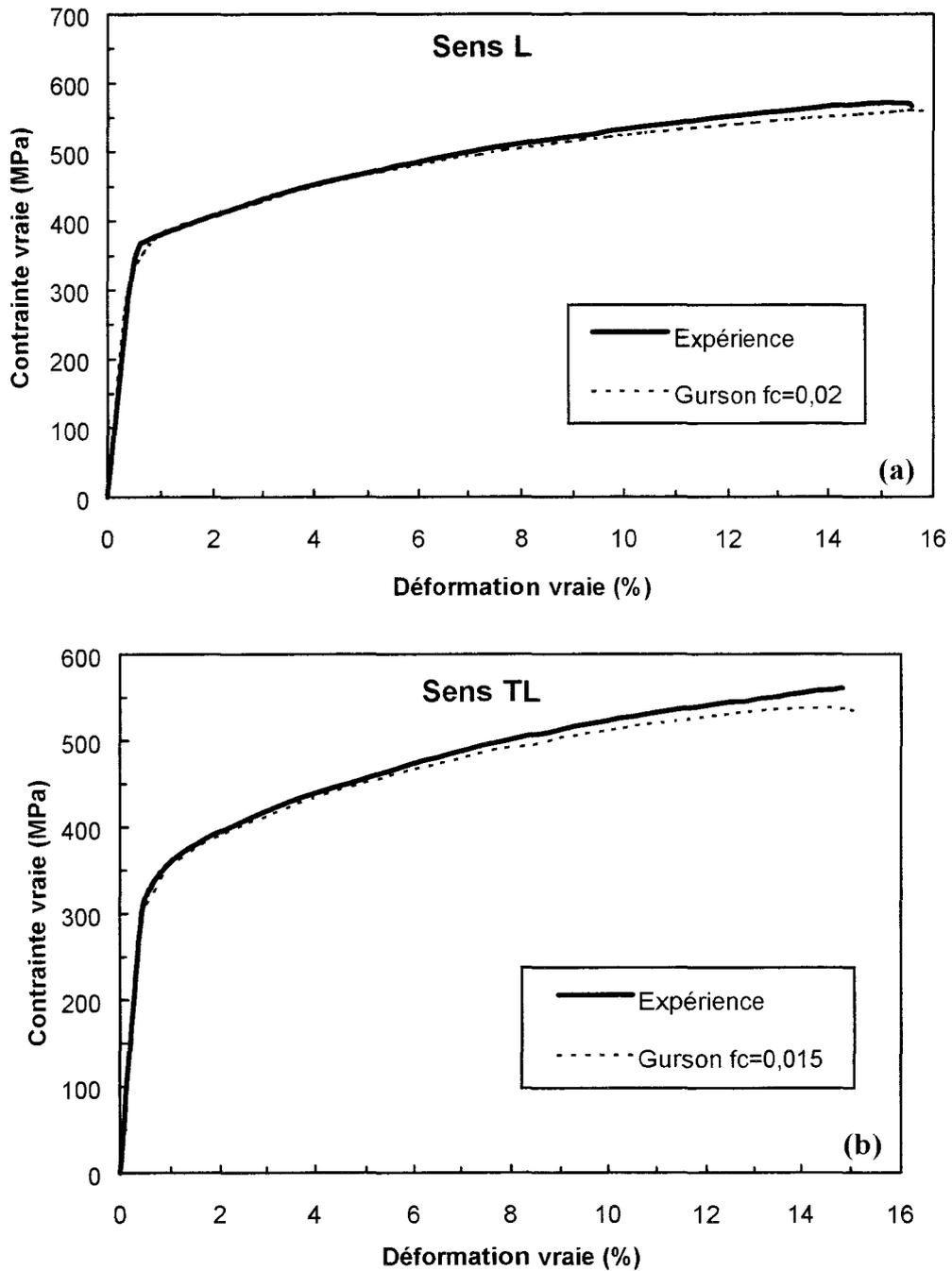


Figure III-26. Détermination du paramètre f_c à partir de la courbe rationnelle de traction : (a) sens L et (b) sens TL.

III.3.3. Simulation de la déchirure ductile de l'alliage d'aluminium

La simulation de la déchirure ductile consiste à déterminer numériquement les courbes « J- Δa ». La comparaison entre les résultats numériques et la courbe expérimentale de référence permettra de valider le choix des paramètres déterminés précédemment.

III.3.3.1. Modèle de Rice-Tracey

Les résultats issus des simulations par éléments finis ont été dans un premier temps comparés aux tests expérimentaux en termes de courbes « Charge - Longueur de la fissure ». Les courbes obtenues par le calcul par éléments finis reproduisent correctement les relevés expérimentaux (Figure III-27), ce qui prouve que le taux critique de croissance des cavités a été correctement identifié. En termes de courbes « J- Δa », les résultats sont également satisfaisants comme le montre la Figure III-28.

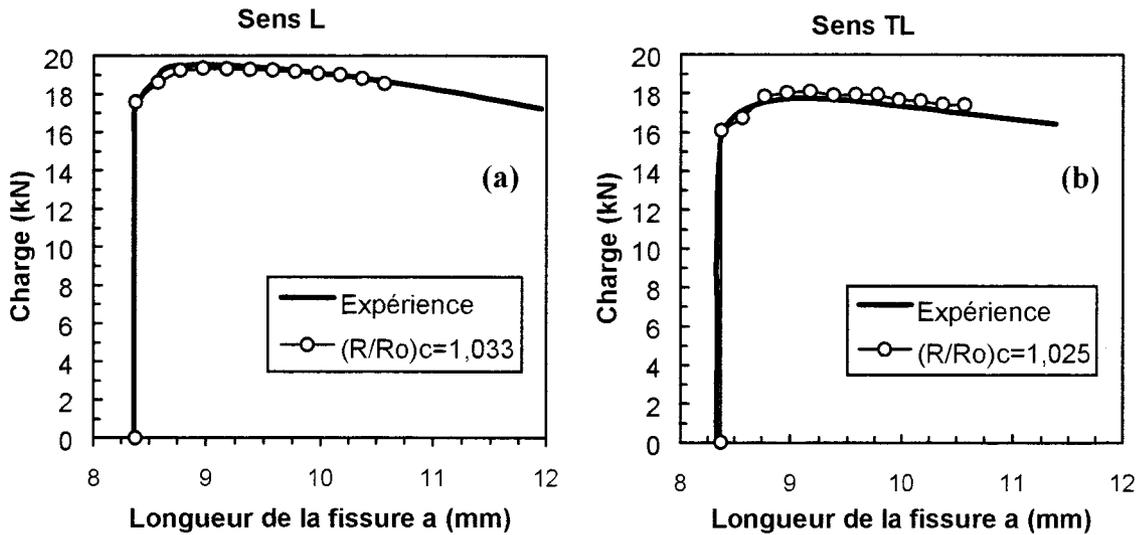
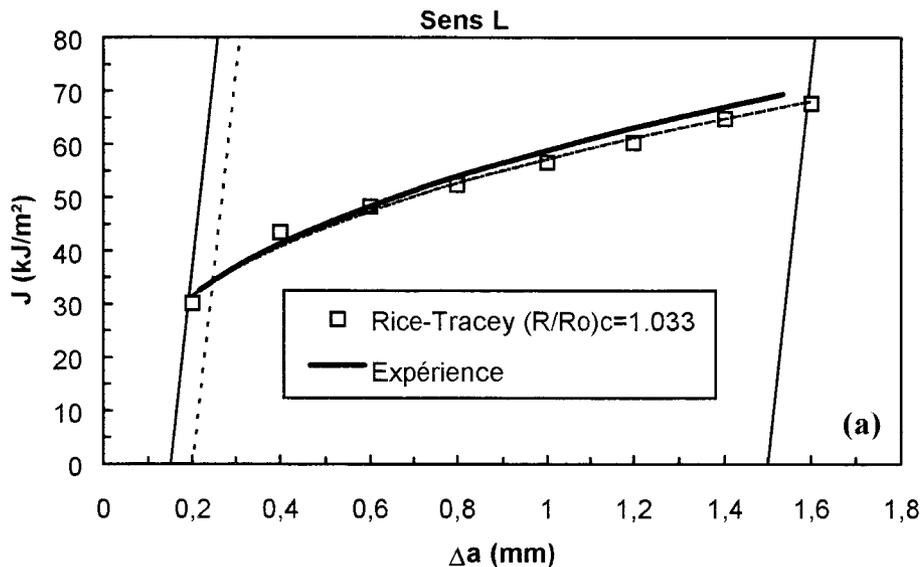


Figure III-27. Evolution de la charge en fonction de la longueur a de la fissure. Comparaison entre expérience et simulation dans le cas du modèle de Rice-Tracey.



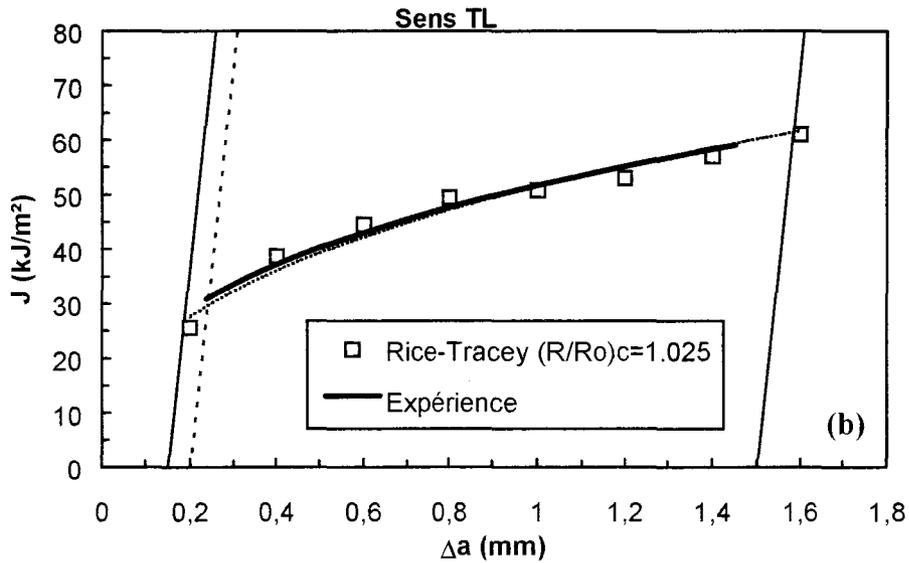


Figure III-28. Courbes « $J-\Delta a$ ». Comparaison entre expérience et simulation dans le cas du modèle de Rice-Tracey : (a) sens L et (b) sens TL.

Nous avons également comparé les résultats numériques aux courbes expérimentales « Charge-Déplacement » (Figure III-29). Globalement, l'évolution de ces deux courbes est similaire, même si quelques écarts existent. De plus, on peut remarquer, pour la courbe numérique, que la charge décroît rapidement après l'amorçage de la fissure.

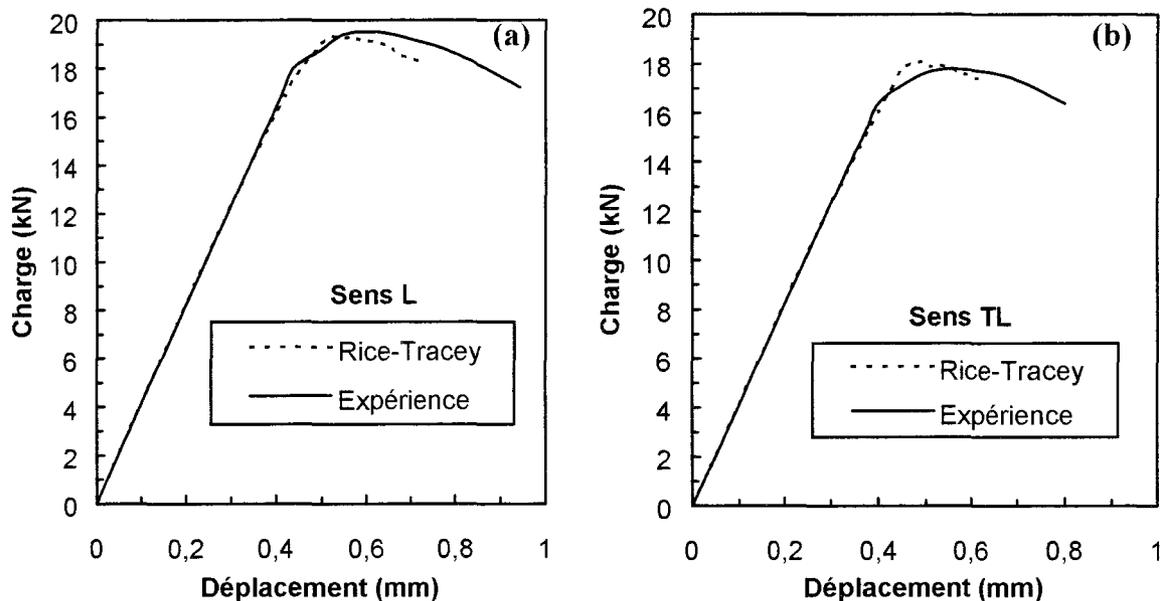


Figure III-29. Comparaison des courbes « Charge-Déplacement » expérimentales et numériques sur les éprouvettes CCP : (a) sens L et (b) sens TL.

Nous avons cependant voulu vérifier l'erreur commise sur la courbe « Charge - Longueur de la fissure », lorsque le paramètre $(R/R_0)_c$ est identifié à partir de la charge à l'amorçage P_a , que l'on peut également noter P_0 (Figure III-30). Les résultats sont reportés sur

la Figure III-31. Pour une longueur de la fissure donnée, la courbe numérique sous-estime la charge, principalement pour une croissance de la fissure inférieure à 1mm.

Cette constatation nous a conduit à choisir la charge P à 0.2mm (charge $P_{0,2}$) pour déterminer la valeur de $(R/R_0)_c$ qui semble fournir des résultats corrects.

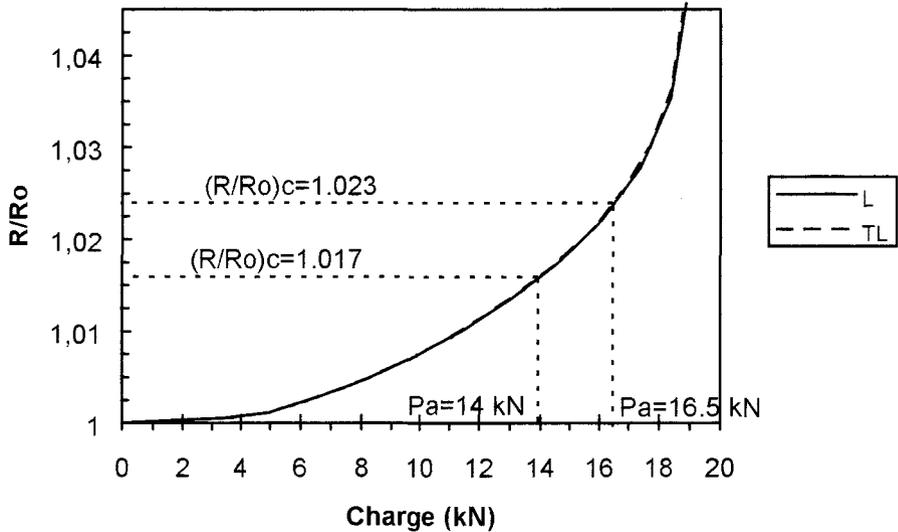


Figure III-30. Détermination du paramètre $(R/R_0)_c$ à partir de la charge à l'amorçage P_a .

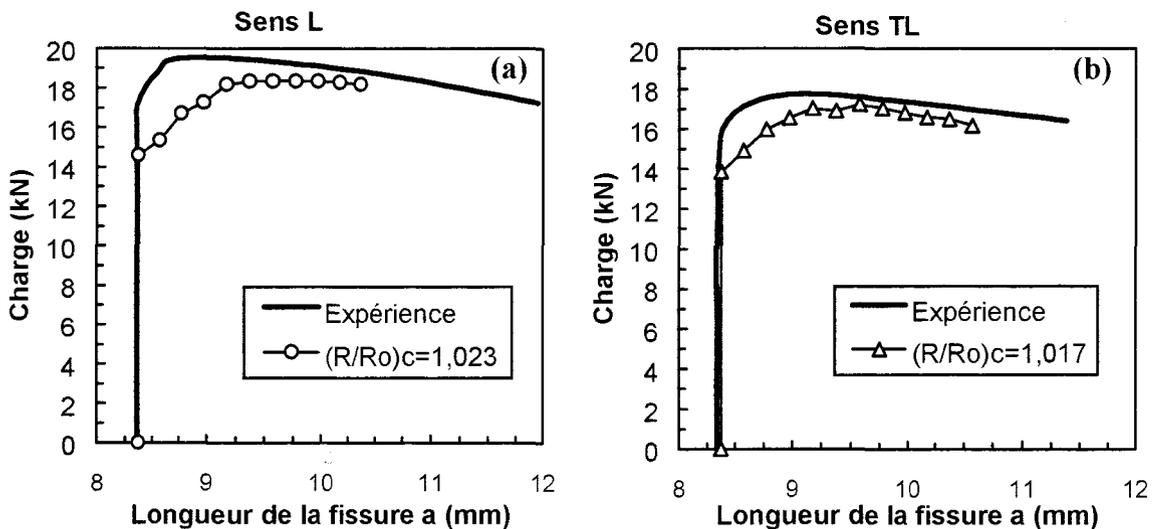


Figure III-31. Evolution de la charge en fonction de la longueur a de la fissure. Comparaison entre expérience et simulation dans le cas du modèle de Rice-Tracey.

III.3.3.2. Modèle de Rousselier

Les simulations numériques réalisées avec le modèle de Rousselier nécessitent quelques ajustements. En effet, la Figure III-32 montre que la charge à l'amorçage est sous-estimée par le calcul. Une légère augmentation de la valeur de σ_1 permet de rattraper ce décalage.

Cet écart au niveau de la valeur du paramètre σ_1 peut être attribué à la méthode d'identification, utilisant l'allongement à rupture d'une éprouvette de traction. Cette mesure expérimentale étant dispersive, il est normal d'avoir une petite incertitude sur la valeur de σ_1 . En prenant finalement $\sigma_1=95\text{MPa}$ dans le sens L et $\sigma_1=85\text{MPa}$ dans le sens TL, on obtient une courbe numérique en bon accord avec les résultats expérimentaux (Figure III-32 et Figure III-33).

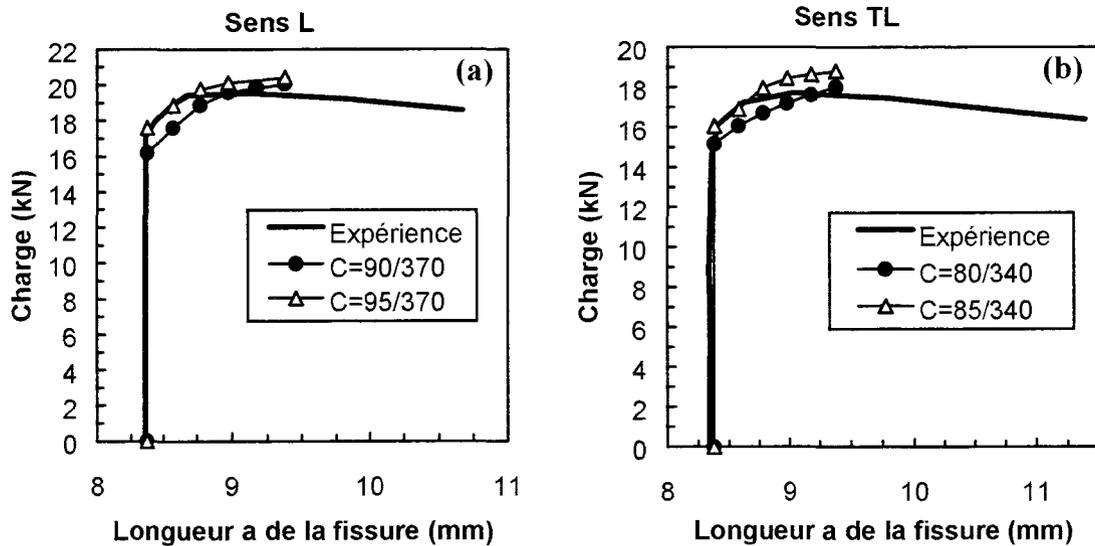
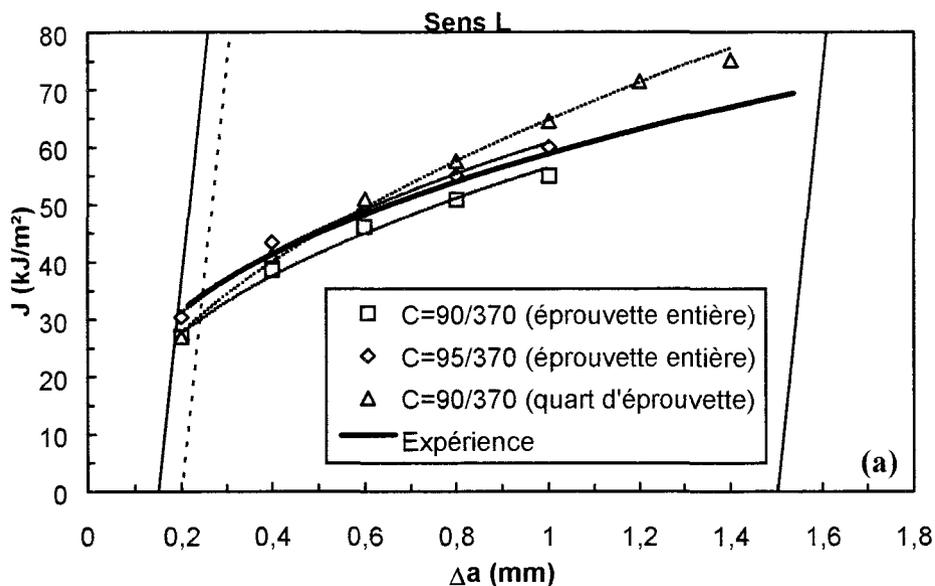


Figure III-32. Evolution de la charge en fonction de la longueur de la fissure. Comparaison entre expérience et simulation dans le cas du modèle de Rousselier ($C=\sigma_1/\sigma_y$).

En outre, on peut remarquer sur la Figure III-33, que le fait de ne considérer qu'un quart de l'éprouvette CCP conduit à une surestimation de la résistance à la propagation de la fissure. Ce type de remarque a été souligné par quelques travaux issus de la littérature [10, 11]. Notons également que, pour des raisons de convergence, les calculs par éléments finis effectués sur l'éprouvette entière n'ont permis de simuler qu'un accroissement de la fissure de 1mm. Cette explication reste à vérifier.



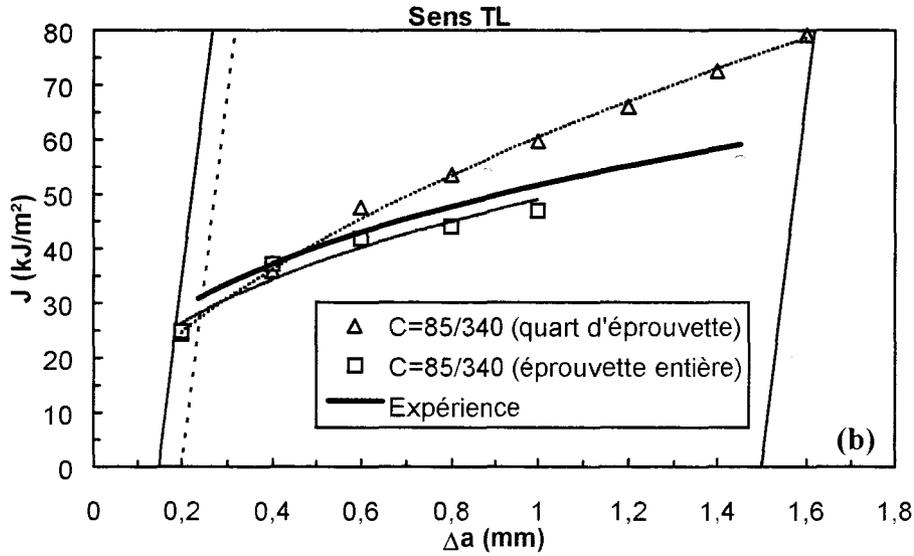


Figure III-33. Courbes « $J-\Delta a$ ». Comparaison entre expérience et simulation dans le cas du modèle de Rousselier ($C=\sigma_I/\sigma_y$).

La Figure III-34 montre ces mêmes résultats sous la forme de courbes donnant l'évolution de la charge en fonction du déplacement. La courbe numérique suit de manière satisfaisante la courbe expérimentale, dans les sens L et TL.

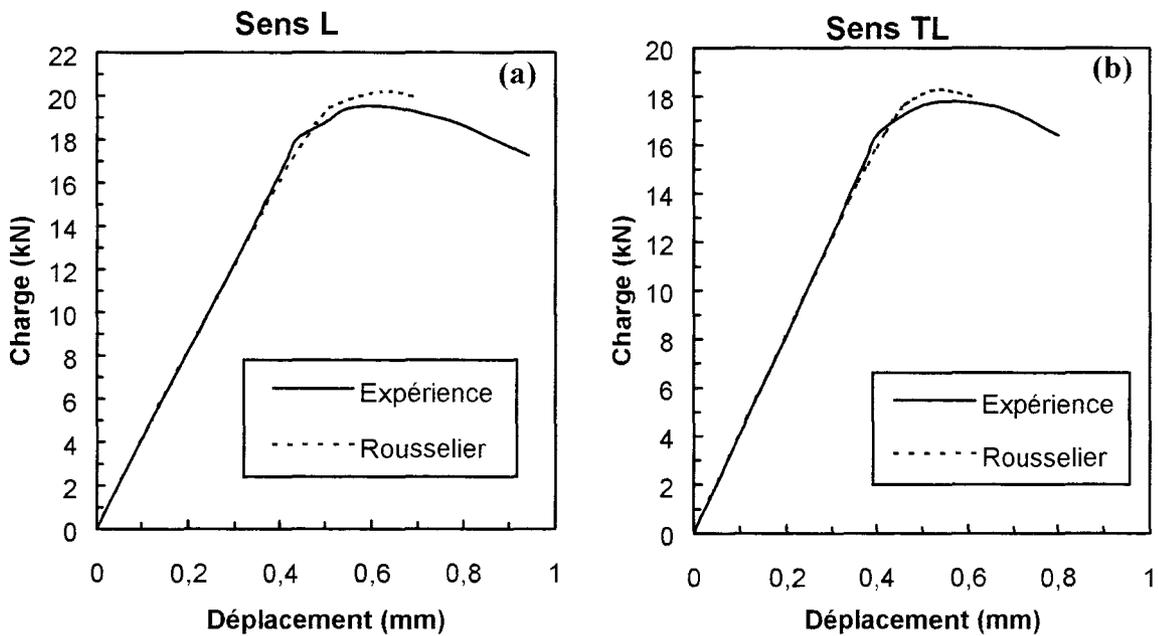


Figure III-34. Comparaison des courbes « Charge-Déplacement » expérimentales et numériques : (a) sens L et (b) sens TL.

III.3.3.3. Modèle GTN

Dans cette partie, aucun résultat ne peut être présenté en raison des difficultés de convergence des calculs. D'après les renseignements fournis par la société Framasoft, le modèle GTN programmé dans le code calcul SYSTUS ne serait valable que pour des structures présentant un état de déformations planes. Le logiciel SYSTUS ne permet donc pas d'effectuer de calculs en condition de contraintes planes avec ce modèle.

III.3.4. Conclusion

Dans cette partie, nous avons vu que les modèles de Rice-Tracey et de Rousselier donnaient des résultats en bon accord avec les données expérimentales. Le modèle de Gurson-Tvergaard-Needleman, quant à lui, n'a pas pu être testé. En effet, le logiciel SYSTUS ne permet pas d'effectuer de calculs en contraintes planes avec ce modèle.

Le paramètre du modèle de Rice-Tracey a été identifié à partir de la charge conventionnelle $P_{0,2}$ issue des essais de déchirure sur des éprouvettes CCP. Cette charge correspond à une avancée de la fissure égale à la taille de la maille en pointe de fissure. Les valeurs de $(R/R_0)_c$ que nous avons obtenues sont très faibles et sont en relation avec les faibles taux de triaxialité des contraintes présents en pointe de fissure. La validité de ce paramètre pourrait être discutée ici, car la formulation du modèle de Rice-Tracey est prévue pour de forts taux de triaxialité.

Les paramètres des modèles de Rousselier et de Gurson-Tvergaard-Needleman ont été déterminés en utilisant les courbes de traction monotone obtenues avec des éprouvettes lisses. Cette technique a donné des résultats concluants et peut être une alternative intéressante lorsque l'on ne dispose pas d'éprouvettes axisymétriques entaillées, habituellement utilisées pour la détermination des paramètres locaux. Dans le cas du modèle de Rousselier, nous obtenons également des valeurs du paramètre σ_1 faibles et très en deçà des valeurs trouvées dans la littérature.

III.4. Cas de l'acier au nickel-chrome 12NC6

Dans le cas de cet acier, nous avons utilisé des éprouvettes axisymétriques pour déterminer le point d'amorçage et ainsi identifier les paramètres liés aux modèles. Les courbes « J- Δa » ont été simulées à l'aide d'éprouvettes CT.

III.4.1. Maillages et conditions aux limites

III.4.1.1. Eprouvettes axisymétriques entaillées

Pour la détermination des paramètres locaux, nous avons modélisé trois types d'éprouvettes axisymétriques entaillées : AE2, AE4 et AE10

Dans le cas des calculs élastoplastiques, nous avons considéré la symétrie de l'éprouvette par rapport au plan de section minimale en fond d'entaille et la symétrie de révolution. Par conséquent, seul un quart de l'éprouvette a été modélisé en 2D axisymétrique.

La Figure III-35 présente le maillage de l'éprouvette AE2. Le maillage des géométries AE4 et AE10 est décrit dans l'annexe D.

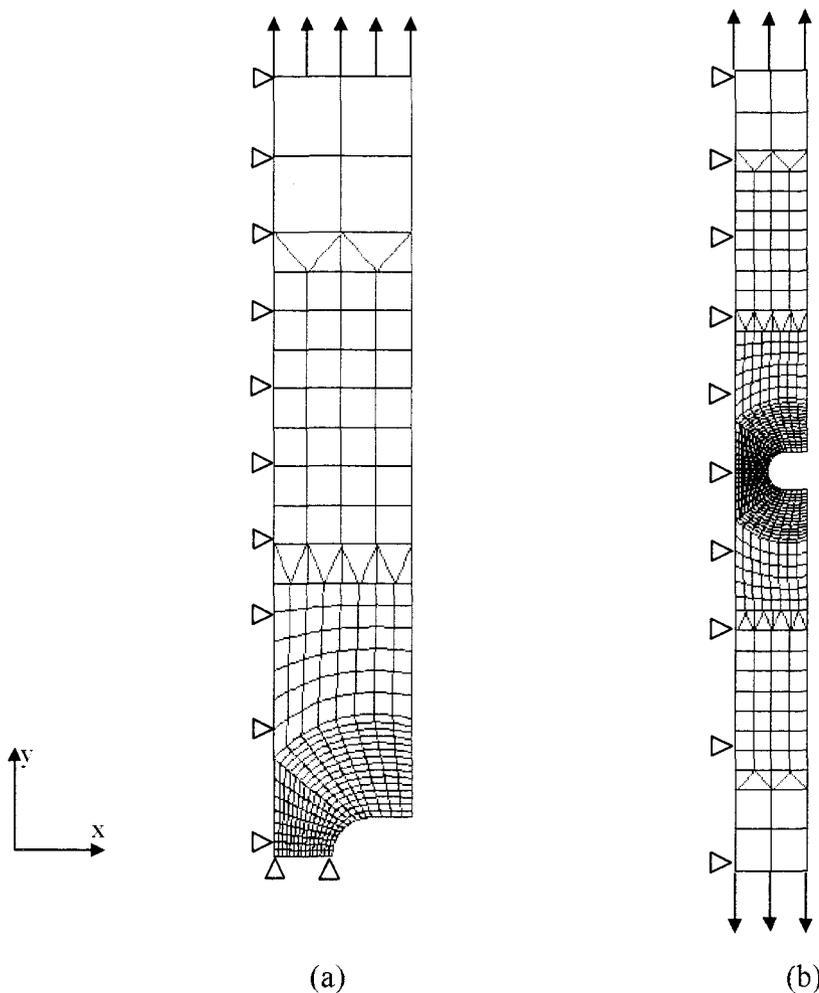


Figure III-35. Maillage de l'éprouvette AE2 : maillage (a) pour le modèle découplé et (b) pour les modèles couplés.

Le déplacement des noeuds de la section minimale est bloqué suivant l'axe y . Le déplacement des noeuds situés le long de l'axe de révolution est bloqué suivant la direction x . Le déplacement des noeuds situés sur la face supérieure est imposé suivant la direction y , définissant ainsi le chargement de l'éprouvette.

Dans le cas des calculs élastoplastiques avec endommagement, nous n'avons pas tenu compte de la symétrie par rapport au plan de section minimale en fond d'entaille (Figure III-35b). Les mailles utilisées sont des quadrilatères à 8 noeuds avec 4 points d'intégration. Les éléments en fond d'entaille sont des mailles carrées de 0.5mm de côté. Cette taille de maille est supérieure à celle utilisée pour simuler l'avancée de fissure avec l'éprouvette CT. En théorie, la taille de maille peut être identifiée à partir de la pente finale sur la courbe $P-\Delta\phi$ (Figure I-25). Expérimentalement, cette pente est difficile à mesurer précisément. De ce fait, on choisit une taille de maille arbitraire, qui permette de réduire les temps de calcul. De plus, elle n'a pas d'influence sur le calcul de R/R_0 , car l'état de contrainte et de déformation est homogène au coeur de l'éprouvette.

La loi de comportement a été introduite dans le code de calcul point par point. Nous avons tenu compte du plateau de Lüders (déformation à charge constante), mais considéré que la déformation se développe de façon homogène dans la partie utile de l'éprouvette, ce qui n'est pas le cas expérimentalement. Ce choix n'a pas de conséquence sur les résultats numériques car ce phénomène apparaît à des valeurs de déformation faibles. Afin de vérifier la validité de cette loi, nous avons effectué un calcul élastoplastique sur un quart d'une éprouvette de traction lisse. Le maillage est présenté dans l'annexe D. Le diamètre de l'éprouvette dans la partie utile est de 11mm et une réduction de 0.002 fois le diamètre a été appliquée au milieu de l'éprouvette afin de créer une instabilité numérique, ce qui permet de localiser la déformation.

La Figure III-36 montre un bon accord entre la courbe expérimentale et numérique, ce qui prouve la validité de la loi de comportement modélisée.

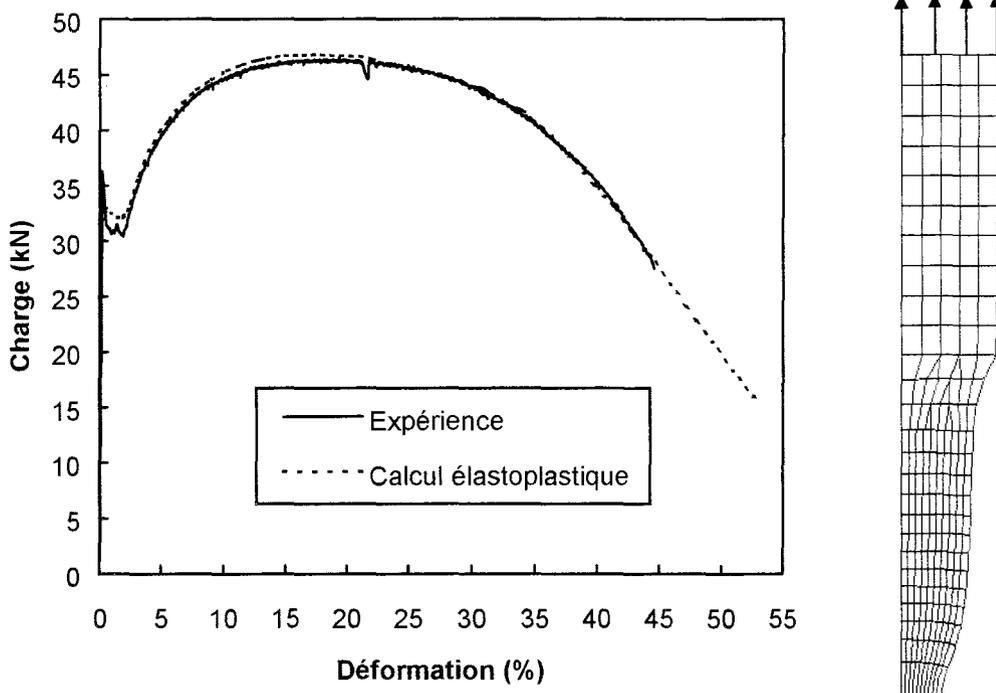


Figure III-36. Courbe de chargement d'une éprouvette de traction lisse. Vérification de la loi de comportement utilisée pour l'analyse par éléments finis.

III.4.1.2. Epreuve CT

Compte tenu de la symétrie géométrique, seule une demi éprouvette CT25 pourrait être modélisée. Pour des raisons similaires à celles évoquées précédemment, nous n'avons pas considéré la symétrie dans le cas des modèles couplés et une éprouvette entière a donc été maillée. Dans le cas du modèle découplé de Rice-Tracey, nous avons souhaité conserver le même maillage.

Le maillage est constitué d'éléments quadratiques à 8 noeuds et 4 points de Gauss. La zone en pointe de fissure est composée de mailles carrées de 0.2mm de côté. L'analyse par éléments finis a été réalisée sous les hypothèses de déformation planes et grandes déformations.

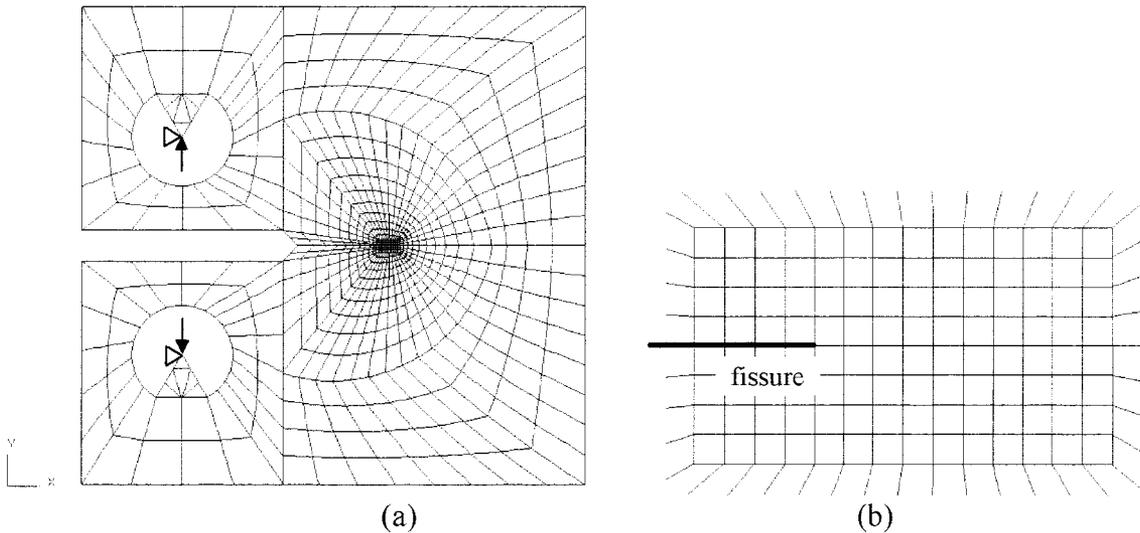


Figure III-37. Maillage de l'éprouvette CT25 : (a) vue générale et (b) détail de la zone en pointe de fissure ($L_e=0.2\text{mm}$).

III.4.2. Détermination des paramètres locaux

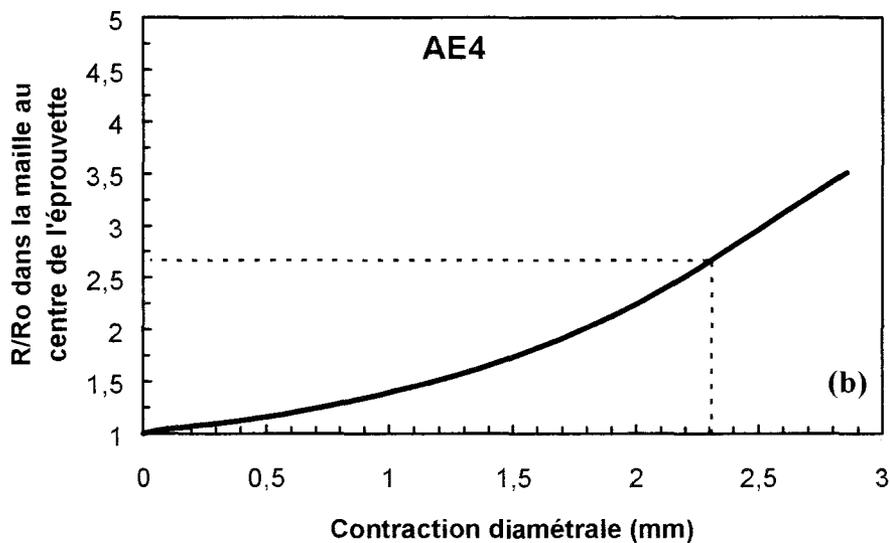
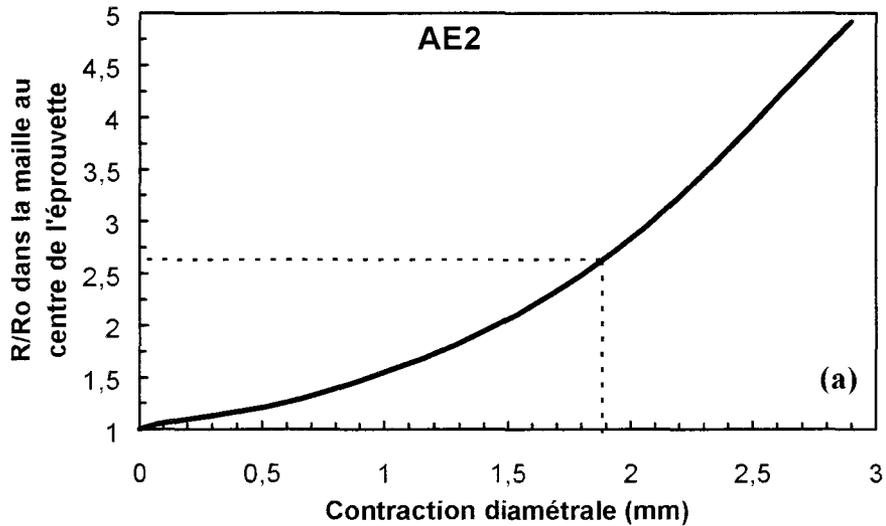
Les paramètres liés aux modèles ont été identifiés à partir des essais de traction sur les éprouvettes axisymétriques entaillées.

III.4.2.1. Détermination de $(R/R_0)_c$

Le paramètre du modèle de Rice-Tracey a été déterminé à partir de calculs elastoplastiques réalisés sur les éprouvettes axisymétriques entaillées. Le paramètre R/R_0 a été calculé, à chaque incrément, à partir de la moyenne des contraintes et des déformations calculées aux 4 points de Gauss de l'élément situé au cœur de l'éprouvette. La variation du diamètre a également été calculée, à chaque incrément, à partir du déplacement radial du noeud situé en fond d'entaille. Il est alors possible de tracer l'évolution du taux de croissance des cavités en fonction de la variation du diamètre. Le paramètre $(R/R_0)_c$ est identifié à partir de la contraction diamétrale critique $\Delta\varnothing_c$, déterminée expérimentalement.

D'après la Figure III-38, on obtient les valeurs moyennes suivantes :

- $(R/R_0)_c = 2.62$ (pour l'éprouvette AE2, $\Delta\varnothing_c=1.88\text{mm}$) ;
- $(R/R_0)_c = 2.65$ (pour l'éprouvette AE4, $\Delta\varnothing_c=2.3\text{mm}$) ;
- $(R/R_0)_c = 2.66$ (pour l'éprouvette AE10, $\Delta\varnothing_c=2.7\text{mm}$).



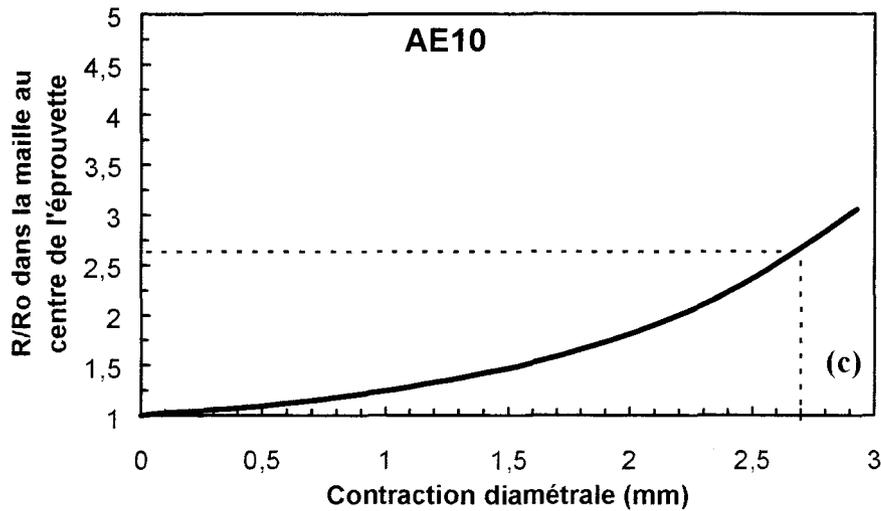


Figure III-38. Détermination du taux critique de croissance des cavités $(R/R_0)_c$ à partir de la contraction diamétrale critique $\Delta\varnothing_c$ issue des essais de traction sur les éprouvettes axisymétriques entaillées : (a) AE2, (b) AE4 et (c) AE10.

Les valeurs de $(R/R_0)_c$ sont présentées en fonction du type d'éprouvette sur la Figure III-39. La valeur moyenne du taux critique de croissance des cavités est 2.62.

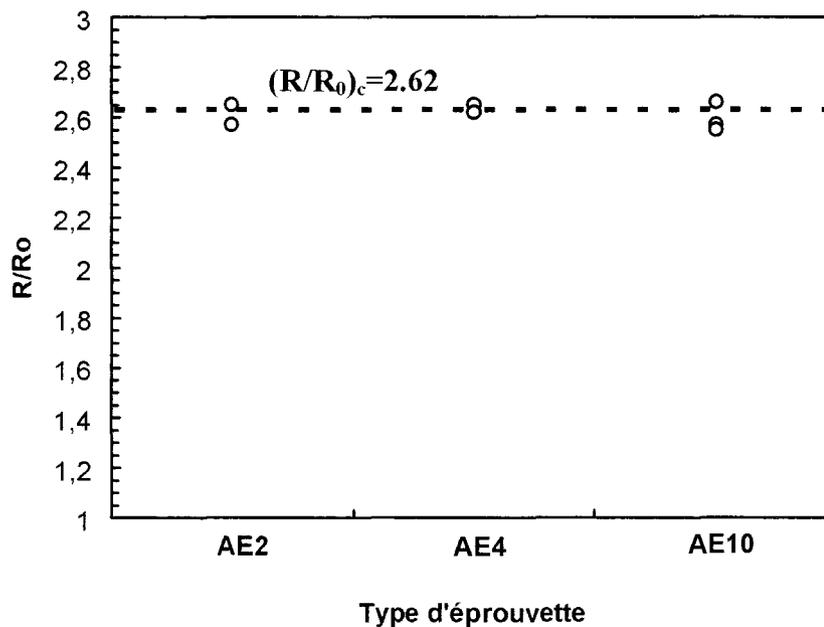


Figure III-39. Taux critique de croissance des cavités en fonction du type d'éprouvette.

La Figure III-40 présente les valeurs de $(R/R_0)_c$ en fonction du taux de triaxialité des contraintes à l'amorçage. Cette valeur a été déterminée à partir d'une analyse par éléments finis et déduite de la Figure III-41. Nous constatons que le taux critique de croissance des cavités n'est pas sensible au taux de triaxialité des contraintes. On remarque également que le taux de triaxialité des contraintes à l'amorçage de la fissure est quasiment le même dans les éprouvettes AE4 et AE10.

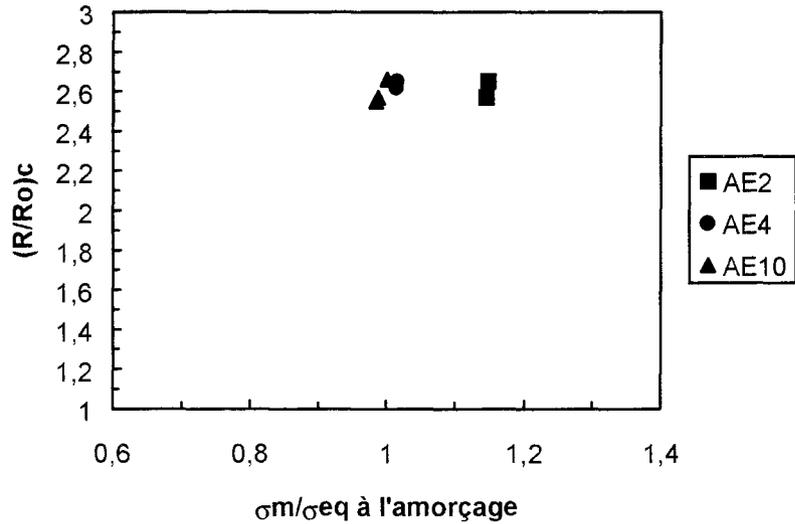


Figure III-40. Evolution du taux critique de croissance des cavités en fonction du taux de triaxialité des contraintes à l'amorçage.

La Figure III-41 présente l'évolution du taux de triaxialité en fonction de la déformation plastique équivalente. Ces valeurs ont été calculées dans la maille située au centre de l'éprouvette. Sur chaque courbe, le niveau de déformation plastique à l'amorçage de la fissure pour les différents essais effectués est repéré par un point. Ce niveau est associé à la moyenne des variations de diamètre à l'amorçage pour chaque type d'éprouvette. Dans le cas des éprouvettes AE4 et AE10, les valeurs du taux de triaxialité au cœur des éprouvettes atteignent des valeurs identiques pour des déformations importantes.

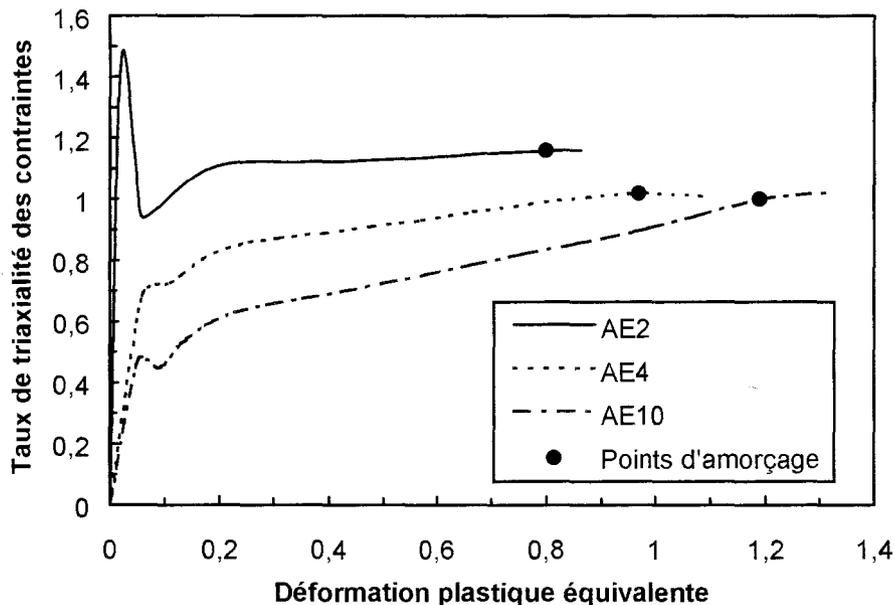


Figure III-41. Evolution du taux de triaxialité des contraintes σ_m/σ_{eq} au centre des éprouvettes AE en fonction de la déformation plastique équivalente ϵ_{eq}^p .

La Figure III-42 présente la variation de $\ln(R/R_0)$ en fonction du taux de triaxialité des contraintes au centre de l'éprouvette. Les trajets de triaxialité se rejoignent dans le cas des éprouvettes AE4 et AE10.

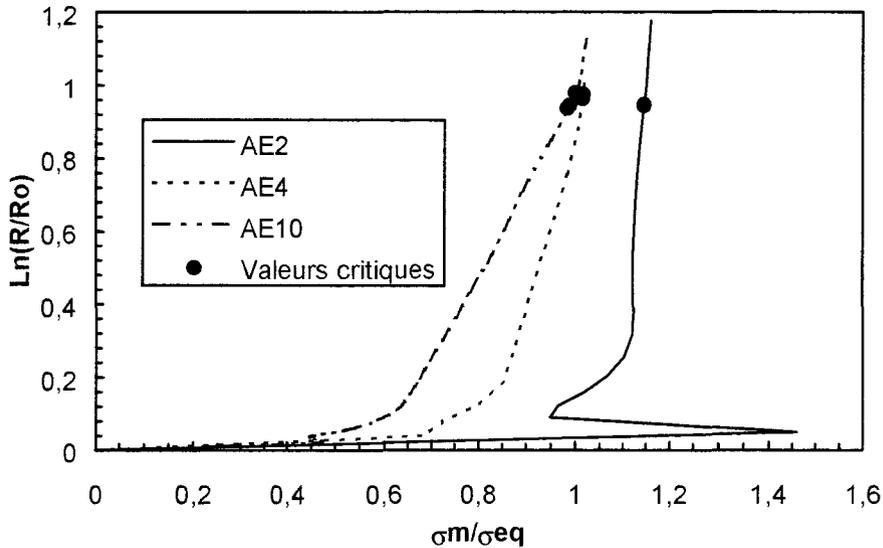


Figure III-42. Evolution de $\ln(R/R_0)$ en fonction du taux de triaxialité des contraintes.

III.4.2.2. Détermination des paramètres du modèle de Rousselier

La fraction volumique initiale de cavités f_0 a été déduite de la fraction volumique d'inclusions f_v , déterminée dans l'étude expérimentale (Chapitre II). Nous avons pris comme approximation $f_0 = f_v = 10^{-5}$.

Le paramètre D a été arbitrairement fixé à 2. σ_1 a été déterminé à partir de la courbe « charge-contraction diamétrale » mesurée expérimentalement à partir d'essais de traction sur des éprouvettes axisymétriques entaillées. Dans la simulation numérique de cette courbe, la position du point d'amorçage est contrôlée par le paramètre σ_1 , ce qui permet de déterminer sa valeur adéquate. Les valeurs ainsi obtenues sont (Figure III-43) :

- $\sigma_1 = 420 \text{ MPa}$ ($C = 1.235$) pour l'éprouvette AE2,
- $\sigma_1 = 450 \text{ MPa}$ ($C = 1.324$) pour l'éprouvette AE4,
- $\sigma_1 = 480 \text{ MPa}$ ($C = 1.412$) pour l'éprouvette AE10.

On note une légère dépendance de σ_1 vis-à-vis du taux de triaxialité des contraintes (Figure III-44), mais cette dépendance reste faible.

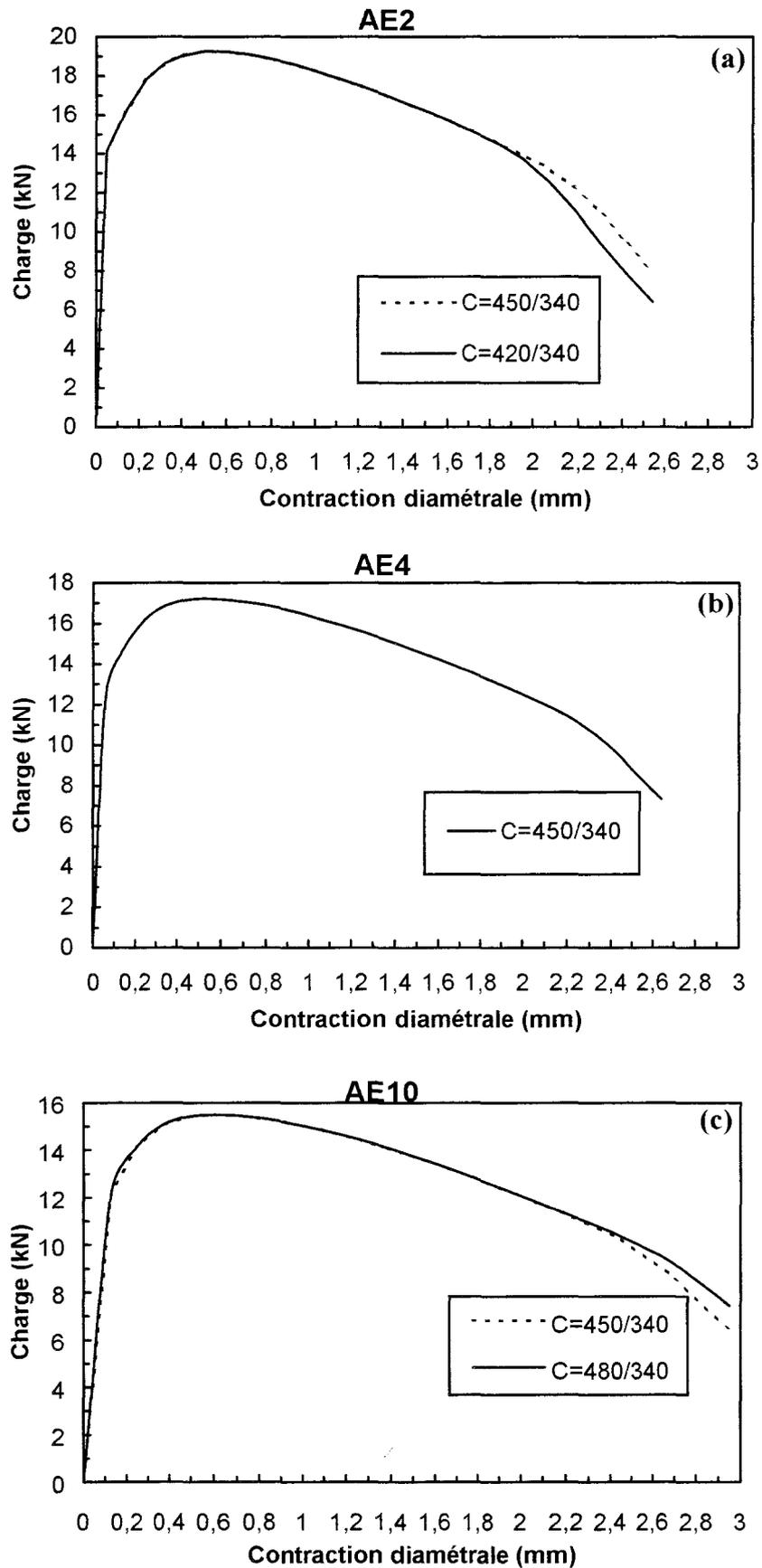


Figure III-43. Détermination du paramètre σ_1 à partir de la courbe expérimentale « P- $\Delta\phi$ » : (a) AE2, (b) AE4 et (c) AE10.

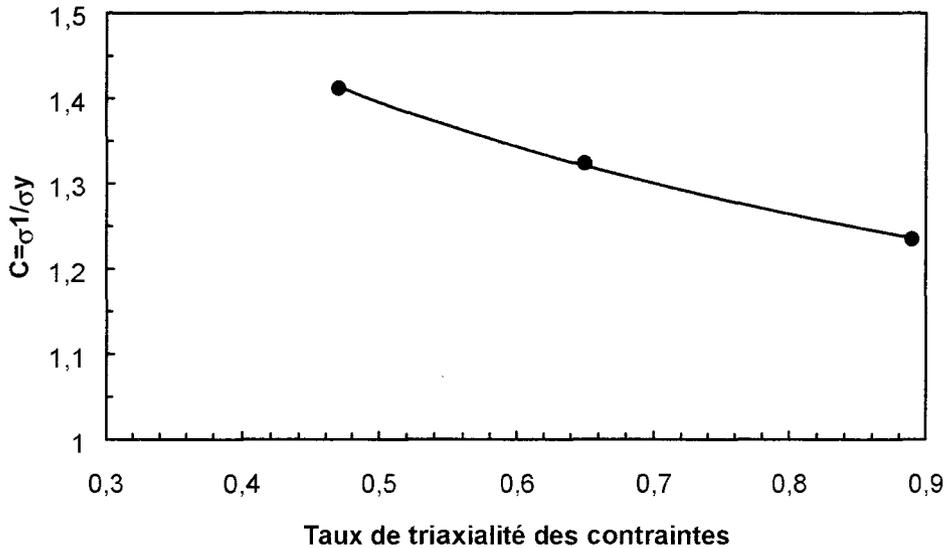


Figure III-44. Evolution du rapport $C = \sigma_1 / \sigma_y$ du modèle de Rousselier en fonction du taux de triaxialité des contraintes.

Notons, cependant, que le paramètre D contrôle également la position du point d'amorçage sur la courbe numérique « $P-\Delta\phi$ » : la contraction diamétrale critique augmente lorsque D diminue. Par conséquent, un autre jeu de paramètres pourrait convenir. En effet, nous avons arbitrairement fixé $D=2$ mais une autre valeur de D aurait pu tout aussi convenir avec un calage différent du paramètre σ_1 , comme le montre la Figure III-45 avec $D=1.5$ et $\sigma_1=350\text{MPa}$. Par conséquent, plusieurs jeux de paramètres peuvent être trouvés.

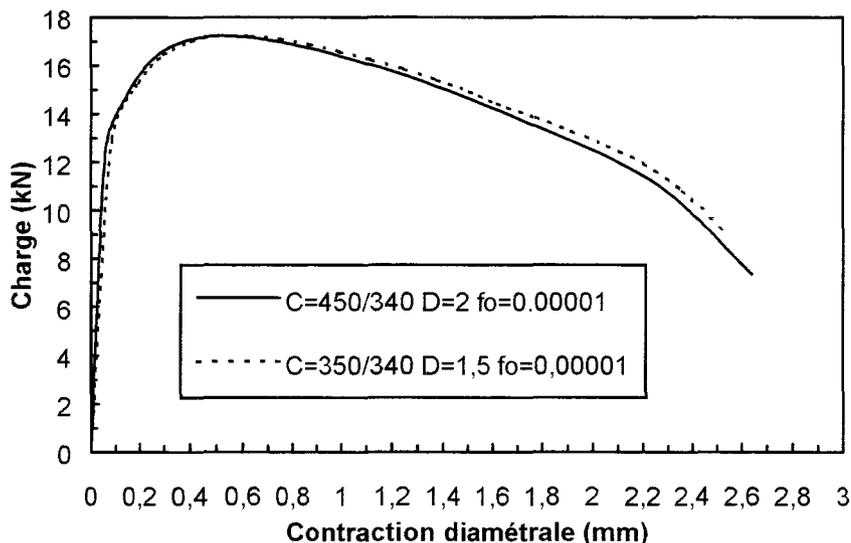


Figure III-45. Courbes « Charge-Variation de diamètre » montrant la validité de deux jeux de paramètres.

III.4.2.3. Détermination des paramètres du modèle GTN

Les paramètres à déterminer sont : q , f_0 , f_c , δ et a .

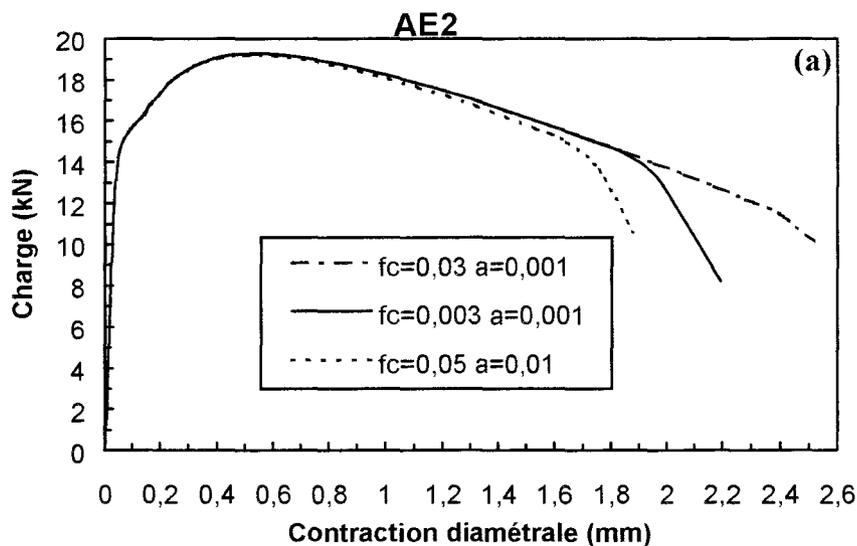
Le paramètre q a été pris égal à 1.5. La fraction volumique initiale de cavités a été considérée égale à 10^{-5} . Les paramètres δ et a ont été arbitrairement fixés à 3 et 0.1 respectivement.

Le paramètre f_c , qui désigne la fraction volumique critique de cavités, a été déterminé à partir des courbes expérimentales « P- $\Delta\phi$ » issues des essais de traction effectués sur des éprouvettes axisymétriques entaillées. Ce paramètre est identifié en reproduisant de manière numérique les courbes expérimentales. Sachant que dans la simulation par éléments finis, la position du point d'amorçage dépend de la valeur de f_c , ce paramètre peut être précisément défini.

Les premières simulations réalisées sur l'éprouvette AE2 montrent que, malgré une forte augmentation de la valeur f_c ($f_c > 1\%$ alors que $f_0 = 0.001\%$), le calcul sous-estime largement la contraction diamétrale critique (Figure III-46a). L'analyse des résultats fait apparaître que l'évolution de la porosité f , qui dépend du paramètre a ($\dot{f} = a d\varepsilon_{eq}^p$), est trop rapide. De ce fait, le matériau perd, dès le début du chargement, toute rigidité. Nous avons finalement fixé la valeur de « a » à 0.001, et les valeurs de f_c que l'on obtient sont les suivantes :

- $f_c = 0.003$ pour l'éprouvette AE2 ;
- $f_c = 0.004$ pour l'éprouvette AE4 ;
- $f_c = 0.005$ pour l'éprouvette AE10.

On peut remarquer que le paramètre f_c dépend lui aussi du taux de triaxialité des contraintes : lorsque σ_m/σ_{eq} augmente, le paramètre f_c diminue (Figure III-47).



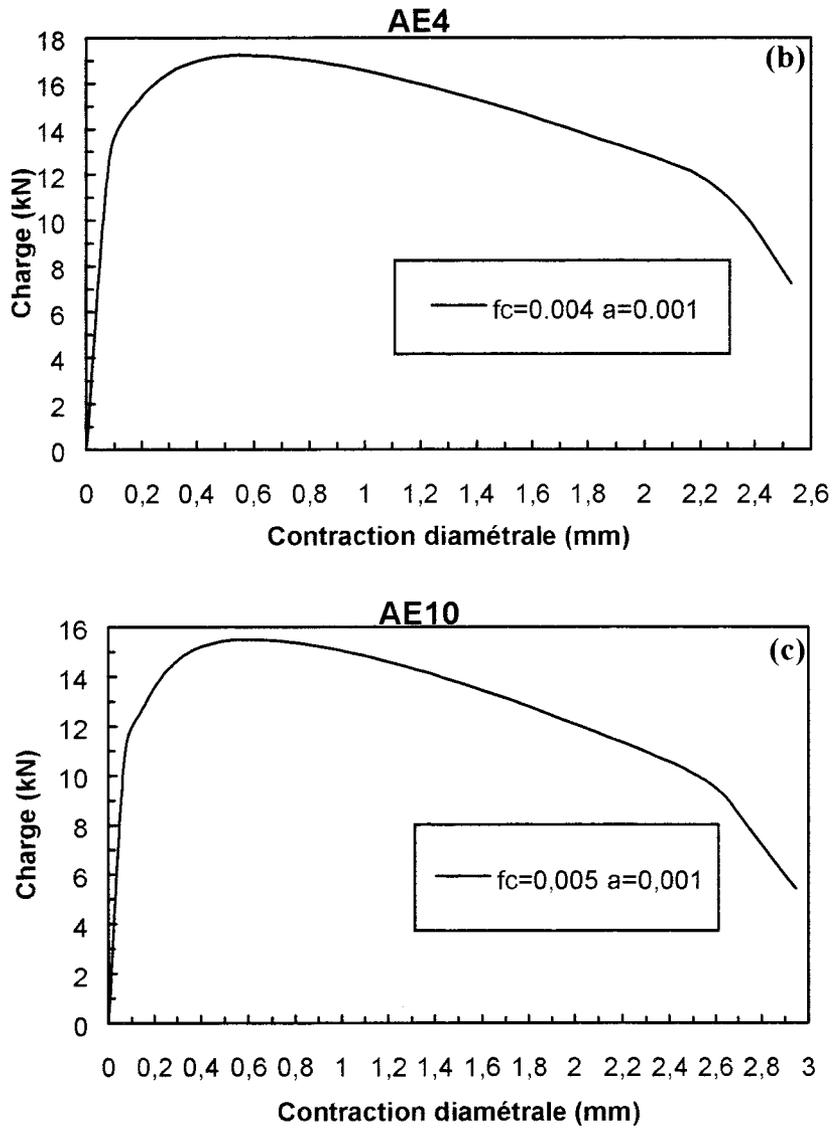


Figure III-46. Courbes « Charge-Variation de diamètre » obtenues avec le modèle GTN : (a) AE2. (b) AE4 et (c) AE10.

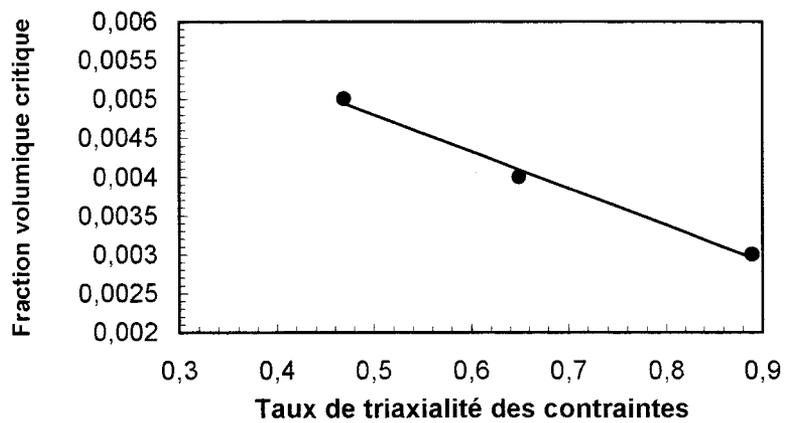


Figure III-47. Evolution du paramètre f_c du modèle GTN en fonction du taux de triaxialité des contraintes.

III.4.3. Simulation de la déchirure ductile

Les résultats issus de l'analyse par éléments finis ont été comparés aux données expérimentales en termes de courbes « $J-\Delta a$ ».

III.4.3.1. Modèle de Rice-Tracey

Les résultats obtenus avec le modèle de Rice-Tracey sont présentés sur la Figure III-48. La résistance à la propagation de la fissure dJ/da est nettement sous-estimée. En revanche, la ténacité à l'amorçage $J_{0,2}$ est correctement prédite.

Ces résultats ne peuvent être améliorés puisqu'une variation de la valeur de $(R/R_0)_c$ n'affecterait que les valeurs de J et non la pente de la courbe dJ/da .

Nous avons vu dans le chapitre I que, dans la formulation du modèle de Rice-Tracey, le terme préexponentiel A dépendait de la fraction volumique d'inclusions. Lorsque celle-ci est très faible, le terme A est proche de 0.5. Or, les résultats présentés ici correspondent à une valeur de A égale à 0.283 et prédéfinie dans le code de calcul SYSTUS. Le taux de croissance des cavités a été recalculé, conformément à la procédure décrite en annexe C, en prenant pour valeur de A 0.5. Le taux critique de croissance des cavités vaut alors 4.6 (Figure III-49). Comme le montre la Figure III-50, la courbe « $J-\Delta a$ » simulée avec cette nouvelle valeur de $(R/R_0)_c$ est confondue avec la précédente. Cela signifie donc que le terme préexponentiel A n'est qu'un facteur multiplicatif qui n'a pas d'influence sur la courbe « $J-\Delta a$ », mais ne modifie que de manière relative la valeur de $(R/R_0)_c$.

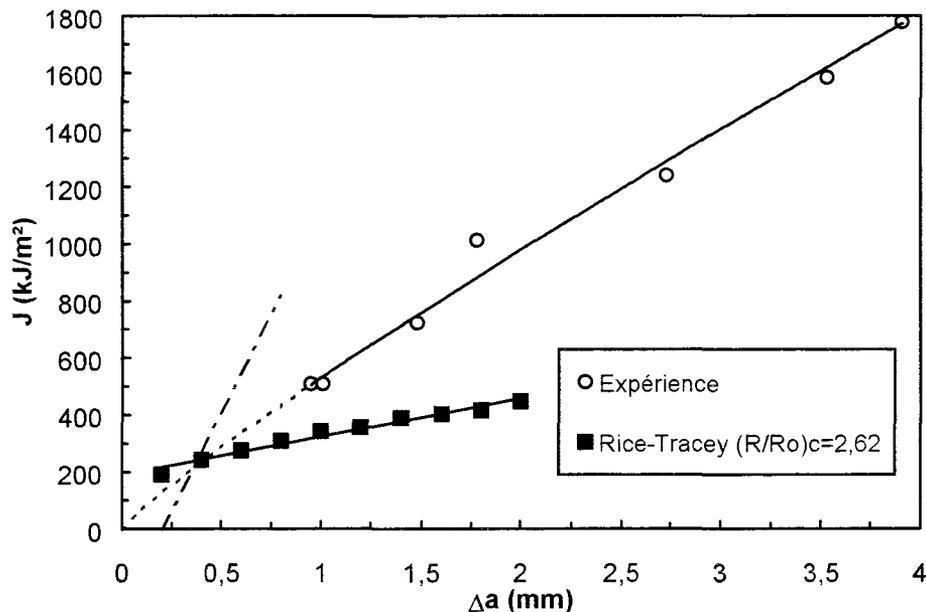


Figure III-48. Comparaison des courbes « $J-\Delta a$ » expérimentale et numérique pour l'acier 12NC6. Cas du modèle de Rice-Tracey.

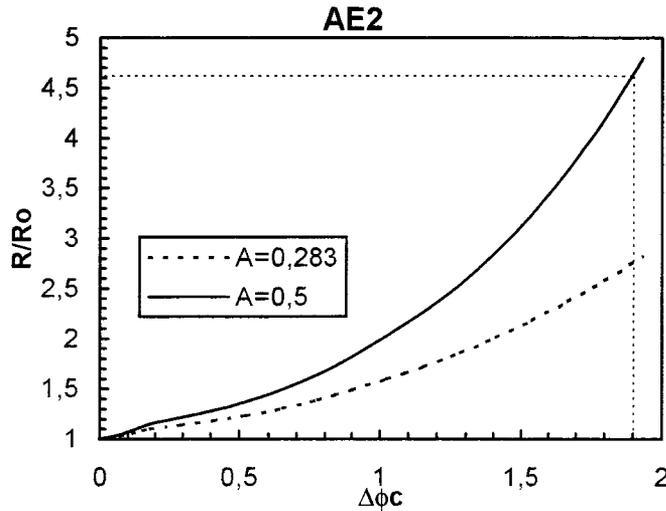


Figure III-49. Détermination de $(R/R_0)_c$ en prenant $A=0.5$.

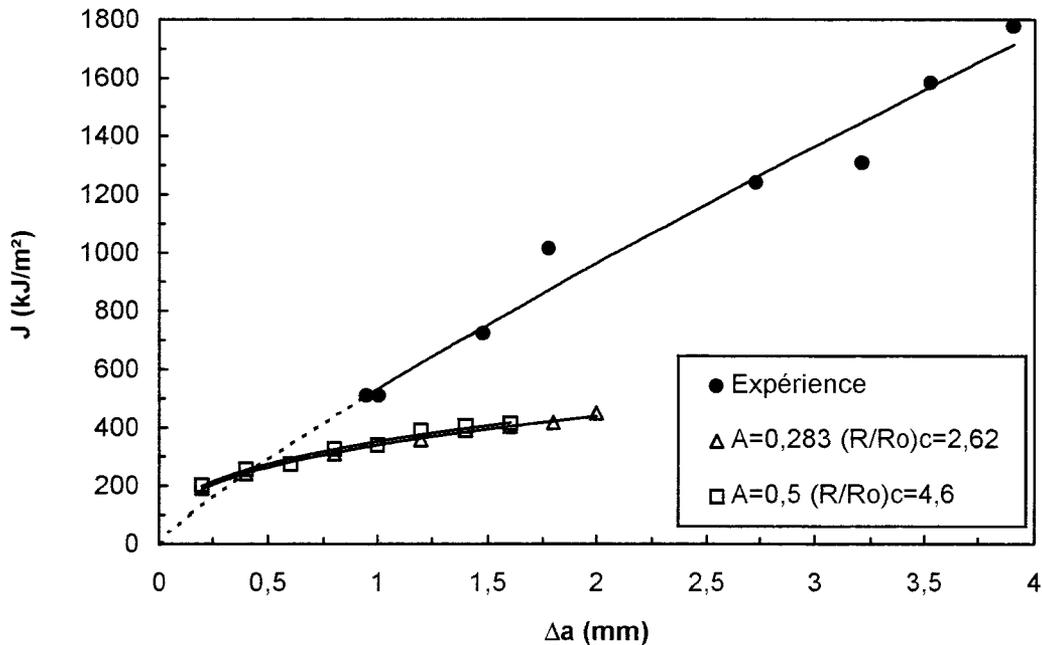


Figure III-50. Influence du terme préexponentiel A dans la formulation du modèle de Rice-Tracey sur la courbe « $J-\Delta a$ ».

Par ailleurs, nous avons vérifié l'influence du paramètre B à l'intérieur de l'exponentielle (Equation I-17 ou I-18). Le paramètre $(R/R_0)_c$ a été recalculé en prenant $B=1.2$. On obtient alors une valeur moyenne $(R/R_0)_c=2.01$ (Figure III-51). La nouvelle courbe « $J-\Delta a$ » simulée se rapproche des relevés expérimentaux, mais des écarts subsistent encore (Figure III-52). De plus, la modification de la valeur de B n'a pas de justification puisqu'il n'a pas été prouvé que la fraction volumique d'inclusions avait une influence sur B . En toute rigueur, les résultats ne peuvent être améliorés qu'en modifiant la taille des éléments en pointe de fissure. En effet, compte tenu du faible taux inclusionnaire de l'acier 12NC6, il serait cohérent de travailler avec une taille de maille L_c supérieure à 0.2mm.

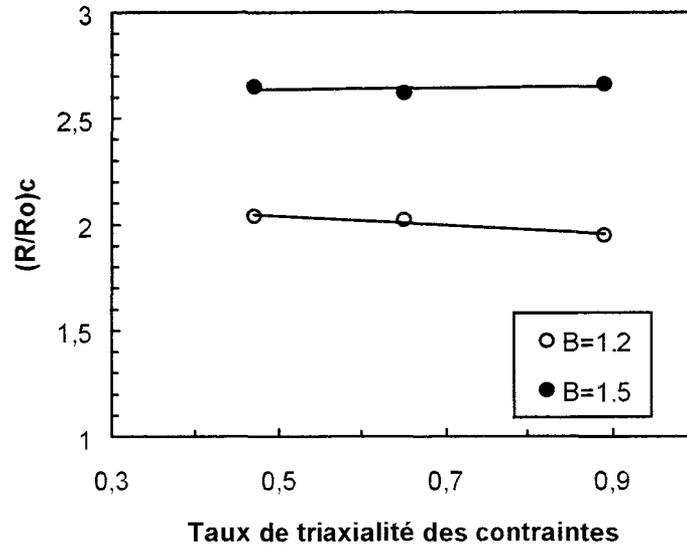


Figure III-51. Détermination de $(R/R_0)_c$ en prenant $B=1.2$.

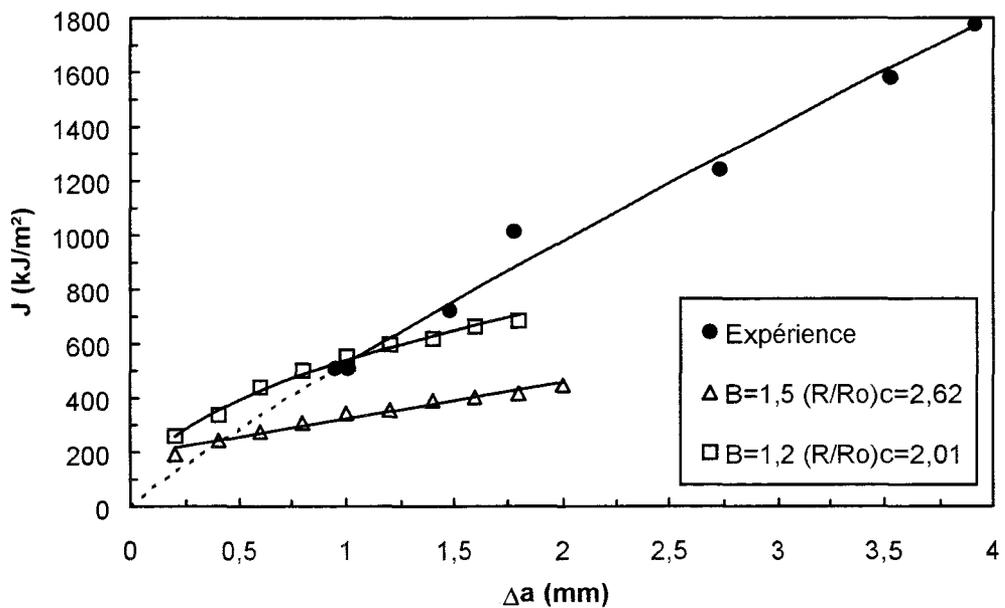


Figure III-52. Influence du coefficient B à l'intérieur de l'exponentielle dans la formulation du modèle de Rice-Tracey sur la courbe « $J-\Delta a$ ».

III.4.3.2. Modèle de Rousselier

Les résultats obtenus avec le modèle de Rousselier sont en bon accord avec les résultats expérimentaux, comme le montre la Figure III-53. On peut également noter qu'un deuxième jeu de paramètres permet de reproduire la courbe expérimentale ($D=1.5$ et $\sigma_1=350\text{MPa}$). De ce fait, la valeur du paramètre σ_1 est liée au choix de D .

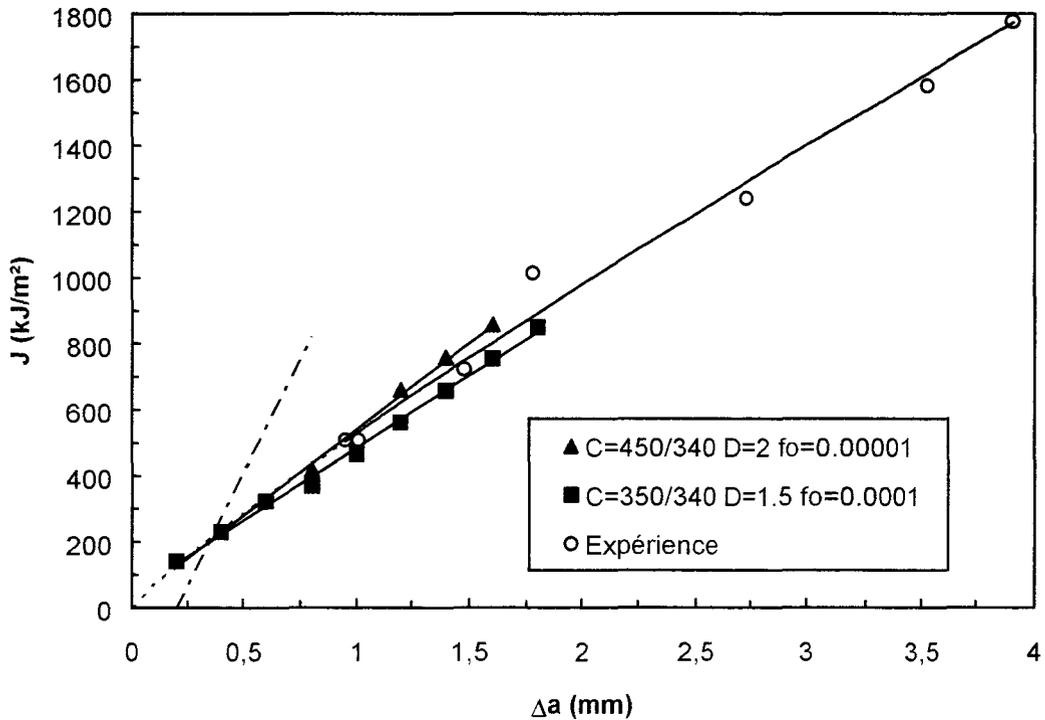


Figure III-53. Comparaison des courbes « $J-\Delta a$ » expérimentale et numériques pour l'acier 12NC6. Cas du modèle de Rousselier.

III.4.3.3. Modèle GTN

Les simulations effectuées avec le modèle GTN montrent que la résistance à la propagation de la fissure est sous-estimée. En d'autres termes, le facteur δ accélérateur de la coalescence des cavités est trop élevé. En effet, lorsque nous avons déterminé les paramètres du modèle à partir de la courbe « $P-\Delta\phi$ », nous avons arbitrairement fixé δ à 3. En prenant $\delta=2$, les résultats numériques sont en accord avec la courbe expérimentale « $J-\Delta a$ », ce qui valide le nouveau jeu de paramètres.

Nous avons ensuite vérifié l'incidence du changement de la valeur de δ sur la courbe « $P-\Delta\phi$ » de l'éprouvette AE4. La Figure III-55 montre que la diminution de δ induit une diminution de la pente finale de la courbe ainsi qu'une légère augmentation de la contraction diamétrale critique.

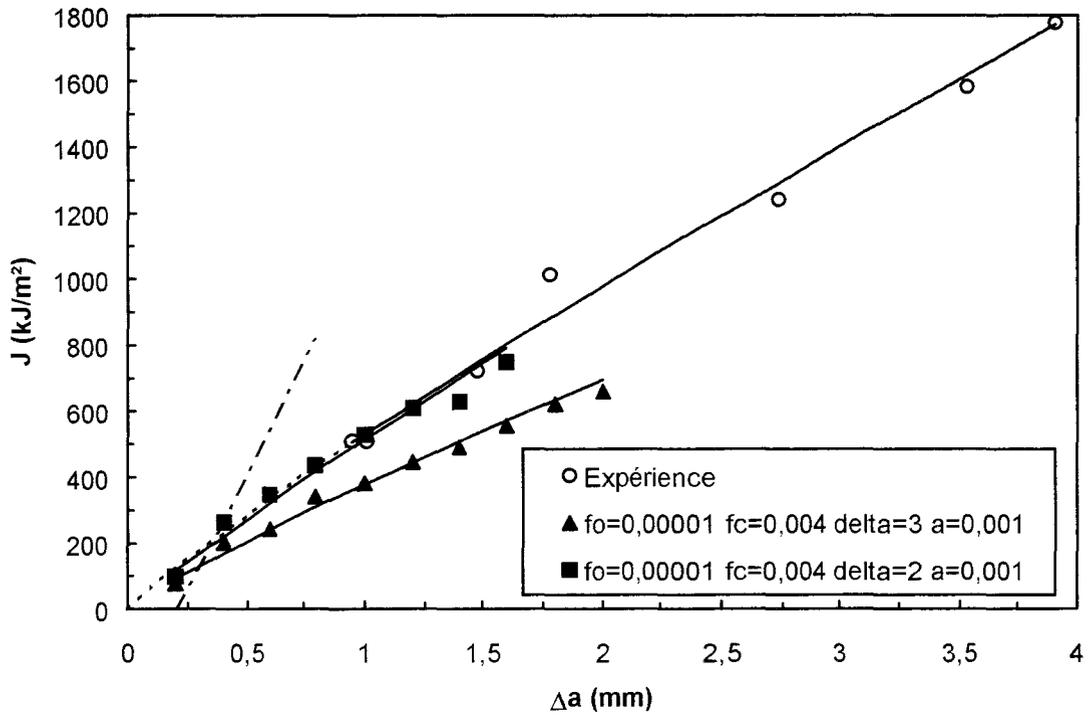


Figure III-54. Comparaison des courbes « $J-\Delta a$ » expérimentale et numériques pour l'acier 12NC6. Cas du modèle GTN.

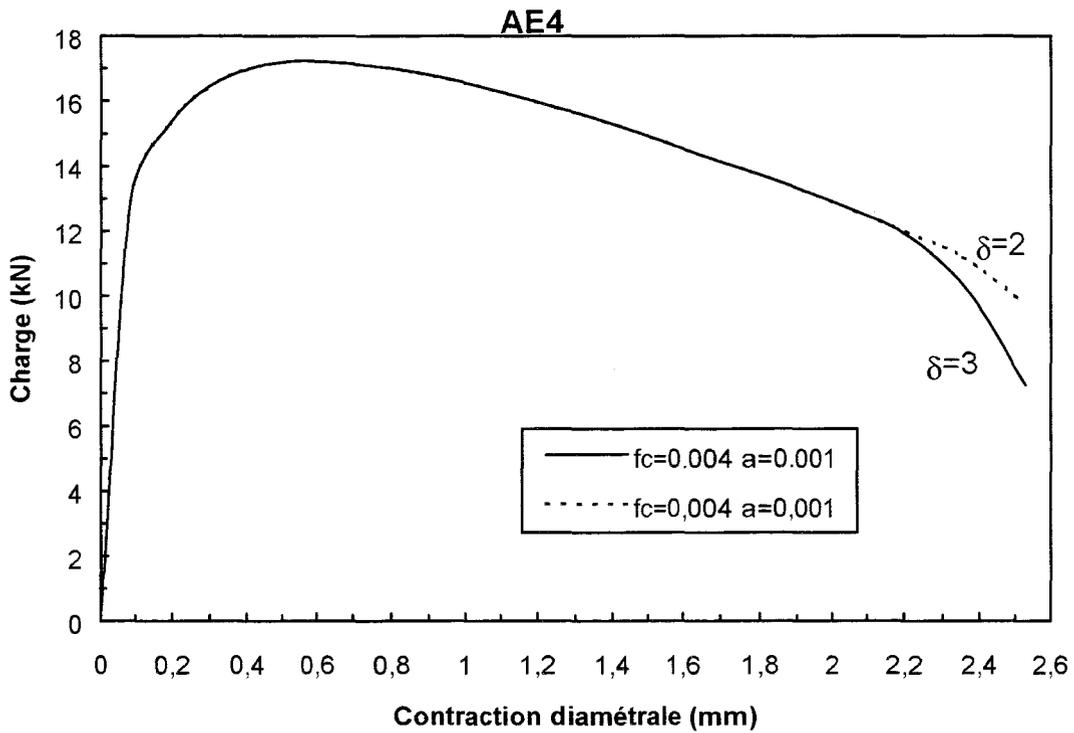


Figure III-55. Influence du paramètre δ du modèle GTN sur la courbe « $P-\Delta\phi$ ».

III.4.4. Conclusion

Pour la modélisation de la déchirure ductile de l'acier 12NC6, nous avons déterminé les paramètres des modèles à partir d'essais de traction sur des éprouvettes axisymétriques entaillées. Les modèles couplés de Rousselier et de Gurson-Tvergaard-Needleman permettent de bien décrire la rupture de l'éprouvette CT. L'analyse par éléments finis permet même de confirmer la validité de la partie extrapolée de la courbe expérimentale.

Le modèle découplé de Rice-Tracey donne des résultats moins satisfaisants. La ténacité à l'amorçage $J_{0.2}$ est correctement prédite mais la résistance de la propagation à la fissure dJ/da est nettement sous-estimée. Il semblerait que, pour de faibles taux inclusionnaires, le terme préexponentiel A dans la formulation du modèle est proche de 0.5. Or, la modification de la valeur de A n'a aucune influence sur la courbe « $J-\Delta a$ ». Les résultats obtenus avec le modèle de Rice-Tracey peuvent néanmoins être améliorés en augmentant la taille des mailles en pointe de fissure, compatible avec le taux inclusionnaire très faible du matériau.

III.5. Références

- [1] **A. Al Rassis**, *Contribution à l'étude de la déchirure à chaud dans les joints soudés et modélisation numérique en approche globale et en approche locale*, Thèse de doctorat, U.S.T.L., Décembre 1995.
- [2] **ASTM**, *Standard test method for J_{1c} , a measure of fracture toughness*, ASTM Standard, E 813-89, 1989.
- [3] **G. Rousselier**, *Les modèles de rupture et leurs possibilités actuelles dans le cadre de l'approche locale de la rupture*, Séminaire international sur l'approche locale de la rupture, Centre de recherche « Les Renardières », pp. 256-284, 1986.
- [4] **A.G. Franklin**, *Comparison between a quantitative microscope and chemical methods for assessment of non-metallic inclusions*, Journal of Iron and Steel Institute, pp. 181-186, 1969.
- [5] **J. Delmotte**, *Modélisation numérique de la déchirure ductile en milieu bidimensionnel à l'aide de l'approche locale - Simulation des courbes de résistance à la fissuration*, Thèse de doctorat, U.T.C. Compiègne, Janvier 1992.
- [6] **J.C. Devaux, G. Mottet, P. Balladon and A. Pellissier-Tanon**, *Calibration of the parameters of a ductile fracture damage model on an austenitic-ferritic duplex welded joint*, Nuclear Engineering and Design, Vol. 105, pp. 131-138, 1987.
- [7] **Z.H. Li, B.A. Bilby, I.C. Howard**, *A study of internal parameters of ductile theory*, Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures, Vol.17, N°9, pp. 1075-1087, 1994.
- [8] **U. Eisele, M. Seidenfuss, J.-M. Pitard-Bouet**, *Comparison between fracture mechanics and local approach models for the analysis of shallow cracks*, 1st European Mechanics of Materials Conference on Local Approach to Fracture, Fontainebleau, Septembre 1996.
- [9] **P. Achon**, *Comportement et ténacité d'alliages d'aluminium à haute résistance*, Thèse de doctorat, E.N.S.M.P., Octobre 1994.
- [10] **L. Bauvineau**, *Approche locale de la rupture ductile : application à un acier au Carbone-Manganèse*, Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, Décembre 1996.
- [11] **C. Geney**, *Etude expérimentale et modélisation par approche locale de la rupture ductile de trois aciers inoxydables austénitiques et d'un acier 16MND5*, Thèse de doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille, Septembre 1998.

**CONCLUSION GENERALE
ET
PERSPECTIVES**

CONCLUSION GENERALE

L'étude qui a été exposée porte sur l'analyse du phénomène de la déchirure ductile en utilisant les concepts de l'approche locale en mécanique de la rupture, dans le cas de trois matériaux différents : un acier au CMn dans la configuration d'un joint soudé, un alliage d'aluminium 2024-T351 et un acier 12NC6. Au niveau de l'approche locale de la mécanique de la rupture, nous avons utilisé trois modèles : le modèle de Rice-Tracey (R&T) basé sur la croissance de cavités, le modèle de Rousselier et le modèle de Gurson modifié (GTN) basés sur l'endommagement continu. Ce travail a été conduit en deux volets : une étude expérimentale et une modélisation numérique.

A l'issue de cette étude, plusieurs conclusions principales peuvent être tirées :

L'étude bibliographique a mis en évidence l'influence de la taille des mailles situées au fond de fissure sur les paramètres locaux des différents modèles basés sur une approche locale. Il ressort de cette partie que le modèle de Rice-Tracey nécessite la détermination d'un paramètre unique $(R/R_0)_c$ pour simuler la déchirure ductile qui est réalisée par la technique du relâchement des noeuds. Le modèle de Rousselier, qui utilise trois paramètres (f_0, σ_1, D) avec D une constante, considère que la taille des mailles L_c situées au fond de la fissure est aussi un paramètre ajustable. Quant au modèle GTN, il intègre huit paramètres, ce qui le rend plus souple pour la simulation. Ces deux modèles, basés sur l'endommagement continu, présentent l'avantage de simuler la déchirure ductile par effondrement automatique des mailles.

Dans la partie expérimentale, nous avons étudié des matériaux possédant des taux inclusionnaires différents. Les essais de déchirure semblent mettre en évidence une influence de la fraction volumique d'inclusions f_0 sur les valeurs de la ténacité à l'amorçage $J_{0,2}$: lorsque f_0 est faible, $J_{0,2}$ est important, et inversement. Nous avons également observé que la résistance à la propagation de la fissure est importante, dans le cas de l'acier 12NC6 pour lequel la fraction volumique d'inclusions est de l'ordre de 10^{-5} . Ce constat est cohérent puisque le processus de rupture ductile prend principalement naissance au niveau des inclusions présentes dans le matériau.

Ces résultats sont confirmés par l'analyse par éléments finis. En effet, le paramètre f_0 , dans les modèles de Rousselier et de Gurson-Tvergaard-Needleman, pilote la pente dJ/da de la courbe « $J-\Delta a$ ». Nous avons remarqué qu'une pente forte de la courbe était obtenue avec un paramètre f_0 faible. Le modèle de Rice-Tracey ne considère pas dans sa formulation la fraction volumique d'inclusions. Or, le terme préexponentiel A dans ce modèle dépend de f_0 : d'après Rice et Tracey, ce terme est constant et vaut 0.283. Cependant, des études ont montré qu'il était proche de 0.5 lorsque f_0 était faible. Mais le choix de A n'affecte que de manière relative la valeur de R/R_0 et n'a aucun effet sur la courbe « $J-\Delta a$ ». En revanche, les résultats concernant l'acier 12NC6 peuvent être améliorés en augmentant la taille de maille L_c en pointe de fissure, une valeur de L_c supérieure à 0.2mm étant justifiée par le faible taux inclusionnaire du matériau.

Dans la partie numérique, nous avons mis en évidence l'influence majeure de la taille des mailles en pointe de fissure sur les résultats issus de l'approche locale. Le taux critique de

croissance des cavités, paramètre unique du modèle de Rice-Tracey, est très sensible à la taille des mailles et ne peut par conséquent être considéré comme un paramètre intrinsèque au matériau. De plus, ce paramètre est directement déterminé à partir d'une donnée expérimentale, ce qui simplifie considérablement son utilisation. En revanche, le fait qu'il n'y a qu'un seul paramètre rend l'emploi de ce modèle assez rigide car aucun ajustement avec un autre paramètre n'est possible. Enfin, la technique de relâchement des noeuds, utilisée pour simuler l'avancée de la fissure, limite l'application de ce modèle au cas de structures homogènes présentant une symétrie géométrique.

Dans le cas des potentiels de Rousselier et de Gurson, la taille des mailles en pointe de fissure est un paramètre ajustable. Le nombre plus important des paramètres de ces modèles permet de compenser l'influence de la taille des mailles. Cela permet également un calage plus simple des calculs sur les résultats expérimentaux, d'où une utilisation plus souple de ces modèles. En revanche, la multiplication du nombre de paramètres rend leur identification difficile d'une part et conduit à la non-unicité de la solution numérique d'autre part. Il existe, en effet, plusieurs jeux de paramètres permettant de reproduire les résultats expérimentaux. De ce fait, les paramètres de ces deux modèles ne sont pas intrinsèques au matériau.

PERSPECTIVES

Cette étude a montré la grande sensibilité des modèles de l'approche locale à la taille du maillage en pointe de fissure. Nous avons fixé une taille d'élément permettant de reproduire au mieux les résultats expérimentaux. Il serait plus rigoureux de relier cette taille à des grandeurs inclusionnaires du matériau.

Au niveau expérimental, il serait également intéressant de réaliser des essais de traction *in situ* à l'intérieur d'un microscope électronique à balayage. Ces tests nous permettraient de mieux connaître les mécanismes d'endommagement des matériaux étudiés et de comparer les mécanismes d'endommagement d'un matériau « propre » comme l'acier 12NC6 et d'un matériau possédant un taux inclusionnaire important comme l'alliage d'aluminium 2024-T351.

L'utilisation de procédures numériques d'identification pour caler les modèles avec l'expérience semble indispensable. Ces techniques, même si elles ne sont pas certaines d'aboutir à l'unicité des paramètres, permettent une identification rapide. Le logiciel de résolution par méthode inverse SiDoLo semble répondre à notre attente mais son utilisation nécessite la réalisation d'une interface avec le code de calcul par éléments finis Systus.

Dans cette étude, nous avons utilisé le modèle de Rousselier dans sa formulation de base. La modélisation de l'avancée de la fissure devrait être améliorée en introduisant une valeur critique de la porosité. Ce paramètre supplémentaire peut être évalué grâce à un critère de coalescence tel que le critère de Thomason, qui a l'avantage d'avoir une signification physique. Cette technique est déjà utilisée dans la littérature pour le modèle de Gurson-Tvergaard-Needleman.

Enfin, la technique de relâchement des noeuds restreint considérablement le champ d'application du modèle de Rice-Tracey pour la simulation de l'avancée de la fissure. Une procédure d'effondrement de la maille quand le taux de croissance des cavités a atteint sa valeur critique peut être une voie à explorer.

ANNEXE A

Approche globale à deux paramètres

ANNEXE A

Approche globale à deux paramètres

A.1. Introduction

L'intégrale J et le facteur d'intensité des contraintes K sont deux grandeurs couramment utilisées en mécanique de la rupture. Un certain nombre de résultats accumulés au cours de ces dernières années montrent néanmoins que, lorsque la plasticité se développe et que le facteur d'intensité de contrainte K n'est plus utilisable, l'intégrale J reste encore un paramètre intéressant à condition de l'associer à un second paramètre représentatif du degré de confinement de la plasticité en pointe de fissure. Ce deuxième paramètre est généralement issu de termes du second ordre des champs analytiques des contraintes en pointe de fissure. La représentation de l'évolution de la ténacité J_{IC} en fonction de ce paramètre permet de définir un lieu de rupture, c'est-à-dire la valeur de J au-delà de laquelle il y a risque de rupture.

Actuellement, un nombre relativement important d'approches découle de ce concept. Nous décrirons ici les deux approches les plus présentes dans la littérature : les approches J-T et J-Q.

A.2. Approche J-T

A.2.1. Définition

Pour un matériau élastique linéaire, le champ de contraintes devant la fissure est décrit par un terme singulier sous la forme :

$$\sigma_{ij} = \frac{K_{\alpha}}{\sqrt{2\pi r}} f_{ij}(\theta) \quad (\text{Equation 1})$$

avec K_{α} : le facteur d'intensité des contraintes en mode α ($\alpha = I, II$ ou III).
 r, θ : les coordonnées polaires définies sur la Figure 1.
 $f_{ij}(\theta)$: une fonction de θ , indépendante de la géométrie et du chargement.

Williams propose de tenir compte d'un terme supplémentaire (contrainte T) dans le développement limité du champ de contraintes en pointe de fissure pour un matériau élastique dans le plan xy :

$$\sigma_{ij} = \frac{K_{\alpha}}{\sqrt{2\pi r}} f_{ij}(\theta) + T \delta_{xi} \delta_{xj} \quad (\text{Equation 2})$$

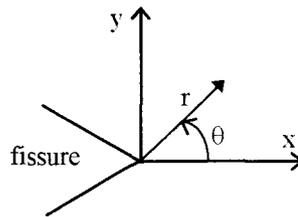


Figure 1. Système de coordonnées polaires r, θ à la pointe de la fissure.

La contrainte T , parallèle au plan de fissure, est proportionnelle à la contrainte nominale au voisinage de la fissure. Pour une même valeur du facteur d'intensité de contrainte k , la taille de la zone plastique tend à être confinée (respectivement étendue), lorsque la valeur de T est supérieure à zéro (inférieure à zéro). Pour une contrainte T supérieure à zéro (respectivement inférieure à zéro), la zone plastique s'étend vers l'arrière (respectivement vers l'avant) de la fissure.

La contrainte T , étant proportionnelle au chargement appliqué, s'avère difficile d'accès pour l'expérimentateur. Pour pallier ce problème, Leever et Radon ont introduit un paramètre adimensionnel de la contrainte T : le paramètre β appelé taux de biaxialité de la fissure.

$$\beta = \frac{T\sqrt{\pi a}}{K_I} \quad (\text{Equation 3})$$

avec a la longueur de la fissure contenue dans l'éprouvette.

Ce paramètre β présente l'avantage de dépendre uniquement de la géométrie de l'éprouvette.

A.2.2. Méthodes de détermination de T [1]

A.2.2.1. Méthode de substitution des contraintes

L'expression définissant T peut s'écrire sous la forme :

$$T = \sigma_{11} - \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} f_{11}(\theta) \quad (\text{Equation 4})$$

où
$$f_{11}(\theta) = \cos \frac{\theta}{2} \left(1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right)$$

La méthode la plus simple pour calculer la contrainte T , et aussi le paramètre β , est de substituer les valeurs de σ_{11} obtenues par calcul élastique par éléments finis dans l'équation précédente à T . Les résultats des contraintes sont obtenus aux noeuds proches du fond de fissure et situés à $\theta = \pm\pi$, évitant ainsi le calcul de K_I puisque $f_{11}(\theta)$ est alors égal à 0.

La qualité des résultats dépend du type de géométrie, de la finesse du maillage en pointe de fissure et de la distance r à laquelle les calculs sont effectués.

Ainsi :

- les résultats obtenus pour des fissures noyées dépendent moins des valeurs de r que ceux obtenus pour des fissures débouchantes.
- les 4 ou 5 éléments les plus proches du fond de fissure ne doivent pas être utilisés pour le calcul en raison de l'imprécision due au champ de contraintes singulier.
- la valeur de r ne doit pas être trop élevée afin que le développement limité reste valable. Il est de ce fait conseillé de prendre $r/a < 0.3$.

A.2.2.2. Méthode variationnelle de Leever et Radon

Leever et Radon ont développé un programme informatique permettant de déterminer les coefficients des 20 premiers termes du développement limité de Williams, dans le cas bidimensionnel. A partir du maillage de la structure, leur programme utilise une technique variationnelle pour déterminer les coefficients en minimisant l'énergie potentielle de la structure. En outre, l'analyse de la structure contenant des fissures noyées est plus complexe que celles contenant des fissures débouchantes.

A.2.2.3. Méthode de l'intégrale J d'Eshelby

Cardew *et al.* et Kfoury ont développé une méthode permettant de calculer la contrainte T dans le cas bidimensionnel, en utilisant le théorème d'Eshelby.

Deux analyses par éléments finis sont effectuées : la première sur la structure soumise au chargement considéré ; la deuxième sur une fissure semi-infinie soumise à une force ponctuelle appliquée en pointe de fissure. Cette deuxième configuration possède une solution analytique pour laquelle la distribution des contraintes est purement radiale et inversement proportionnelle à la distance du fond de fissure.

L'intégrale J est calculée dans chacun des deux cas. Les déplacements nodaux et les distributions des contraintes sont alors additionnés pour donner une solution combinée, pour laquelle l'intégrale J est également calculée. La contrainte T est alors obtenue en utilisant une relation linéaire entre ces 3 valeurs.

Cette méthode donne des résultats assez précis (incertitude sur β d'environ ± 0.02) car l'intégrale J peut être calculée dans un champ éloigné de la pointe de la fissure où les résultats sont plus précis.

A.2.2.4. Méthode des fonctions de poids

Shan a développé une méthode de détermination de la contrainte T , dans le cas bidimensionnel, en utilisant des fonctions de poids d'ordre supérieur. Ces fonctions sont calculées par l'intermédiaire d'intégrales spéciales grâce à une analyse par éléments finis. Les résultats sont très précis comparés aux autres méthodes.

A.2.2.5. Méthode d'interaction intégrale

Nakamura et Parks ont développé une méthode permettant de calculer la contrainte T en généralisant le théorème d'Eshelby au cas tridimensionnel. Ils utilisent un domaine d'interaction intégrale faisant intervenir des champs de contraintes, de déformations et de déplacements. La contrainte T à chaque point situé le long du front de fissure est dérivée à partir d'une valeur locale d'une interaction intégrale. Les résultats sont relativement précis, sauf dans la zone de l'interaction fissure/surface libre.

A.2.2.6. Méthode des éléments ressorts

Le principe de cette méthode est de modéliser par éléments finis la compliance d'un échantillon fissuré en plaçant des éléments ressorts le long de la surface de propagation. Wang et Parks ont développé une méthode permettant de calculer la contrainte T le long du front de fissure en utilisant les résultats des contraintes de membrane et de flexion. Les résultats obtenus pour des plaques contenant des fissures semi-elliptiques (débouchantes) sont assez précis, sauf dans les régions proches de l'interaction fissure/surface libre.

A.3. Approche J-Q

A.3.1. Définition

Dans le cas d'un comportement élastique non linéaire de la forme $\frac{\varepsilon}{\varepsilon_y} = \left(\frac{\sigma}{\sigma_y}\right)^n$

l'expression du champ de contraintes proposée par Hutchinson, Rice et Rosengen au voisinage du front de fissure s'écrit :

$$\frac{\sigma_{ij}}{\sigma_y} = \left(\frac{J}{\sigma_y \varepsilon_y I_n r}\right)^{\frac{1}{1+n}} \tilde{\sigma}_{ij}(\theta, n) \quad (\text{Equation 5})$$

avec $\tilde{\sigma}_{ij}(\theta, n)$ et I_n des constantes pour θ et n fixés.

Dans un cadre plus général, O'Dowd et Shih proposent une extension de l'expression du champ HRR :

$$\frac{\sigma_{ij}}{\sigma_y} = \left(\frac{J}{\sigma_y \varepsilon_y I_n r}\right)^{\frac{1}{1+n}} \tilde{\sigma}_{ij}(\theta, n) + Q \left(\frac{r}{J/\sigma_y}\right)^q \hat{\sigma}_{ij}(\theta, n) \quad (\text{Equation 6})$$

où $\hat{\sigma}_{ij}(\theta, n)$ est une fonction sans dimension de θ et n .

Pour des valeurs du coefficient d'écroûissage comprises entre 4 et 20, les auteurs montrent que l'exposant q est négligeable. Pour un angle, $|\theta| \leq \frac{\pi}{2}$ et pour $r > \frac{J}{\sigma_y}$, les fonctions angulaires $\hat{\sigma}_{\theta\theta}$ et $\hat{\sigma}_{rr}$ sont équivalentes et constantes ($\hat{\sigma}_{\theta\theta} \equiv \hat{\sigma}_{rr} \equiv \text{cte}$), et la valeur de $\hat{\sigma}_{r\theta}$ est négligeable devant celle de $\hat{\sigma}_{\theta\theta}$ ($|\hat{\sigma}_{\theta\theta}| \gg |\hat{\sigma}_{r\theta}|$).

L'expression précédente du champ des contraintes peut être mise sous la forme :

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_{ij}}{\sigma_y} &= \left(\frac{J}{\sigma_y \varepsilon_y I_n r} \right)^{\frac{1}{1+n}} \tilde{\sigma}_{ij}(\theta, n) + Q \sigma_y \delta_{ij} \quad \text{pour } |\theta| \leq \frac{\pi}{2} \text{ et } r > \frac{J}{\sigma_y} \\ &= \left(\frac{\sigma_{ij}}{\sigma_y} \right)_{\text{HRR}} + Q \sigma_y \delta_{ij} \end{aligned} \quad (\text{Equation 7})$$

Le couple J-Q permet alors de caractériser les champs de contraintes et de déformations sur un domaine de validité plus important que J seul. Le paramètre J caractérise la zone où les contraintes et les déformations sont importantes, alors que Q caractérise le niveau de contrainte au voisinage de la fissure pour $r > \frac{J}{\sigma_y}$.

Le paramètre Q est appelé facteur du champ du second ordre ou paramètre de triaxialité du confinement. Il a pour définition :

$$Q = \frac{\sigma_{\theta\theta} - (\sigma_{\theta\theta})_{\text{HRR}}}{\sigma_y} \quad \text{à } \theta = 0 \text{ et } r = \frac{2J}{\sigma_y} \quad (\text{Equation 8})$$

La distance $r = \frac{2J}{\sigma_y}$ a été choisie pour que l'évaluation de Q se fasse en dehors de la zone de grandes déformations, mais à l'intérieur de l'anneau où le champ J-Q est dominant.

Les effets de Q (pour une valeur de l'intégrale de contour J fixée) sont analogues à la contrainte T. Une valeur négative (respectivement positive) de Q entraîne une réduction (respectivement une augmentation) de la contrainte hydrostatique (c'est-à-dire une diminution (respectivement une augmentation) du taux de triaxialité).

Lorsque la plasticité est confinée en pointe de fissure, O'Dowd et Shih proposent également l'expression suivante du paramètre Q :

$$Q = \frac{\sigma_{\theta\theta} - (\sigma_{\theta\theta})_{\text{SSY}}}{\sigma_y} \quad (\text{Equation 9})$$

Q peut donc être obtenu en prenant comme champ de référence l'état de plasticité confinée à $T=0$, déterminé avec la méthode MBLF (Modified Boundary Layer Formulation). Le paramètre Q peut donc être défini à partir du champ HRR, ou en se référant au champ en plasticité confinée (champ SSY).

A.3.2. Méthode de détermination de Q

A.3.2.1. Méthode de substitution des contraintes

Deux analyses par éléments finis de la structure fissurée sont nécessaires :

- un calcul élastique du champ de référence. Celui-ci correspond au champ HRR ou au champ SSY.

- un calcul en élastoplasticité de ces mêmes champs.

Q est alors obtenu par différence de ces deux champs, suivant la définition donnée ci-dessous (voir également Figure 2) :

$$Q = \frac{\sigma_{\theta\theta} - (\sigma_{\theta\theta})_{\text{Ref}}}{\sigma_y} \quad \text{pour } \theta = 0 \text{ et } r = \frac{2J}{\sigma_y} \quad (\text{Equation 10})$$

Il faut en outre vérifier que la valeur de Q reste constante au voisinage de $r=2J/\sigma_y$ et plus précisément sur l'intervalle $1 \leq r/(J/\sigma_0) \leq 5$. Cette condition permet de se situer en dehors de la zone sous influence de l'émoussement et d'obtenir une valeur du paramètre Q sensiblement constante.

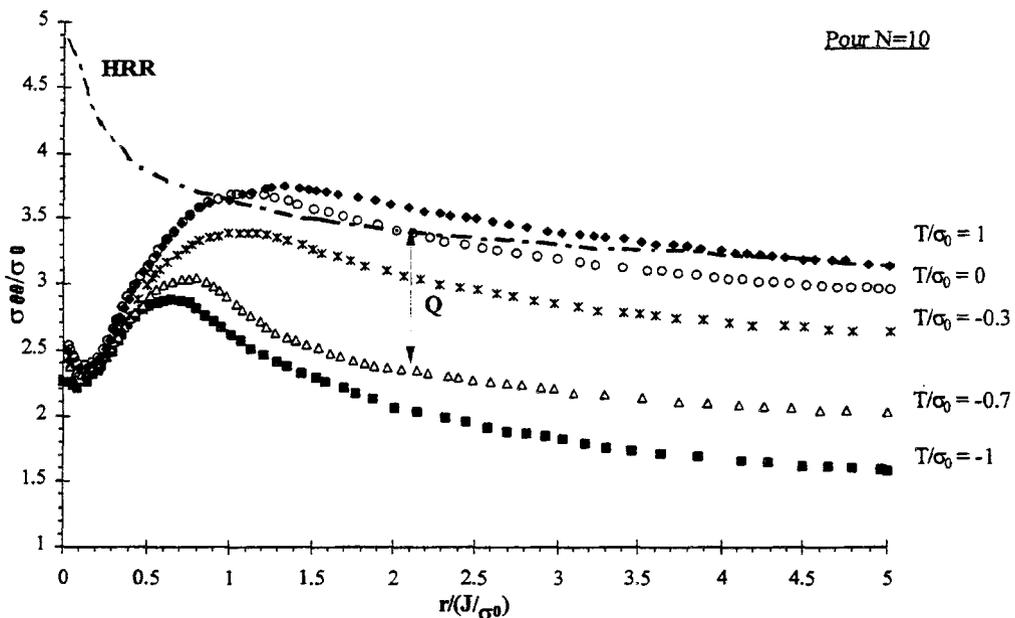


Figure 2. Détermination du paramètre Q par la méthode de substitution des contraintes [2].

A.3.2.2. Utilisation du paramètre T

En plasticité confinée, O'Dowd et Shih ont montré l'équivalence entre les approches J-T et J-Q en corrélant par un polynôme T et Q pour différents coefficients d'érouissage :

$$Q = \sum_{i=1}^3 a_i(n) \left(\frac{T}{\sigma_y} \right)^i \quad (\text{Equation 11})$$

avec a_i des coefficients fonction de n.

Il est ainsi possible de déduire Q de la valeur de T calculée par une des méthodes présentées précédemment.

A.3.2.3. Application des approches J-T et J-Q

L'application des approches J-T et J-Q s'appuie sur de nombreux essais expérimentaux pour la construction du lieu géométrique de rupture. Cette démarche est donc coûteuse car elle nécessite un nombre conséquent d'essais.

La démarche de l'approche J-T et J-Q pour une application à une structure complexe, peut se résumer en 3 phases (Figure 3) :

- (i) Essais en laboratoire sur différentes éprouvettes calibrées (CT, CCP, ...) afin de déterminer la ténacité J_{IC} pour une plage importante de valeurs du paramètre T ou Q.
- (ii) Calcul de la courbe J-T et J-Q de la structure étudiée.
- (iii) L'intersection entre la courbe expérimentale de référence et la courbe de la structure donne une valeur critique J_{IC} du problème.

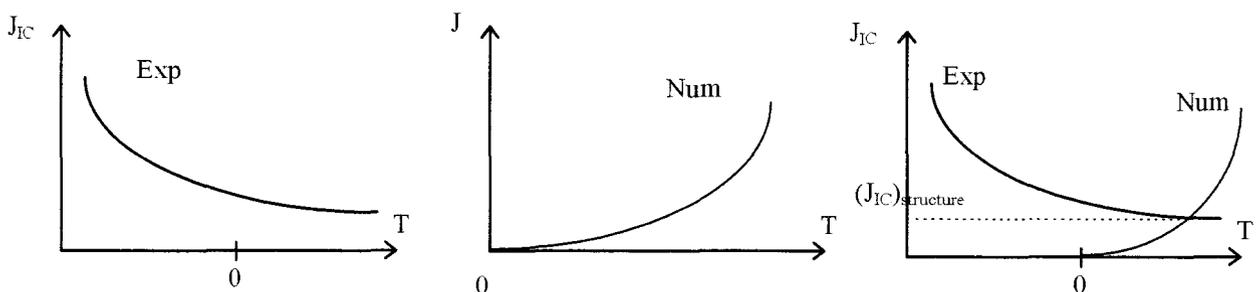


Figure 3. Application des approches J-T et J-Q pour la détermination de la ténacité à l'amorçage d'une structure.

A.4. Conclusion

L'approche globale à deux paramètres, développée pour répondre aux problèmes de dépendance de la ténacité avec la géométrie, repose sur l'extension de l'expression des champs de contraintes en pointe de fissure avec des termes d'ordre supérieur. Ces termes sont utilisés pour paramétrer l'évolution de la ténacité.

La contrainte T est issue d'une théorie en élasticité. Sa validité dans le cas d'une rupture ductile avec une déformation importante de la structure (plasticité non confinée en pointe de fissure) est donc contestable.

La validité du paramètre Q semble mieux établie. Sa détermination nécessite cependant des calculs élastoplastiques utilisant des maillages très fins.

De façon générale, ces approches à deux paramètres nécessitent de nombreux essais sur différents types d'éprouvettes fissurées afin de construire un « lieu géométrique de rupture » intrinsèque au matériau. Actuellement, les auteurs s'appuient de plus en plus sur des critères locaux qui sont développés dans l'annexe B.

A.5. Références

- [1] **A.H. Sherry, C.C. France and M.R. Goldthorpe**, *Compendium of T-stress solutions for two and three dimensional cracked geometries*, Fatigue Fract. Engng Mater. Struct., Vol. 18, N°1, pp. 141-155, 1995.
- [2] **L. Bauvineau**, *Approche locale de la rupture ductile : application à un acier au Carbone-Manganèse*, Thèse, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 1996.

ANNEXE B

Les modèles de la déchirure ductile en approche locale de la mécanique de la rupture

ANNEXE B

Les modèles de la déchirure ductile en approche locale de la mécanique de la rupture

B.1. Critères d'amorçage

B.1.1. Critères utilisant la mécanique des milieux continus

B.1.1.1. Condition énergétique

B.1.1.1.1. Critère de Gurland et Plateau (1963)

Considérant une inclusion sphérique isolée, dans une matrice sollicitée en traction uniaxiale, et en supposant toute déformation plastique négligeable, les auteurs expriment le critère sous la forme suivante :

$$\varepsilon = \frac{1}{q} \sqrt{\frac{\gamma}{RE}} \quad (\text{Equation 1})$$

avec γ l'énergie de surface de la cavité créée, q un facteur de concentration de contrainte due à la présence de l'inclusion dans la matrice ($\cong 2$), E le module d'Young intermédiaire entre la matrice et l'inclusion et R le rayon de l'inclusion.

Ce critère étant fondé sur un calcul en élasticité, il ne s'applique que pour de faibles valeurs de ε , et donc pour de grosses inclusions.

B.1.1.1.2. Critère de Tanaka et al. (1970 et 1971)

Ce critère s'appuie sur l'analyse d'une inclusion déformée élastiquement au sein d'une matrice en déformation plastique uniforme. La déformation plastique nécessaire pour amorcer la décohésion de l'inclusion en traction uniaxiale est :

$$\varepsilon = \sqrt{A \frac{S}{V} \frac{\gamma_M + \gamma_I - \gamma_{IM}}{E_M}} \quad (\text{Equation 2})$$

avec A un terme fonction de la forme de l'inclusion, S/V un facteur de forme ($=3/R$ pour une sphère), E_M le module d'Young de la matrice, γ_M , γ_I et γ_{IM} l'énergie de surface respectivement de la matrice, de l'inclusion et de l'interface matrice-inclusion.

Les auteurs précisent que ce critère n'est applicable que pour des inclusions dont la dimension est d'au moins 10 μ m (pour rester dans le domaine élastique).

B.1.1.2. Condition de contrainte critique

B.1.1.2.1. Critère de Tanaka et al. (1970 et 1971)

Ce critère exprime la déformation plastique devant être imposée en traction uniaxiale pour que la contrainte normale maximale à l'interface matrice/inclusion atteigne la valeur critique σ_n^c . L'expression de ce critère est la suivante :

$$\varepsilon = B \frac{\sigma_n^c}{E_M} \quad (\text{Equation 3})$$

avec B un facteur de forme, E_M le module d'Young de la matrice

B.1.1.2.2. Critère d'Argon et al. (1975 et 1976)

Dans ce critère, l'amorçage de l'endommagement par décohésion ou rupture d'une inclusion indéformable dans une matrice écrouissable lorsque l'état de contrainte appliqué à la matrice vérifie cette expression :

$$A \sigma_\infty - p = \inf(\sigma_I^c, \sigma_n^c) \quad (\text{Equation 4})$$

avec A un coefficient de forme (=1 pour une sphère), p la pression hydrostatique (= $-\sigma_{ii}/3$), σ_n^c la contrainte normale de rupture, σ_I^c la contrainte de rupture de l'inclusion en traction uniaxiale et σ_∞ la contrainte d'écoulement de la matrice.

Ce critère prend en compte la pression hydrostatique, et par conséquent, l'influence de la triaxialité des contraintes. Dans le cas d'un chargement en traction uniaxiale et pour une inclusion sphérique, le critère peut s'écrire sous la forme : $\sigma_\infty = 0.75 \sigma_n^c$.

B.1.1.2.3. Critère de Beremin (1981)

Beremin a proposé un critère d'amorçage de l'endommagement par décohésion ou rupture d'une inclusion indéformable en forme d'ellipsoïde de révolution au sein d'une matrice élastoplastique écrouissable sollicitée de façon axisymétrique :

$$0.67 \sigma_\infty - p + k E_p \varepsilon = \sigma_n^c \quad (\text{ou } \sigma_I^c) \quad (\text{Equation 5})$$

avec k un facteur de forme (=1 pour une sphère) et E_p le module d'Young plastique équivalent.

Dans le cas d'une inclusion indéformable dans une matrice en traction uniaxiale, le critère s'écrit sous la forme : $\sigma_\infty = 0.5 \sigma_n^c$.

B.1.1.2.4. Critère de Gilormini et Montheillet (1984 et 1985)

Les auteurs ont proposé un critère d'amorçage de l'endommagement en déformation plane pour une inclusion pseudoplastique cylindro-elliptique dans une matrice newtonienne :

$$K \sigma_{\infty} - p = \inf(\sigma_n^c, \sigma_I^c) \quad (\text{Equation 6})$$

avec K un facteur de concentration de contrainte qui exprime le rapport de la plus grande contrainte de traction à l'interface matrice/inclusion.

Ce critère est de forme analogue à celui d'Argon mais il permet de prendre en compte la déformabilité de l'inclusion et une gamme plus étendue de rapports de forme. De plus, il permet de calculer la déformation de l'inclusion au travers de K .

B.1.2. Critères utilisant la métallurgie physique

B.1.2.1. Condition énergétique

B.1.2.1.1. Critère de Goods et Brown (1979)

Dans ce critère apparaît une nouvelle caractéristique : le vecteur de Burgers (b). Le critère développé est de la forme :

$$\varepsilon_{\text{eq}}^p = 0.5 \frac{\gamma}{b \mu_I} \frac{1 - \cos \theta}{\sin^2 \theta} \quad (\text{Equation 7})$$

avec $\varepsilon_{\text{eq}}^p$ la déformation plastique équivalente de la matrice à l'amorçage, γ l'énergie superficielle créée, b le vecteur de Burgers et μ_I le module de cisaillement de l'inclusion sphérique supposée non déformée plastiquement. La décohésion se produit suivant deux calottes sphériques diamétralement opposées et de demi-angle au sommet θ ($\theta \cong 15$ à 30°).

B.1.2.2. Condition de contrainte critique

B.1.2.2.1. Critère d'Ashby (1966)

Dans le cas d'une matrice en cisaillement pur contenant une inclusion sphérique indéformable, Ashby a proposé une estimation de la contrainte maximale d'interface à partir de l'apparition d'empilement de boucles de dislocations prismatiques permettant l'accommodation plastique entre la matrice et l'inclusion.

$$\varepsilon_{\text{eq}}^p = \alpha \frac{bL}{2R} \sigma_n^c \quad (\text{Equation 8})$$

avec L la longueur de l'empilement (peut être prise égale à la demi-distance interinclusionnaire dans le cas où la teneur inclusionnaire est suffisamment élevée), R le rayon de l'inclusion et α exprimant l'effet de taille. L et α varient avec R .

B.1.2.2.2. Critère d'Argon et al. (1975)

Les auteurs ont proposé trois critères d'amorçage fondés sur l'équilibre des empilements de boucles de dislocations prismatiques du modèle d'Ashby et permettant de calculer leur longueur L . Les trois critères concernent des inclusions sphériques indéformables, la matrice étant en cisaillement pur.

Si le diamètre $2R$ de l'inclusion est inférieur à 200 \AA :
$$L = 0.8R \sqrt{\frac{\varepsilon_{\text{éq}}^p}{\varepsilon_y}}$$

avec ε_y la déformation correspondant à la limite d'élasticité σ_y .

La décohésion se produit pour une déformation de la matrice égale à :

$$\varepsilon_{\text{éq}}^p = 0.62 \varepsilon_y \left(\frac{\sigma_n^c + p - 0.58 \sigma_\infty}{\sigma_y} \right)^2 \quad (\text{Equation 9})$$

Si le diamètre $2R$ est supérieur à 200 \AA :
$$L = 1.08R \left(0.8 \frac{n+1}{n} \frac{\varepsilon_{\text{éq}}^p}{\varepsilon_y} \right)^{\frac{n}{n+1}}$$

Dans cette expression, l'écroutissage dans la matrice est pris en compte.

$$\varepsilon_{\text{éq}}^p = \varepsilon_y \left(1.25 \frac{n}{n+1} \right) \left(\frac{\sigma_n^c + p - 0.58 \sigma_\infty}{\sigma_y} \right)^{\frac{n+1}{n}} \quad (\text{Equation 10})$$

L doit rester inférieur à la demi-distance interinclusionnaire ($a/2$). Dans le cas où cette condition n'est pas remplie, il faut tenir compte des interactions entre cavités. Les auteurs proposent alors le critère suivant :

$$\varepsilon_{\text{éq}}^p = \varepsilon_y \left[0.58 + \left(1.74 \frac{R}{a} \right)^n \right]^{-\frac{1}{n}} \left(\frac{\sigma_n^c + p - 0.46 \sigma_y a/R}{\sigma_y} \right)^{\frac{1}{n}} \quad (\text{Equation 11})$$

B.1.2.2.3. Critère de Goods et Brown (1979)

Ce critère, applicable à des inclusions sphériques indéformables, s'écrit sous la forme suivante :

$$\varepsilon_{\text{eq}}^p = 1.14 \frac{R}{b} (1 + 0.38\sqrt{y} + 2y)^{-2} \left(\frac{\sigma_n^c + p - 0.67\sigma_y}{\mu_M} \right)^2 \quad (\text{Equation 12})$$

avec y la teneur volumique en inclusions et μ_M le module de cisaillement de la matrice.

B.2. Modélisation de la déchirure ductile

B.2.1. Modèles découplés

$$B.2.1.1. \text{ Approches du type } \int_0^{\bar{\varepsilon}_r} f(\sigma, \bar{\varepsilon}) d\bar{\varepsilon} = \alpha_c$$

Dans ce type d'expression, $\bar{\varepsilon}_r$ est la déformation équivalente à rupture et α_c désigne la valeur critique de l'endommagement qui est considérée comme une constante du matériau. La fonction $f(\sigma, \bar{\varepsilon})$ dépend du modèle.

B.2.1.1.1. Critère de Latham et Cockroft (1968)

Ce critère est principalement destiné au cas du formage et de la compression de cylindres [1] :

$$\int_0^{\bar{\varepsilon}_r} \max(\sigma_1, 0) d\bar{\varepsilon} = \alpha_c \quad (\text{Equation 13})$$

où σ_1 est la plus grande contrainte principale.

Ce critère fait intervenir un seul paramètre α_c . Le domaine d'application de ce modèle se limite aux cas où la triaxialité des contraintes est peu élevée.

B.2.1.1.2. Critère d'Oyane (1972)

La théorie d'Oyane [2] s'appuie sur la plasticité d'un matériau poreux soumis à des contraintes triaxiales :

$$d\varepsilon_1 - d\varepsilon_m = \frac{d\bar{\varepsilon}}{\gamma\sigma_{\text{eq}}} \left(\sigma_1 - \frac{\sigma_2 + \sigma_3}{2} \right) \quad (\text{Equation 14})$$

$$d\varepsilon_2 - d\varepsilon_m = \frac{d\bar{\varepsilon}}{\gamma\sigma_{eq}} \left(\sigma_2 - \frac{\sigma_1 + \sigma_3}{2} \right) \quad (\text{Equation 15})$$

$$d\varepsilon_3 - d\varepsilon_m = \frac{d\bar{\varepsilon}}{\gamma\sigma_{eq}} \left(\sigma_3 - \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2} \right) \quad (\text{Equation 16})$$

$$d\varepsilon_m = \frac{1}{3} \frac{d\bar{\varepsilon}}{\gamma f^2} \left(\frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}} + a_0 \right) \quad (\text{Equation 17})$$

où $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ sont les contraintes principales, σ_{eq} la contrainte équivalente, $d\bar{\varepsilon}$ l'incrément de déformation volumique moyenne, $d\varepsilon_m$ la densité relative (densité du matériau poreux divisée par la densité du constituant métallique du matériau) et a_0 une constante caractéristique du matériau.

$$f = \frac{1}{3} \left(1 + \sqrt{\frac{\gamma}{1-\gamma}} \right) \quad \sigma_m = \frac{\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3}{3} \quad d\varepsilon_m = \frac{d\varepsilon_1 + d\varepsilon_2 + d\varepsilon_3}{3}$$

Remarquons que la densité diminue au fur et à mesure que la déformation augmente et que la rupture se produit pour une valeur critique de la densité.

En posant $d\varepsilon_v = 3d\varepsilon_m$, on peut écrire :

$$d\varepsilon_v = \frac{d\bar{\varepsilon}}{\gamma f^2} \left(\frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}} + a_0 \right)$$

Pour un matériau poreux avec une déformation volumique initiale, ε_{v0} :

$$\int_{\varepsilon_{v0}}^{\varepsilon_{vr}} \frac{\gamma f^2}{a_0} d\varepsilon_v = \int_0^{\bar{\varepsilon}_r} \left(1 + \frac{1}{a_0} \frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}} \right) d\bar{\varepsilon} \quad (\text{Equation 18})$$

Pour un matériau non poreux dans lequel les vides microscopiques sont nucléés dès le début de la déformation plastique :

$$\int_0^{\varepsilon_{vr}} \frac{\gamma f^2}{a_0} d\varepsilon_v = \int_0^{\bar{\varepsilon}_r} \left(1 + \frac{1}{a_0} \frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}} \right) d\bar{\varepsilon} \quad (\text{Equation 19})$$

Le premier membre de cette égalité constitue une constante du matériau notée b_0 . On a alors :

$$\int_0^{\bar{\varepsilon}_r} \left(1 + \frac{1}{a_0} \frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}} \right) d\bar{\varepsilon} = b_0 \quad (\text{Equation 20})$$

a_0 et b_0 sont calculés en considérant deux états de chargement. Ce modèle, comme le précédent, s'applique à des cas où la triaxialité des contraintes est relativement faible.

B.2.1.1.3. Critère de Sekiguchi, Osakada, Hayashi (1973)

Ces auteurs [3] ont proposé, dans une relation empirique simple, de calculer le taux de croissance de cavités dV/V en fonction de σ_{ij} et de la déformation équivalente $\bar{\epsilon}$.

$$\frac{dV}{V} = f(\sigma_{ij})d\bar{\epsilon} \quad (\text{Equation 21})$$

Pour les matériaux écrouissables, on remplace $f(\sigma_{ij})$ par $f\left(\frac{\sigma_{ij}}{\sigma_{eq}}\right)$. L'approximation du premier ordre de cette fonction est un développement limité :

$$\frac{dV}{V} = \left(a_0 + a_1 \frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}} \right) d\bar{\epsilon} \quad (\text{Equation 22})$$

$$\log \frac{V_r}{V_0} = \int_0^{\bar{\epsilon}_r} \left(a_0 + a_1 \frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}} \right) d\bar{\epsilon} \quad (\text{Equation 23})$$

V_0 et V_r sont respectivement les volumes initial et à rupture des cavités.

B.2.1.1.4. Critère de Hancock et Mackenzie (1976)

Il s'agit de déterminer, à partir d'essais sur des éprouvettes axisymétriques entaillées, une courbe de ductilité en fonction du taux de triaxialité des contraintes [4]. Le critère s'écrit :

$$\bar{\epsilon}_r = f\left(\frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}}\right) \quad (\text{Equation 24})$$

lorsque le taux de triaxialité des contraintes est constant.

$$\int_0^{\bar{\epsilon}_r} \frac{d\bar{\epsilon}}{f(\sigma_m/\sigma_{eq})} = 1 \quad (\text{Equation 25})$$

lorsque σ_m/σ_{eq} n'est pas constant.

B.2.1.1.5. Critère de Norris (1978)

Ce critère a été développé à partir d'essais sur des éprouvettes entaillées et fissurées [5] et s'applique plutôt aux fortes triaxialités. Il s'écrit sous la forme suivante :

$$\int_0^{\bar{\epsilon}_r} \frac{d\bar{\epsilon}}{1 - b\sigma_m} = \alpha_c \quad (\text{Equation 26})$$

où b et α_c sont des constantes du matériau.

B.2.2. Modèles basés sur la croissance de cavités

Ces modèles se différencient par :

- la géométrie de la cavité (cylindrique, sphérique ou ellipsoïdale de révolution) ;
- la rhéologie de la matrice (allant du comportement newtonien au comportement rigide plastique) ;
- la méthode de résolution utilisée (méthode analytique ou principe variationnel).

B.2.2.1. Modèle de Mc Clintock (1968)

Ce modèle exprime la croissance d'une cavité cylindrique de rayon R dans un matériau parfaitement plastique qui s'allonge dans la direction de l'axe de la cavité et qui est soumis à un chargement axisymétrique [6] (Figure 1). La loi de croissance est donnée par :

$$\frac{\dot{R}}{R} = \left(-\frac{1}{2} + \frac{\sqrt{3}}{2} \sinh \frac{\sigma_m \sqrt{3}}{\sigma_{eq}} \right) \dot{\epsilon}_{eq}^p \quad (\text{Equation 27})$$

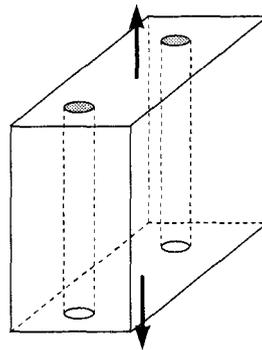


Figure 1. Modèle de Mc Clintock [6].

Cette loi a été étendue par Rice et Rosengren [7] au cas d'une cavité ellipsoïdale dans un milieu tridimensionnel :

$$\frac{\dot{R}}{R} = \left(\frac{\sqrt{3}}{2(1-n)} \sinh \frac{(1-n) \sigma_m \sqrt{3}}{\sigma_{eq}} \right) \dot{\epsilon}_{eq}^p \quad (\text{Equation 28})$$

n : coefficient d'écroutissage du matériau

R : rayon moyen de la cavité = (a+b)/2

Ce modèle prévoit que l'augmentation du coefficient d'écroutissage a tendance à ralentir la vitesse de croissance des cavités.

De plus, ce critère prédit que la rupture se produit lorsque les cavités voisines entrent en contact. Il n'est pas conforme aux observations métallographiques et microfractographiques sur de nombreux métaux qui montrent que la décohésion se produit par divers mécanismes

conduisant à la rupture des ligaments entre cavités bien avant que celles-ci n'entrent en contact [8]. De même, la forme cylindrique des cavités étant peu réaliste, ce modèle reste discutable.

Des vérifications expérimentales du modèle de Mc Clintock effectuées par M. Perra et J. Finnie font apparaître que celui-ci sous-estime dans la plupart des cas la croissance des vides [9].

B.2.2.2. Modèle de Thomason (1968)

Thomason [10] propose un modèle pour la striction interne des ligaments séparant les cavités, basé sur la charge limite supportée par ces ligaments.

L'analyse est fondée sur un élément soumis à une déformation plane dans une matrice ductile contenant des cavités à section carrée uniformément réparties. Cet élément est soumis à des contraintes axiale σ_z et transverse σ_x et à une pression hydrostatique P (figure I.10).

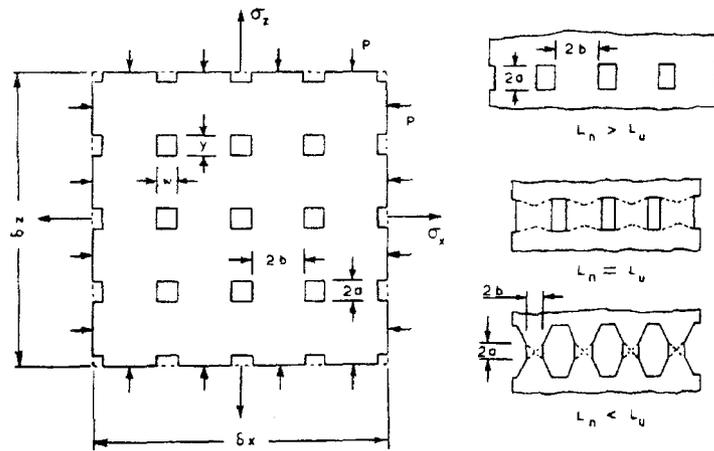


Figure 2. Modèle de Thomason [10].

La déformation est uniforme jusqu'au moment où elle se localise dans le pédoncule séparant les cavités. Soient L_u , la charge correspondant à la déformation uniforme de l'élément et L_n , la charge provoquant la striction interne entre les cavités.

On a : $L_u = \sigma_z \delta x$ et $L_n = \sigma_n (\delta x - n w) + P \delta x$

avec σ_n , la contrainte moyenne sur le pédoncule ;
 δx , la dimension transversale de l'élément ;
 n , le nombre de cavités sur la longueur δx ;
 w , la dimension transversale des cavités.

Si $L_u < L_n$, la déformation reste approximativement uniforme. Si, par contre, L_u devient supérieure à L_n , alors la coalescence entre cavités commence et la déformation se localise au niveau du pédoncule séparant les cavités.

La condition qui définit le début de la coalescence des cavités peut également s'écrire :

$$\sigma_n(1 - \sqrt{V_f}) + P < \sigma_z \quad (\text{Equation 29})$$

où V_f est la fraction volumique de cavités contenues dans la matrice.

$$V_f = \left(\frac{nw}{\delta x} \right) \left(\frac{ny}{\delta z} \right) = \left(\frac{nw}{\delta x} \right)^2 \quad (\text{Equation 30})$$

En utilisant le critère de Von Misès $\sigma_z = 2k + \sigma_x$ (avec k , la cission maximale), la condition définissant la rupture ductile par coalescence des cavités s'écrit :

$$\boxed{\frac{\sigma_n}{2k}(1 - \sqrt{V_f}) + \frac{P}{2k} < \frac{\sigma_x}{2k} + 1} \quad (\text{Equation 31})$$

Ce modèle ne prend pas en compte la formation et la croissance de cavités secondaires dans les ligaments séparant les cavités principales.

B.2.2.3. Modèle de Ledermann

Ce modèle est inspiré d'un calcul de Hill relatif à l'expansion d'un réservoir sphérique dans un milieu parfaitement plastique [11].

La pression p à l'intérieur du réservoir est donnée par :

$$p = 2\sigma_y \text{Log} \frac{c}{a} + \frac{2}{3}\sigma_y \left(1 - \frac{c^3}{b^3} \right) \quad (\text{Equation 32})$$

avec a : rayon intérieur du réservoir ;
 b : rayon extérieur ;
 c : rayon de la zone plastique ;
 σ_y : limite d'élasticité du matériau.

Lorsque le rayon extérieur b tend vers l'infini :

$$p = \frac{2}{3}\sigma_y \left(1 + \text{Log} \left(\frac{c}{a} \right)^3 \right) \quad (\text{Equation 33})$$

Hill a étendu son calcul au cas d'un matériau écrouissable :

- dans le cas d'un écrouissage linéaire

$$p = \frac{2}{3}\sigma_y \left(1 + \text{Log} \left(\frac{c}{a} \right)^3 \right) + \frac{2\Pi^2}{27}H \quad (\text{Equation 34})$$

- dans le cas d'un écrouissage cinématique $\sigma_{eq} = \sigma_y + H(\epsilon_{eq})$

$$p = \frac{2}{3} \sigma_y \left(1 + \text{Log} \left(\frac{c}{a} \right)^3 \right) + 2 \int_1^{c/a} \frac{H \left(\frac{2}{3} \text{Log} \left(\frac{t^3}{t^3 - 1} \right) \right)}{t} dt \quad (\text{Equation 35})$$

En désignant par v la vitesse radiale de déformation d'un élément de matière relativement à d_c (l'accroissement de la zone plastique est $v=dr/d_c$) et en appliquant l'hypothèse d'incompressibilité $\frac{dv}{dr} + \frac{2v}{r} = 0$, on obtient :

$$v = \frac{a}{r^2}$$

où la constante $a = \frac{r^3}{2} \frac{d\epsilon_{eq}}{dc}$ est calculé pour $r=c$.

$$\text{Soit, } a = \frac{r^3}{2} \left(\frac{d\epsilon_{eq}}{dc} \right)_{r=c}$$

Si l'on considère que le rayon de la zone plastique c est suffisamment grand, c'est-à-dire $\left(\frac{d\epsilon_{eq}}{dc} \right)_c = \frac{d\epsilon_{eq}^\infty}{dc}$, finalement :

$$v = \frac{a}{r^2} = \frac{c^3}{2r^2} \frac{d\epsilon_{eq}^\infty}{dc} = \frac{dr}{dc}$$

ce qui donne $r=R$ rayon du trou :

$$\frac{dR}{R} = \frac{1}{2} \left(\frac{c}{a} \right)^3 d\epsilon_{eq}^\infty$$

Si l'on superpose à ce problème la pression hydrostatique (p), la solution plastique n'est pas modifiée et le problème est alors celui de la croissance d'un trou sphérique avec des conditions aux limites particulières. En reprenant les conditions aux limites de Rice et Tracey, on obtient :

$$\boxed{\frac{\dot{R}}{R} = \frac{1}{2} \left(\frac{c}{a} \right)^3 \dot{\epsilon}_{eq}^\infty} \quad (\text{Equation 36})$$

où c/a est déterminé par l'équation implicite :

$$0.28 \exp \left(\beta \frac{\sigma_m}{\sigma_y} \right) = \frac{1}{2} \left(\frac{c}{a} \right)^3 \exp \left\{ 2 \int_1^{c/a} \frac{3}{2\sigma_y} \frac{H \left[\frac{2}{3} \text{Log} \left(\frac{t^3}{t^3 - 1} \right) \right]}{t} dt \right\} \quad (\text{Equation 37})$$

Aucune application de ce modèle n'a été notée dans la littérature.

B.2.2.4. Modèle de Budiansky

Dans ce modèle, la matrice a un comportement visqueux, le chargement et la cavité sont supposés axisymétriques (Figure 3). L'expression du modèle est la suivante :

$$\eta \frac{\dot{V}}{V} = \lambda^2 \frac{[(2 + \alpha - 3\beta)S + 2\alpha T]}{2\alpha[2\lambda^2 + \beta(1 - \lambda^2)]} \quad (\text{Equation 38})$$

avec S et T les contraintes exercées à l'infini suivant l'axe de révolution de la cavité et dans un plan perpendiculaire à cet axe, $\lambda = a/b =$ rapport de forme de la cavité.

$$\alpha = \frac{\lambda^2(3\beta - 2)}{\lambda^2 - 1}$$

et

$$\beta = \lambda(1 - \lambda^2)^{-3/2} \left[\cos^{-1} \lambda - \lambda(1 - \lambda^2)^{1/2} \right] \quad \text{si } \lambda < 1$$

$$\beta = \lambda(\lambda^2 - 1)^{-3/2} \left[\lambda(\lambda^2 - 1)^{1/2} - \cosh^{-1} \lambda \right] \quad \text{si } \lambda > 1$$

Ce modèle peut également s'écrire sous la forme :

$$\eta \lambda = \frac{\lambda^3[(2 - \beta)S - 2\beta T]}{2\alpha[2\lambda^2 + \beta(1 - \lambda^2)]} \quad (\text{Equation 39})$$

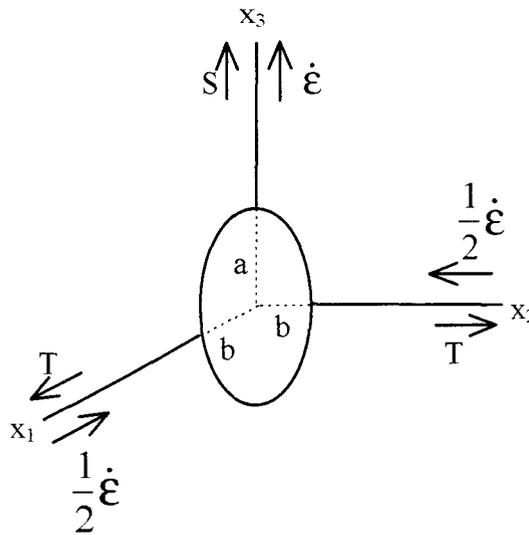


Figure 3. Modèle de Budiansky [4].

Dans le cas d'une cavité sphérique, le modèle s'écrit :

$$\frac{\dot{V}}{V} = \frac{9}{4} \frac{\sigma_m^\infty}{\sigma_\infty} \dot{\epsilon}_\infty \quad (\text{Equation 40})$$

ou encore

$$\dot{\lambda} = \frac{5}{2} \dot{\varepsilon}_{\infty} \quad (\text{Equation 41})$$

avec $\sigma_{\infty} = S - T$ un scalaire représentatif de l'amplitude du déviateur des contraintes et $\sigma_m^{\infty} = (2T + S)/3$ la contrainte moyenne.

Ce modèle peut donc être utilisé pour prévoir la croissance asymptotique d'une cavité initialement sphérique placée dans une matrice visqueuse linéaire et soumise à différentes sollicitations axisymétriques. L'inconvénient majeur de ce modèle est qu'il ne prend en considération que des formes de cavités et surtout des chargements axisymétriques.

B.2.2.5. Modèle basé sur le travail d'endommagement (1996)

A une échelle locale microstructurale, la croissance des cavités induit des changements de volume non négligeables. Le travail de déformation plastique suppose une conservation de volume sous déformation hydrostatique et la contrainte hydrostatique ne contribue pas à la plasticité du matériau.

L'idée de base de Chaouadi [12, 13] est d'incorporer cette composante hydrostatique dans l'expression du travail de déformation plastique, conduisant au travail d'endommagement.

Par conséquent, dans un volume élémentaire du matériau contenant une cavité (formée autour d'une inclusion) soumis à un champ de déformation éloigné, l'énergie totale dissipée dans l'élément peut être subdivisée en deux types d'énergie : une énergie de déformation plastique pure W_p (assurant l'incompressibilité) et une énergie de cavitation W_g .

L'énergie de cavitation représente la contribution de la contrainte dans le processus d'expansion de la cavité. L'énergie totale notée W_d est appelée travail d'endommagement et s'écrit :

$$W_d = \int_0^{\varepsilon} (\sigma_{eq} d\varepsilon_{eq} + \sigma_m d\varepsilon_{ii}) \quad (\text{Equation 42})$$

En remarquant que la déformation hydrostatique peut être évaluée à partir de la relation de Rice et Tracey, on a :

$$\frac{d\varepsilon_{ii}}{3} = \frac{dR}{R} = \alpha \exp\left(\frac{3}{2} \frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}}\right) d\varepsilon_{eq}^p \quad (\text{Equation 43})$$

Le travail d'endommagement W_d peut alors s'écrire sous la forme :

$$W_d = \int_0^{\varepsilon} \left[1 + 3\alpha \frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}} \exp\left(\frac{3}{2} \frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}}\right) \right] \sigma_{eq} d\varepsilon_{eq}^p \quad (\text{Equation 44})$$

avec σ_m la contrainte hydrostatique et σ_y la limite d'élasticité.

Dans cette formule, la contribution de l'énergie de déformation élastique est négligée.

Tout comme le modèle de Rice-Tracey, le facteur α est une constante du matériau caractérisant les inhomogénéités présentes dans la matrice (inclusions, précipités, carbures). La valeur critique de la fonction d'endommagement pour laquelle l'amorçage de la fissure ductile apparaît est la suivante :

$$W_{dc} = \int_0^{\varepsilon_c} \left[1 + 3\alpha \frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}} \exp\left(\frac{3}{2} \frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}}\right) \right] \sigma_{eq} d\varepsilon_{eq}^p \quad (\text{Equation 45})$$

où ε_c est la déformation plastique locale à l'initiation de la fissure.

L'avantage de ce modèle est que le paramètre W_{dc} est indépendant du taux de triaxialité des contraintes, comme le montre la Figure 4.

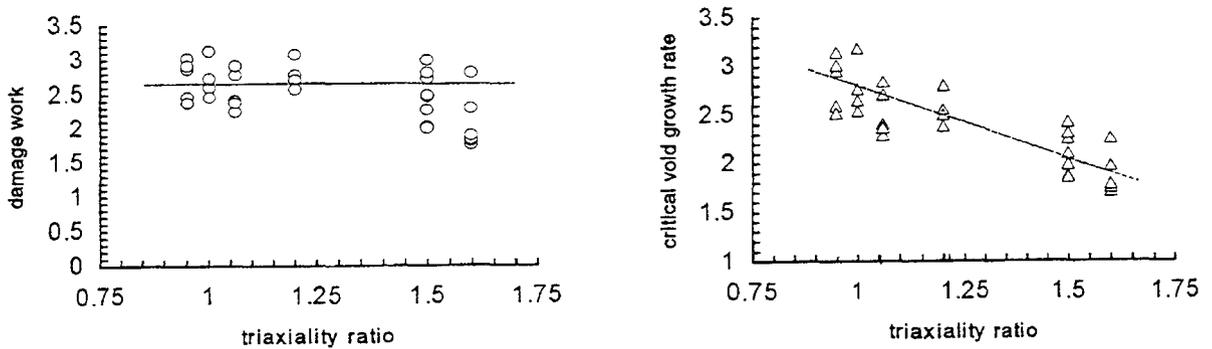


Figure 4. Evolution du travail d'endommagement critique et du taux critique de croissance de cavités en fonction de la triaxialité des contraintes [12].

B.2.3. Modèles basés sur une approche thermodynamique

B.2.3.1. Modèle de Lemaître (1985)

L'endommagement isotrope est représenté, dans ce modèle, par un paramètre scalaire D qui traduit la dégradation du comportement du matériau. Ce paramètre est défini par l'expression suivante :

$$D = \frac{S - \tilde{S}}{S} \quad (\text{Equation 46})$$

où S est l'aire totale de la section de volume élémentaire constitué d'un matériau endommagé et \tilde{S} la surface résistante effective qui est l'aire de la partie non endommagée.

$D=0$ dans l'état non endommagé et $D=1$ lorsque l'élément de volume est complètement rompu.

Ce modèle se base sur les notions de [14] :

- contrainte effective : $\tilde{\sigma} = \frac{\sigma}{(1-D)}$ qui est la contrainte rapportée à la section \tilde{S} qui résiste effectivement aux efforts.
- l'hypothèse d'équivalence en déformation. Elle suppose qu'il suffit de remplacer, dans les lois de comportement du matériau vierge, la contrainte usuelle par la contrainte effective pour obtenir le comportement d'un matériau endommagé.

Le potentiel thermodynamique d'énergie libre ψ peut être choisi sous l'hypothèse que les comportements élastique et plastique ne soient pas couplés dans son expression. Les variables observables sont ε^e (tenseur des déformations élastiques), T (température) et leurs variables associées sont respectivement σ (tenseur des contraintes) et s (entropie). Les variables internes sont p (déformation plastique cumulée), D (variable d'endommagement) et leurs variables associées sont respectivement R (rayon de la fonction seuil de plasticité) et Y (taux de dissipation d'énergie d'endommagement).

$$\Psi = \Psi_e(\varepsilon^e, T, D) + \Psi_p(T, p) \quad (\text{Equation 47})$$

Les variables d'état et les variables associées vérifient les relations suivantes :

$$\sigma = \rho \frac{\partial \Psi_e}{\partial \varepsilon^e} \quad \text{et} \quad Y = \rho \frac{\partial \Psi_e}{\partial D} \quad \text{où } \rho \text{ est la fraction volumique du matériau.}$$

- Y , le scalaire représentant la variable associée à l'endommagement, est identifiable au taux de restitution d'énergie élastique. Si l'endommagement est isotrope et lorsque le matériau est élastiquement isotrope, l'expression de Y a pour forme :

$$Y = -\frac{\sigma_{eq}^2}{2E(1-D)^2} \left[\frac{2}{3}(1+\nu) + 3(1-2\nu) \left(\frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}} \right)^2 \right] \quad (\text{Equation 48})$$

La thermodynamique implique que la loi d'évolution de la variable d'endommagement dérive d'un potentiel de dissipation F , fonction convexe de toutes les variables flux associées :

$$F = F_p(\sigma, R, X; D) + F_D(Y; p, D) \quad (\text{Equation 49})$$

Dans le cas d'un écrouissage isotrope, $F_p(\sigma, R; D) = \frac{\sigma_{eq}}{1-D} - R - \sigma_y$

La loi de normalité pour la variable interne D permet alors d'accéder à la loi d'évolution de l'endommagement :

$$\dot{D} = -\dot{\lambda} \frac{\partial F_D}{\partial Y} \quad \text{avec } \dot{\lambda} = \dot{p}(1-D) \text{ un multiplicateur d'endommagement}$$

$F_D(Y ; p, D)$ a été choisi tel que :

$$\dot{D} = \frac{\sigma_{eq}^2 \dot{p}}{2ES(1-D)^2} f\left(\frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}}\right) \quad \text{si } p \geq p_D \quad (\text{Equation 50})$$

avec $f\left(\frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}}\right) = \frac{2}{3}(1+\nu) + 3(1-2\nu)\left(\frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}}\right)^2$

E le module d'Young, S une constante du matériau déterminée à partir d'essais de traction, p_D le seuil d'endommagement (exprimé en déformation plastique cumulée), valeur en dessous de laquelle il n'y a pas d'évolution du dommage et \dot{p} la vitesse de déformation plastique cumulée $= \sqrt{\frac{2}{3} \dot{\epsilon}_{ij}^p \dot{\epsilon}_{ij}^p}$

Connaissant l'histoire des contraintes et des déformations relatives à un élément de volume donné d'une structure, les lois d'endommagement fournissent, par intégration dans le temps, l'évolution de l'endommagement jusqu'à l'amorçage de la fissure macroscopique. On détermine ainsi le temps correspondant à l'amorçage d'une telle fissure au point le plus sollicité de la structure.

Selon Rousselier [8], on peut envisager l'utilisation du modèle de Lemaître dans des conditions identiques à celles des modèles de Gurson et de Rousselier, c'est-à-dire que la rupture ductile serait obtenue à l'apparition d'une instabilité plastique dans le matériau, assimilée à la striction interne des ligaments joignant les cavités. Suivant un autre point de vue, Lemaître propose d'utiliser une valeur critique $D=D_c$, caractéristique du matériau.

Dans le cas d'un chargement radial (triaxialité des contraintes constante) les prévisions du modèle ont été comparées à celles du modèle de croissance de cavités de Rice-Tracey (Figure 5). Les deux courbes obtenues à l'issue des calculs sont semblables, et leur écart est de l'ordre de grandeur de la dispersion des données expérimentales, sauf aux fortes triaxialités. Dans le cas d'un chargement non radial, le modèle donne également des résultats proches de ceux obtenus avec le modèle de Rice-Tracey.

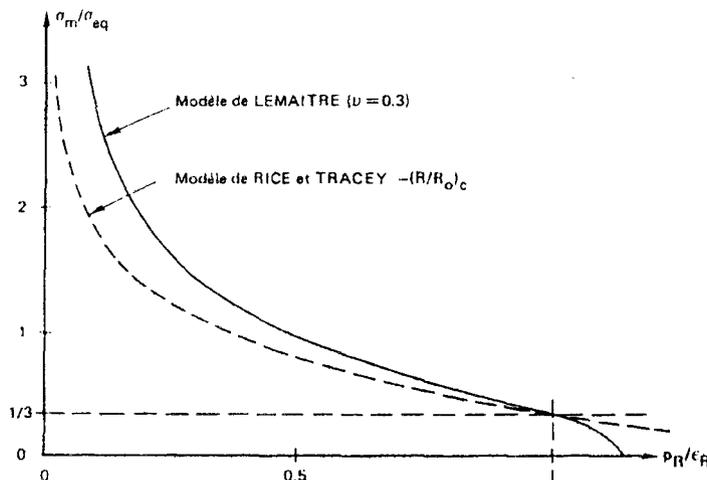


Figure 5. Comparaison, dans le cas d'un chargement radial, des modèles de Lemaître et de Rice&Tracey [8].

Le modèle de Lemaître a également été employé pour l'étude de barre de cuivre par Pardoën [13]. Les courbes $\sigma_{eq}-\varepsilon_{eq}$ obtenues après simulations d'éprouvettes de traction entaillées font apparaître un décrochement correspondant à $D \approx 0,2$ ($S=1.65$ et 1.4).

L'évolution de l'endommagement D est liée par le choix du potentiel de dissipation F_D . Actuellement, beaucoup d'auteurs, inspirés par le modèle de Lemaître, établissent de « nouveaux modèles » en modifiant l'expression du potentiel de dissipation F_D . C'est le cas des modèles de Tai et Yang, de Chadranth et Pandey, de Dahr *et al.*, de Wang et de Bonora, tous présentés dans les paragraphes suivants.

B.2.3.2. Modèle de Tai et Yang (1986)

Tai et Yang [15, 16] se sont inspirés des travaux de Lemaître. La différence avec le modèle précédent provient de la forme du potentiel de dissipation qui a été simplifié :

$$F_D(Y, \dot{p}, D, \nu) = \frac{S}{2} \left(\frac{-Y}{S} \right)^2 D \dot{p} \quad (\text{Equation 51})$$

La loi de normalité donne alors l'évolution de l'endommagement D :

$$\dot{D} = -\frac{\partial F_D}{\partial Y} = -\frac{Y}{S} D \dot{p} \quad (\text{Equation 52})$$

En considérant une évolution du comportement du matériau de type Ramberg-Osgood, on obtient pour un chargement monotone croissant :

$$\frac{dD}{D} = \frac{K^2}{2ES} f\left(\frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}}\right) (\varepsilon_{eq}^p)^{2n} d\varepsilon_{eq}^p \quad (\text{Equation 53})$$

Afin de supprimer S , Tai et Yang introduisent une nouvelle variable d'endommagement notée V_D :

$$V_D = \frac{2ES}{K^2} \ln\left(\frac{D}{D_0}\right) = A \ln(D) \quad (\text{Equation 54})$$

avec A une constante.

Après substitution et sous hypothèse d'une valeur d'écroutissage faible, Tai et Yang trouvent l'évolution suivante de V_D :

$$\dot{V}_D = A f\left(\frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}}\right) V_D \dot{\varepsilon}_{eq}^p \quad (\text{Equation 55})$$

avec $f\left(\frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}}\right) = \frac{2}{3}(1+\nu) + 3(1-2\nu)\left(\frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}}\right)^2$ et A , une constante dépendant du matériau.

Le critère de rupture est alors V_{Dc} . D'après les auteurs, V_{Dc} dépend légèrement de la triaxialité des contraintes. Les valeurs de V_{Dc} pour quelques aciers sont données ci-dessous [15] :

$$\begin{aligned} V_{Dc} &= 1.5 \text{ acier à bas carbone.} \\ &= 1.21 \text{ acier faiblement allié 50D.} \\ &= 1.09 \text{ acier faiblement allié Q1.} \\ &= 1.20 \text{ acier A508.} \end{aligned}$$

Pour tenir compte de l'exposant d'érouissage n , une seconde expression du paramètre d'endommagement, noté V_{DM} , a été formulée :

$$\dot{V}_{DM} = A \cdot f\left(\frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}}\right) V_{DM} (\varepsilon_{eq}^p)^{2n} \dot{\varepsilon}_{eq}^p \quad (\text{Equation 56})$$

Ce modèle a été utilisé par Bauvineau *et al.* [17] pour modéliser la croissance stable d'une fissure dans un acier au C-Mn et comparé au modèle de Rice-Tracey.

B.2.3.3. Modèle de Chandrakanth et Pandey (1995)

Sur les mêmes hypothèses que Lemaître, Chandrakanth et Pandey [18] ont construit un potentiel de dissipation qui satisfasse l'équation suivante :

$$D = 1 - \left\{ 1 - \left[1 - (1 - D_0)^\alpha \right] \exp \left[A \left\langle \frac{p^M f\left(\frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}}\right) - \varepsilon_0^M}{\varepsilon_r^M - \varepsilon_0^M} \right\rangle \right] \right\}^{1/\alpha} \quad (\text{Equation 57})$$

$$\text{avec } \langle x \rangle = \begin{cases} x & \text{si } x > 0 \\ 0 & \text{si } x < 0 \end{cases} \quad M = \frac{2+n}{n} \quad \alpha = \frac{1+n}{n} \quad \text{et} \quad A = \ln \left[\frac{1 - (1 - D_c)^\alpha}{1 - (1 - D_0)^\alpha} \right]$$

n est le coefficient d'érouissage correspondant à la loi $\sigma = \sigma_y + k\varepsilon^n$

Ce modèle peut également s'exprimer en terme de croissance de cavités. Si R_0 et R sont respectivement les rayons initial et actuel d'une inclusion sphérique, on peut écrire que :

$$D_0 = \frac{\pi R_0^2}{A} \quad D = \frac{\pi R^2}{A} \quad \text{et donc} \quad 2 \frac{dR}{R} = \frac{dD}{D}$$

$$\text{On obtient alors :} \quad \frac{dR}{R} = \frac{1}{2} \ln(D_c/D_0) f\left(\frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}}\right) \left\langle \frac{\varepsilon_{eq}^p - \varepsilon_0^p}{\varepsilon_r - \varepsilon_0} \right\rangle = \frac{1}{2} \ln(R_c/R_0) f\left(\frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}}\right) \left\langle \frac{\varepsilon_{eq}^p - \varepsilon_0^p}{\varepsilon_r - \varepsilon_0} \right\rangle$$

En considérant un exposant d'écroutissement non infini, l'équation définissant la croissance de l'endommagement peut s'écrire :

$$\ln\left(\frac{R}{R_0}\right) = \frac{1}{2} \ln\left[\frac{1 - (1-D)^\alpha}{1 - (1-D_0)^\alpha}\right] f\left(\frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}}\right) \left\langle \frac{(\varepsilon_{eq}^p)^M - (\varepsilon_0^p)^M}{\varepsilon_r^M - \varepsilon_0^M} \right\rangle \quad (\text{Equation 58})$$

Pour un matériau parfaitement plastique, $n=\infty$, c'est-à-dire $\alpha \cong 1$ et $M=1$.

L'utilisation de ce modèle d'endommagement nécessite la connaissance de 5 constantes du matériau : D_0 , D_c , ε_0 , ε_r et n .

L'endommagement initial D_0 est pris comme 1.5% du volume d'inclusions. L'endommagement critique D_c est une estimation moyenne de la fraction volumique de cavités à rupture :

$$D_c = \frac{4}{3} \pi r_v^3 N_v \times \% \text{de cavités avec inclusions}$$

avec r_v , le rayon moyen de la cavité avant rupture ;
 N_v , le nombre d'inclusions.

Selon Chandrakanth et Pandey, ce modèle d'endommagement est applicable à tous les métaux ayant une évolution exponentielle de l'endommagement. Ils ont vérifié que l'évolution de l'endommagement et la croissance de cavités prédites par le modèle étaient sensibles à la triaxialité des contraintes. Plus la triaxialité est importante, plus la croissance de l'endommagement est rapide, et inversement. Enfin, ils ont constaté que l'évolution de l'endommagement, et en conséquence la croissance de l'endommagement, sont considérablement influencées par l'exposant d'écroutissement.

B.2.3.4. Modèle de Dhar (1996)

L'objectif des travaux de Dhar *et al.* [19] est de définir une variable d'endommagement, de déterminer sa valeur critique, comme une propriété du matériau et de l'étendre en tant que paramètre définissant l'amorçage de la micro-fissure. L'auteur utilise le modèle d'endommagement continu de Lemaître, en complément avec les résultats expérimentaux de Leroy, afin de définir une loi de croissance de l'endommagement pour les matériaux ductiles. Le modèle de Thomason est utilisé pour obtenir un critère d'amorçage de la micro-fissure.

La loi d'évolution de l'endommagement qu'il obtient s'écrit sous la forme :

$$\dot{D} = c \dot{\varepsilon}_{eq}^p + (a_1 + a_2 D)(-Y) \dot{\varepsilon}_{eq}^p \quad (\text{Equation 59})$$

avec $f\left(\frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}}\right) = \frac{2}{3}(1 + \nu) + 3(1 - 2\nu) \left(\frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}}\right)^2$

En utilisant la loi puissance $\sigma_{eq} = K(\epsilon_{eq}^p)^n$, où K et n sont les paramètres d'écrouissage du matériau, la relation précédente devient :

$$\dot{D} = c \dot{\epsilon}_{eq}^p + (a_1 + a_2 D) \frac{K^2}{2E} (\epsilon_{eq}^p)^{2n} f\left(\frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}}\right) \dot{\epsilon}_{eq}^p \quad (\text{Equation 60})$$

Les paramètres du modèle sont c, a_1 et a_2 . Ils sont obtenus en calibrant l'équation précédente sur les résultats expérimentaux. L'équation précédente est reformulée de manière à obtenir une relation entre $dD/d\epsilon_{eq}^p$ et ϵ_{eq}^p . A partir des résultats expérimentaux, les pentes $dD/d\epsilon_{eq}^p$ sont calculées à différents niveaux de contraintes. Finalement, les coefficients a_1 , a_2 et c sont obtenus en ajustant les courbes par la méthode des moindres carrés.

Pour un acier AISI-1090, Dhar a obtenu : $a_1 = 9.8 \cdot 10^{-4} \text{ MPa}^{-1}$ $a_2 = 1.86 \text{ MPa}^{-1}$ $c = 1.84 \cdot 10^{-2}$. Les résultats obtenus sont reportés sur la Figure 6.

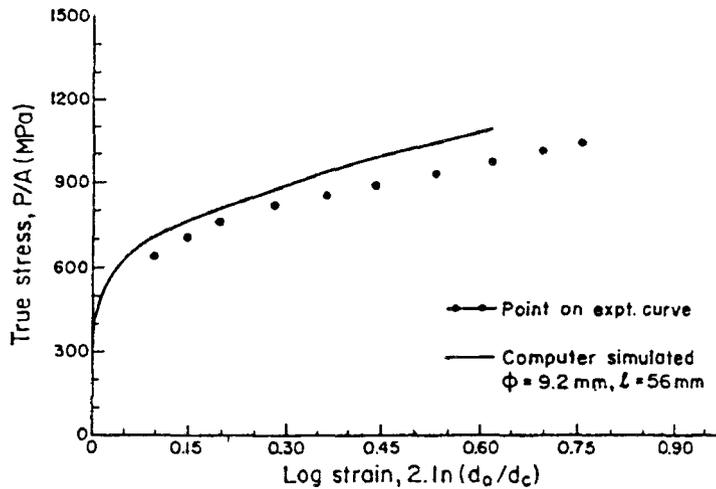


Figure 6. Comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques obtenus à partir d'une éprouvette de traction cylindrique [19].

B.2.3.5. Modèle de Whang (1996)

Dans le cadre de la prédiction de courbes limites de formage, l'auteur propose un modèle inspiré des travaux de Lemaître [20, 21]. La différence avec le modèle de Lemaître réside dans la forme du potentiel associé à l'endommagement qui s'écrit sous la forme :

$$F_D = g + \frac{Y^2}{2c(1-D)} \frac{(p_c - p)^{k-1}}{p^{2n}} \quad \text{avec } c \text{ et } k \text{ des constantes du matériau}$$

n le coefficient d'écrouissage

p_c la déformation plastique équivalente à rupture

$$g = \frac{\sigma_{eq} - R}{1 - D} - \sigma_y \quad \text{avec } R \text{ la variable associée au scalaire d'écrouissage isotrope.}$$

La loi d'évolution de l'endommagement s'écrit :

$$\dot{D} = -\dot{\lambda} \frac{\partial F_D}{\partial Y} = \dot{p} \frac{\sigma_{eq}^2}{2E_c(1-D)^2} \frac{(p_c - p)^{k-1}}{p^{2n}} f\left(\frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}}\right) \quad (\text{Equation 61})$$

Pour un matériau parfaitement plastique et un endommagement isotrope, l'expression précédente devient :

$$\dot{D} = \dot{p} \frac{\sigma_y^2}{2E_c} (p_c - p)^{k-1} f\left(\frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}}\right) \quad (\text{Equation 62})$$

Dans le cas d'un chargement uniaxial $\sigma_m/\sigma_{eq}=1/3$ d'où $f(\sigma_m/\sigma_{eq})=1$. De plus, dans le cas de grandes déformations unidirectionnelles, $p=\varepsilon^p=\varepsilon$. L'expression précédente s'écrit alors :

$$\dot{D} = \frac{\sigma_y^2}{2E_c} (\varepsilon_c - \varepsilon)^{k-1} \dot{\varepsilon} \quad (\text{Equation 63})$$

En intégrant cette équation entre $[D_0 ; D_c]$ et $[\varepsilon_0 ; \varepsilon_c]$, on obtient : $\frac{\sigma_y^2}{2E_c} = \frac{k(D_c - D_0)}{(\varepsilon_c - \varepsilon_0)^k}$

En combinant les deux équations précédentes, il ressort que :

$$\dot{D} = \frac{k(D_c - D_0)}{(\varepsilon_c - \varepsilon_0)^k} f\left(\frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}}\right) (p_c - p)^{k-1} \dot{p} \quad (\text{Equation 64})$$

En intégrant cette équation entre $[D_0 ; D_c]$ et $[\varepsilon_0 ; \varepsilon_c]$ puis en considérant un chargement radial et en négligeant les déformations élastiques dans le calcul de p , on obtient une équation d'évolution de l'endommagement plastique ductile :

$$D = D_c - (D_c - D_0) f\left(\frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}}\right) \left(\frac{p_c - p}{\varepsilon_c - \varepsilon_0}\right)^k \quad (\text{Equation 65})$$

Pour de nombreux matériaux ductiles, on peut négliger ε_0 et p_0 , d'où :

$$D = D_c - (D_c - D_0) \left(1 - \frac{f^{1/k} \left(\frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}} \right) p}{\varepsilon_c} \right)^k \quad (\text{Equation 66})$$

Les paramètres obtenus pour la ZAT d'un acier à haute limite d'élasticité sont : $D_c=0.189$, $D_0=0$ et $\varepsilon_c=0.036$ (Figure 7).

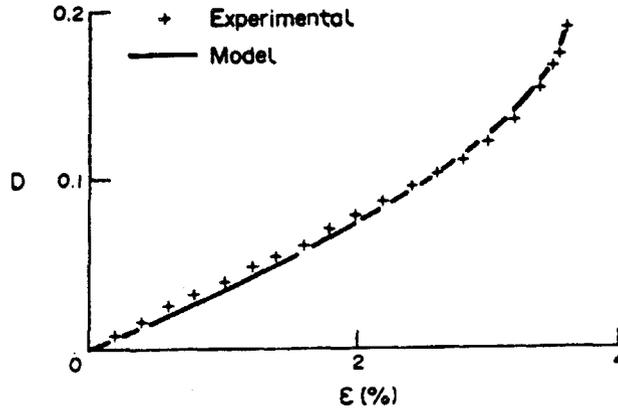


Figure 7. Modèle de Whang [21].

B.2.3.6. Modèle de Bonora (1997)

Ce modèle se base également sur les travaux de Lemaître. Le potentiel de dissipation s'écrit sous la forme :

$$F_D = \left[\frac{1}{2} \left(\frac{Y}{S} \right)^2 \frac{S}{(1-D)} \right] \frac{(D_c - D)^{\alpha - 1/\alpha}}{p^{2+n/n}} \quad (\text{Equation 67})$$

avec S une constante du matériau, α l'exposant d'endommagement et n le coefficient d'érouissage.

L'équation d'évolution de l'endommagement s'écrit sous la forme suivante :

$$\dot{D} = \frac{K^2}{2ES} (D_c - D)^{\alpha - 1/\alpha} f \left(\frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}} \right) \frac{\dot{p}}{p} \quad (\text{Equation 68})$$

avec K une constante du matériau et D_c la valeur critique de l'endommagement à rupture.

En intégrant cette équation entre $[D ; D_c]$ et $[p ; p_c]$, on obtient :

$$(D_c - D)^{1/\alpha} = \frac{1}{\alpha} \frac{K^2}{ES} \ln \left(\frac{p_c}{p} \right) f \left(\frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}} \right) \quad (\text{Equation 69})$$

Dans le cas d'un chargement uniaxial, $f(\sigma_m/\sigma_{eq})=1$, $p_{th}=\varepsilon_{th}$ et $p_c=\varepsilon_c$ (ε =déformation plastique uniaxiale). On peut alors obtenir une loi d'évolution de l'endommagement de la forme :

$$D = D_0 + (D_c - D_0) \left[1 - \left(1 - \frac{\ln(\varepsilon / \varepsilon_{th})}{\ln(\varepsilon_c / \varepsilon_{th})} \right)^\alpha \right] \quad (\text{Equation 70})$$

Dans le cas d'un chargement proportionnel, on peut écrire :

$$D = D_0 + (D_c - D_0) \left[1 - \left(1 - \frac{\ln(p/p_{th})}{\ln(\varepsilon_c / \varepsilon_{th})} f\left(\frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}}\right) \right)^\alpha \right] \quad (\text{Equation 71})$$

L'utilisation de ce modèle nécessite la connaissance de 5 paramètres : D_0 , ε_{th} , ε_c , D_c , et α .

- D_0 , la valeur de l'endommagement initial dans le matériau est difficilement mesurable. Cette valeur est généralement prise égale à 0. L'exposant α est déterminé par un ajustement linéaire à partir des mesures d'endommagement expérimentales exprimées sous la forme :

$$\ln\left(\frac{D_c - D}{D_c - D_0}\right) = \alpha \ln\left[\ln\left(\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon}\right)\right] - C \quad \text{avec} \quad C = \alpha \ln\left[\ln\left(\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_{th}}\right)\right]$$

- C correspond à l'intersection de la droite d'ajustement avec l'axe des ordonnées.
- Lorsque la pente de la droite est déterminée, ε_{th} peut être estimé à partir de l'expression précédente :

$$\varepsilon_{th} = \varepsilon_c \exp(-B) \quad \text{où} \quad B = \exp(C/\alpha)$$

ε_{th} définit le seuil de déformation à partir duquel les microcavités ont commencé à germer.

- ε_c est directement relié à D_c et correspond à une réduction critique de la capacité de chargement de la section effective résistante. En théorie, $D_c=1$ mais de nombreuses observations expérimentales montrent que la rupture apparaît avant que $D=1$.

Les paramètres de ce modèle pour différents matériaux sont indiqués dans le Tableau 1.

	ε_{th}	ε_c	D_c	D_0	α
Alliage Al2024-T3	0.0092	0.33	0.188	0	0.679
Alliage Al-Li 2091	0.0077	0.1	0.140	0	0.446
Acier à bas carbone A3	0.202	1.0	0.1	0	0.198
Acier 1015	0.259	1.4	0.065	0	0.2175
Acier 1045	0.223	0.95	0.065	0	0.2173
Acier 1090	0.129	0.64	0.85	0	0.2
Cuivre 99.9%	0.34	1.04	0.17	0	0.631
Acier E24	0.5	0.88	0.24	0	-
Acier 30 CD 4	0.02	0.37	0.24	0	-
Alliage INCO718	0.02	0.29		0	-

Tableau 1. Paramètres du modèle de Bonora pour différents matériaux [22].

Ce modèle a été comparé à celui de Rice-Tracey et de Lemaître. Le modèle de Bonora est en très bon accord avec les résultats expérimentaux (Figure 8a). Par contre, le modèle de Lemaître surestime de manière importante les déformations à rupture (Figure 8b).

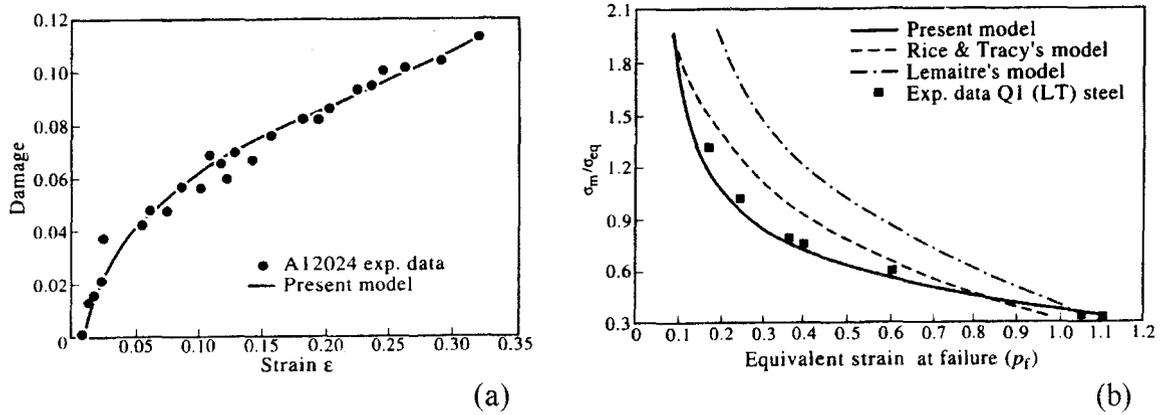


Figure 8. (a) Evolution de l'endommagement dans un alliage d'aluminium 2024 - Comparaison entre expérience et simulation. (b) Comparaison entre le modèle de Bonora, de Rice-Tracey et de Lemaître pour un acier Q1 [22].

B.2.4. Modèles couplés

B.2.4.1. Modèle de Mear et Hutchinson (1985)

Mear et Hutchinson [23] ont étendu la prise en compte de l'érouissage dans le modèle de Gurson en introduisant un érouissage cinématique puis un couplage entre érouissage isotrope et érouissage cinématique. Leur surface seuil incluant ce couplage est de la forme :

$$\Phi = \frac{3}{2} \frac{\eta_{ij}^D \eta_{ij}^D}{\sigma_F^2} + 2f \cdot \cosh\left(\frac{3}{2} \frac{\eta_{kk}^D}{\sigma_F}\right) - (1 + f^2) = 0 \quad (\text{Equation 72})$$

où $\sigma_F = (1-b)\sigma_y + bk(p)$;

η^D est le déviateur du tenseur $\eta = \sigma - X$;

b est le taux d'érouissage isotrope ;

$b=0 \Rightarrow \sigma_F = \sigma_y \Rightarrow$ érouissage cinématique pur ;

$b=1 \Rightarrow \sigma_F = k(p) \Rightarrow$ érouissage isotrope pur ;

$k(p)$ est la limite d'élasticité actualisée (érouissage isotrope).

B.2.4.2. Modèle de Leblond-Perrin (1990)

Leblond et Perrin [24] ont successivement étendu le modèle GTN pour prendre en considération l'érouissage cinématique (Equation 73), l'érouissage isotrope (Equation 74) et l'érouissage combiné (Equation 75).

$$\Phi = \frac{2}{3} \frac{(\sigma'_{ij} - \chi'_{ij})(\sigma'_{ij} - \chi'_{ij})}{k^2} + 2q_1 f^* \cdot \text{ch}\left(\frac{2}{3} q_2 \frac{\sigma_m - \chi_m}{k}\right) - 1 - q_1^2 f^{*2} \quad (\text{Equation 73})$$

où $\chi_{ij} = \chi_{ij}(\varepsilon_{eq}^p, \varepsilon_m^p)$

k représente la limite d'élasticité du matériau et χ la variable d'écroissage cinématique. χ est fonction de la déformation plastique équivalente cumulée et de la déformation plastique moyenne.

$$\varepsilon_{eq}^p = \int_0^t \dot{\varepsilon}_{eq}^p dt \quad \dot{\varepsilon}_{eq}^p = \sqrt{\frac{2}{3}} \dot{\varepsilon}'_{eq} \dot{\varepsilon}^p_{eq} \quad \text{et} \quad \varepsilon_m^p = \frac{1}{3} \varepsilon_{kk}^p$$

$$\Phi = \frac{\sigma_{eq}^2}{\sigma_1^2} + 2q_1 f^* \operatorname{ch} \left(\frac{3}{2} q_2 \frac{\sigma_m}{\sigma_2} \right) + 1 - q_1^2 f^{*2} \quad (\text{Equation 74})$$

σ_1 et σ_2 sont des paramètres d'écroissage du matériau portant respectivement sur la contrainte équivalente de Von Misès et la contrainte moyenne. σ_1 et σ_2 sont des fonctions de la déformation plastique équivalente cumulée et de la déformation plastique moyenne.

D'où $\sigma_1 = \sigma_1(\varepsilon_{eq}^p, \varepsilon_m^p)$ et $\sigma_2 = \sigma_2(\varepsilon_{eq}^p, \varepsilon_m^p)$

$$\text{avec} \quad \varepsilon_{eq}^p = \int_0^t \dot{\varepsilon}_{eq}^p dt \quad \dot{\varepsilon}_{eq}^p = \sqrt{\frac{2}{3}} \dot{\varepsilon}'_{eq} \dot{\varepsilon}^p_{eq} \quad \text{et} \quad \varepsilon_m^p = \frac{1}{3} \varepsilon_{kk}^p$$

(Equation 75)

$$\Phi = \frac{\frac{2}{3} \left(\sigma'_{ij} - (1-p_{isot.}) \chi'_{ij} \right) \left(\sigma'_{ij} - (1-p_{isot.}) \chi'_{ij} \right)}{\left((1-p_{isot.})k + p_{isot.} \sigma_1 \right)^2} + 2q f^* \operatorname{ch} \left(\frac{2}{3} \frac{\sigma_m - (1-p_{isot.}) \chi_m}{(1-p_{isot.})k + p_{isot.} \sigma_2} \right) - 1 - q^2 f^{*2}$$

$p_{isot.}$ représente la proportion d'écroissage isotrope. Ce modèle est une combinaison des deux modèles précédents. L'écroissage du matériau est intégré sous une forme à la fois isotrope et cinématique.

B.2.4.3. Autres modifications apportées au modèle de Gurson

- Sun (1992)

Sun, qui a établi une théorie pour des matériaux poreux basée sur l'analyse de la borne inférieure [25], a obtenu la fonction seuil suivante en utilisant les mêmes hypothèses que Gurson :

$$\Phi = \frac{\sigma_{eq}^2}{\sigma_y^2} + f \cdot \beta_1 \cosh \left(\frac{3}{2} \frac{\sigma_m}{\sigma_y} \right) - \beta_2 = 0 \quad (\text{Equation 76})$$

$$\text{où} \quad \beta_1 = 2 - \frac{1}{2} \ln f \quad \text{et} \quad \beta_2 = 1 + f(1 + \ln f)$$

• **Richmond et Smelser**

Le modèle de Gurson a également été modifié par Richmond et Smelser [26], qui ont établi l'expression suivante :

$$\Phi = \frac{\sigma_{eq}^2}{\sigma_y^2} + 2f^{2/3} \cdot \cosh\left(\frac{3}{2} \frac{\sigma_m}{\sigma_y}\right) - \left(1 + f^{4/3}\right) = 0 \quad (\text{Equation 77})$$

• **Zuo (1996)**

Enfin Zuo *et al.* [26] ont remplacé dans l'expression de Gurson-Tvergaard le tenseur de contrainte de Cauchy σ_{ij} par le tenseur S_{ij} :

$$\Phi = \left(\frac{S_{eq}}{\sigma_y}\right) + 2f q_1 \cosh\left(\frac{3S_m}{2\sigma_y}\right) - (1 + q_2 f^2) = 0 \quad (\text{Equation 78})$$

où $S_{ij} = \frac{\sigma_{ij}}{1-f}$

B.2.4.4. Modélisation par éléments micro-unitaires

Le processus physique de l'endommagement ductile peut être décrit par le comportement d'une structure composée d'éléments micro-unitaires possédant une cavité (ou une inclusion). Cette méthode a l'avantage de pouvoir dissocier l'influence du comportement plastique de la matrice et les effets dus à la forme et la taille des cavités.

Ce type de modélisation considère que la structure du matériau est composée d'un assemblage périodique d'éléments micro-unitaires de forme cylindrique à base hexagonale. Ils peuvent, par approximation, être schématisés par des cylindres à base circulaire, ce qui permet de ramener le calcul à un problème axisymétrique (Figure 9).

La modélisation par éléments finis permet alors d'étudier des cavités de différentes formes et de considérer que l'élément micro-unitaire comporte soit une inclusion, soit une cavité, en modifiant les conditions aux limites du problème.

Ce type d'approche a été utilisé par Brocks *et al.* [27, 28, 29] et Kuna [30, 31] pour l'étude d'une fonte de type GGG-40 qui possède un taux d'inclusions très élevé ($f_0 > 10\%$) et d'étudier l'influence de la forme et la taille des inclusions ainsi que la distance interinclusionnaire.

On peut également citer, dans ce cadre, les travaux de Sovik [32], de Sun *et al.* [33], de Gao *et al.* [34] et de Xia et Cheng [35].

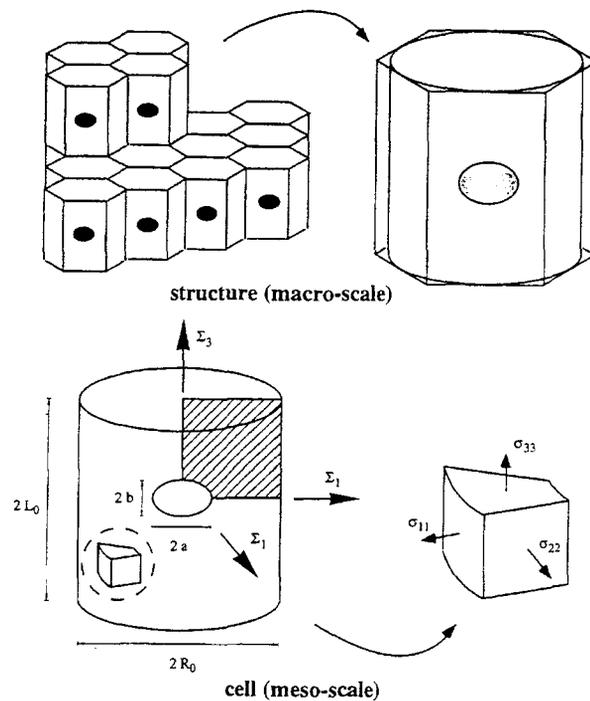


Figure 9. Modélisation par éléments micro-unitaires [27].

B.3. Conclusion

Deux types de modèles ont été développés et utilisés dans le cadre de l'approche locale de la rupture :

- les modèles couplés faisant intervenir des potentiels élastoplastiques endommageables. Le comportement du matériau et l'endommagement sont ainsi liés.
- les modèles découplés, dont l'hypothèse de base est que le comportement du matériau est indépendant de l'évolution de l'endommagement.

L'approche locale a le mérite de représenter le processus physique de rupture ductile lui-même. Les hypothèses de base de ces modèles ont été vérifiées et adaptées sur la base de données expérimentales.

L'utilisation de l'approche locale peut se décomposer de la manière suivante :

- caractérisation des matériaux à l'aide d'essais sur des éprouvettes de laboratoire fissurées afin de déterminer la ténacité à l'amorçage J_{IC} et l'évolution de la propagation de la fissure.
- identification des paramètres locaux à partir d'essais sur des éprouvettes axisymétriques entaillées.
- analyse du comportement mécanique de structures fissurées, basée sur des calculs par éléments finis.

Les études expérimentales et numériques effectuées dans le cadre de l'approche locale de la rupture sont nombreuses et la liste des références qui vous a été succinctement présentée dans cette annexe n'est pas exhaustive.

B.4. Références

- [1] **M.G. Cockroft, D.J. Latham**, *Ductility and workability of metals*, Journal of the Institute of Metals, Vol. 96, p. 33, 1968.
- [2] **M. Oyane**, *Criteria of ductile fracture strain*, Bulletin I.S.M.E. 15, N°9, p. 1507, 1972.
- [3] **H. Sekiguvhi, K. Osaka, H. Hayashi**, *A criteria for ductile fracture strain of copper in tensile test carried out under high hydrostatic pressures*, Journal of the Institute of Metals, Vol. 101, p. 167, 1973.
- [4] **GRECO**, *Physique et mécanique de l'endommagement*, ed. Montheillet, F. Moussy, Les éditions de physique, 1988.
- [5] **L. Bauvineau**, *Approche locale de la rupture ductile : application à un acier au Carbone-Manganèse*, Thèse de doctorat, E.N.S.M.P., Décembre 1996.
- [6] **F.A. McClintock**, *A criterion for ductile fracture by growth of holes*, Journal of Applied Mechanics, pp. 363-371, Juin 1968.
- [7] **J.C. Rice, G.F. Rosengren**, *Plane strain deformation near a crack tip in a power-law hardening material*, Journal of Mechanics Physics and Solids, Vol. 16, pp. 1-12, 1968.
- [8] **G. Rousselier**, *Les modèles de rupture et leurs possibilités actuelles dans le cadre de l'approche locale de la rupture*, Séminaire international sur l'approche locale de la rupture, Centre de recherche « Les Renardières », pp. 256-284, Août 1986.
- [9] **T. Vinh**, *Sur les critères de rupture ductile - Applications à quelques problèmes de formage*, Université de Pierre et Marie Curie - Laboratoire de rhéologie.
- [10] **P. F. Thomason**, *A theory for ductile fracture by internal necking of cavities*, Journal of the Institute of Metals, Vol. 96, pp. 360-365, 1968.
- [11] **Systus**, *Mécanique de la rupture*, 1995.
- [12] **R. Chaouadi, P. De Meester, M. Scibetta**, *Micromechanical modelling of ductile fracture initiation to predict fracture toughness of reactor pressure vessel steels*, 1st European Mechanics of Materials Conference on Local Approach to Fracture, Fontainebleau, Septembre 1996.
- [13] **T. Pardoën, P. Delatte, J. Morhet, I. Doghri, R. Knockaert, F. Delannay**, *Application of local fracture models to notched round copper bars*, 1st European Mechanics of Materials Conference on Local Approach to Fracture, Fontainebleau, Septembre 1996.
- [14] **J. Lemaître**, *A continuous damage mechanics models for ductile fracture*, Journal of Engineering Material and Technology, Vol. 107, pp. 83-89, January 1985.

- [15] **W.H. Tai, B.X. Yang**, *A new microvoid-damage model for ductile fracture*, Engineering Fracture Mechanics, Vol. 25, N°3, pp. 377-384, 1986.
- [16] **W.H. Tai, B.X. Yang**, *A new damage mechanics criterion for ductile fracture*, Engineering Fracture Mechanics, Vol. 27, N°4, pp. 371-378, 1987.
- [17] **L. Bauvineau, H. Burlet, C. Eripret, A. Pineau**, *Modelling ductile stable crack growth in a C-Mn steel with local approaches*, 1st European Mechanics of Materials Conference on Local Approach to Fracture, Fontainebleau, Septembre 1996.
- [18] **S. Chadranth, P.C. Pandey**, *An exponential ductile continuum damage model for metals*, International Journal of Fracture, Vol.72, pp.293-310, 1995.
- [19] **S. Dhar, R. Sethuraman, P.M. Dixit**, *A continuum damage mechanics model for void growth and micro crack initiation*, Engineering Fracture Mechanics, Vol.53, N°6, pp. 917-928, 1996.
- [20] **T.J. Wang**, *Prediction of sheet forming limits using a new continuum damage mechanics criterion for ductile fracture*, Engineering Fracture Mechanics, Vol. 51, N°2, pp. 275-279, 1995.
- [21] **T.J. Wang**, *Micro- and macroscopic damage and fracture behaviour of welding coarse grained heat affected zone of a low alloy steel : mechanics and modelling*, Engineering Fracture Mechanics, Vol. 45, N°6, pp. 799-812, 1993.
- [22] **N. Bonora**, *A non linear CDM model for ductile failure*, Engineering Fracture Mechanics, Vol. 58, N°1/2, pp. 11-28, 1997.
- [23] **M.E. Mear, J.W. Hutchinson**, *Influence of yield curvature on flow localization in dilatant plasticity*, Mechanics of Materials 4, North-Holland, pp. 395-407, 1985.
- [24] **G. Perrin, J.B. Leblond**, *Analytical study of a hollow sphere made of plastic porous material and subjected to hydrostatic tension - Application to some problems in ductile fracture metals*, International Journal of Plasticity, Vol. 6, pp. 677-698, 1990.
- [25] **D.Z. Sun, R. Kiengler, B. Voss, W. Schmitt**, *Application of micromechanical models to the prediction of ductile fracture*, Fracture Mechanics : Twenty-Second Symposium, Vol. II, ASTM STP 1131, ed. S. N. Atluri, J. C. Newman, I. S. Raju et al. pp. 368-378, 1992.
- [26] **J.Z. Zuo, Z. W. Lou, Z.B. Kuang**, *A yield function for porous ductile materials*, Engineering Fracture Mechanics, Vol.53, N°4, pp. 557-559, 1996.
- [27] **W. Brocks, S. Hao, D. Steglich**, *Micromechanical modelling of the damage and toughness behaviour of nodular cast iron materials*, 1st European Mechanics of Materials Conference on Local Approach to Fracture, Fontainebleau, Septembre 1996.

- [28] **D. Steglich, W. Brocks**, *Micromechanical modelling of damage and fracture of ductile materials*, Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures, Vol. 21, N°10, pp. 1175-1188, 1998.
- [29] **W. Brocks, D.Z. Sun, A. Hömig**, *Verification of micromechanical models for ductile fracture by cell model calculations*, Computational Materials Science, Vol. 7, pp. 235-241, 1996.
- [30] **M. Kuna, D-Z. Sun**, *Analyses of void growth and coalescence in cast iron by cell models*, 1st European Mechanics of Materials Conference on Local Approach to Fracture, Fontainebleau, Septembre 1996.
- [31] **M. Kuna, D.Z. Sun**, *Three-dimensional cell model analyses of void growth in ductile materials*, International Journal of Fracture, Vol. 81, pp. 235-258, 1996.
- [32] **O.P. Sovik**, *Experimental and numerical investigation of void nucleation in an AlMgSi alloy*, 1st European Mechanics of Materials Conference on Local Approach to Fracture, Fontainebleau, Septembre 1996.
- [33] **D.Z. Sun, M. Sester, W. Schmitt**, *Development and application of micromechanical material models for ductile fracture and creep damage*, International Journal of Fracture, Vol. 86, pp. 75-90, 1997.
- [34] **X. Gao, J. Faleskog, C.F. Shih, R.H. Dodds**, *Ductile tearing in part-through cracks : experiments and cell-model predictions*, Engineering Fracture Mechanics, Vol. 59, N°6, pp. 761-777, 1998.
- [35] **L. Xia, L. Cheng**, *Transition from ductile tearing to cleavage fracture : a cell-model approach*, International Journal of Fracture, Vol. 87, N°3, 1997.

ANNEXE C

Calcul de R/R_0 et relâchement des noeuds



ANNEXE C

Calcul de R/R₀ et relâchement des noeuds

C.1. Calcul de R/R₀

Le calcul du taux de croissance des cavités est effectué en post-traitement d'un calcul élastoplastique, en activant dans le logiciel Systus la commande AMORCAGE DUCTILE CAVITES. L'évolution du taux de croissance des cavités est obtenue par intégration de la loi de croissance de cavités de Rice-Tracey, à partir des contraintes et des déformations calculées à chaque incrément aux quatre points de Gauss de l'élément en pointe de fissure.

La vitesse de croissance de cavités établie selon Rice-Tracey [1] est donnée par :

$$d\text{Ln}\left(\frac{R}{R_0}\right) = 0.283 \exp\left(B \frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}}\right) d\varepsilon_{eq}^p \quad (\text{Equation 1})$$

où R est le rayon actuel de la cavités, R₀ le rayon initial, σ_m la contrainte moyenne, σ_{eq} contrainte équivalente selon Von Misès et dε_{eq}^p accroissement de la déformation plastique équivalente. Le coefficient B associé à la triaxialité est ajustable. Ainsi le label BETA permet de choisir la valeur de B ; par défaut B=1.5.

Pour calculer R/R₀ à une étape de chargement donnée n, on intègre l'équation (1) entre le chargement 0 et le chargement n :

$$\text{Ln}(R/R_0)_n = \sum_0^n d(\text{Ln}R/R_0)$$

Avec pour condition initiale : R/R₀ = 1

soit : $\text{Ln}(R/R_0)_n = \text{Ln}(R/R_0)_{n-1} + d\text{Ln}(R/R_0)$

dLnR/R₀ est calculé par l'accroissement de déformation équivalente au chargement n :

$$d\varepsilon_{eq}^{(n)} = \sqrt{\frac{2}{3} de_{ij}^{(n)} de_{ij}^{(n)}}$$

où

$$de_{ij}^{(n)} = d\varepsilon_{ij}^{(n)} - \frac{d\varepsilon_{kk}^{(n)}}{3} \delta_{ij}$$

L'accroissement de déformation (dε_{ij}⁽ⁿ⁾), entre les chargements (n-1) et n, est donné alors par :

$$d\varepsilon_{ij}^{(n)} = \varepsilon_{ij}^{(n)} - \varepsilon_{ij}^{(n-1)}$$

Ce dernier calcul est effectué en utilisant les déformations plastiques. Dans le cas où l'on considère les déformations plastiques, celles-ci sont calculées à partir de la différence $(\varepsilon_{ij}^t - \varepsilon_{ij}^e)$,

avec ε_{ij}^t : déformations totales en moyenne.

ε_{ij}^e : déformations élastiques déterminées à partir de (σ_{ij}) moyen.

Enfin, il faut noter que les techniques de calculs des moyennes des champs mécaniques ont une grande influence sur les résultats. En effet, effectuer d'abord les moyennes des contraintes et des déformations sur l'élément puis calculer R/R₀ ou calculer en chaque point de Gauss R/R₀ puis en faire la moyenne sur l'élément donne des résultats différents. C'est pourquoi, nous avons utilisé la première démarche qui est communément adoptée dans la littérature.

C.2. Validation du calcul de R/R₀

Le CEA, EDF, l'Ecole des Mines de Paris et l'IRSID se sont associés dans le but de développer une méthodologie simplifiée permettant une utilisation rapide des critères de rupture (Weibull pour la rupture fragile et Rice-Tracey pour la rupture ductile) [2].

La mise en place de cette méthodologie permettra de prévoir la ténacité d'un matériau ou la tenue d'une structure à partir de simples essais de traction sur des éprouvettes lisses et entaillées.

La démarche consiste à réaliser des calculs par la méthode des éléments finis après avoir paramétré les lois de comportement sous la forme $\sigma = k\varepsilon^n$. Chacun des laboratoires a utilisé son propre code : ASTER pour EDF, CASTEM 2000 pour le CEA, ZEBULON-6 pour l'Ecole des Mines de Paris et l'IRSID.

Afin de contrôler la validité de nos résultats obtenus avec SYSTUS, nous les avons comparés avec ceux proposés par ce groupe de travail, dans le cas des éprouvettes axisymétriques entaillées. Les maillages utilisés à cet effet sont décrits sur la page suivante. Les mailles au niveau de l'entaille ont une taille de 0.5mm et le diamètre au niveau de la section minimale est de 10mm.

Les calculs ont été effectués pour un matériau possédant les paramètres $n=0.1$, $k=1000$ et $R_c=555\text{MPa}$. La valeur du taux de croissance de cavités est calculée en faisant la moyenne des composantes des déformations et des contraintes aux 4 points de Gauss de l'élément central puis en intégrant la loi de croissance de Rice et Tracey.

Les résultats sont plus que satisfaisants puisque nos courbes restent dans la dispersion des résultats proposés par ce groupe de travail.

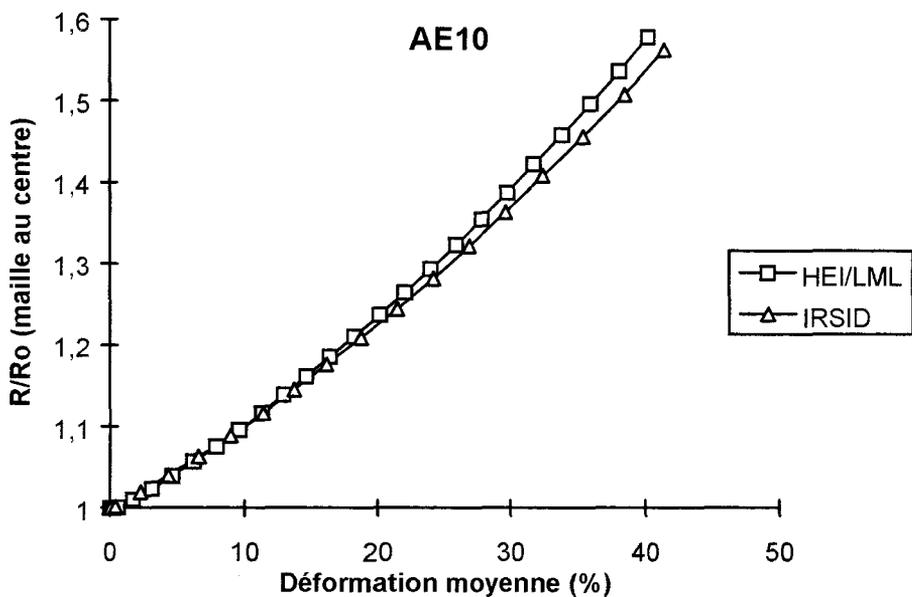
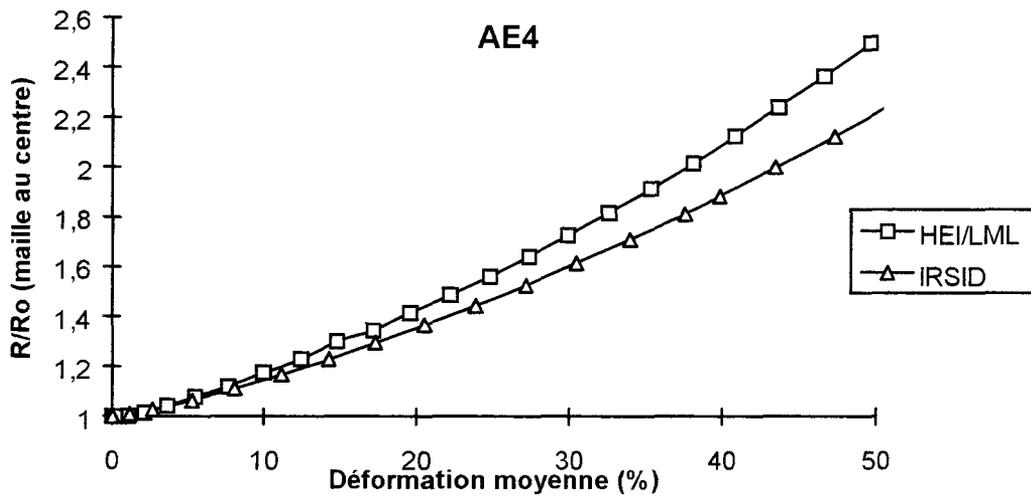
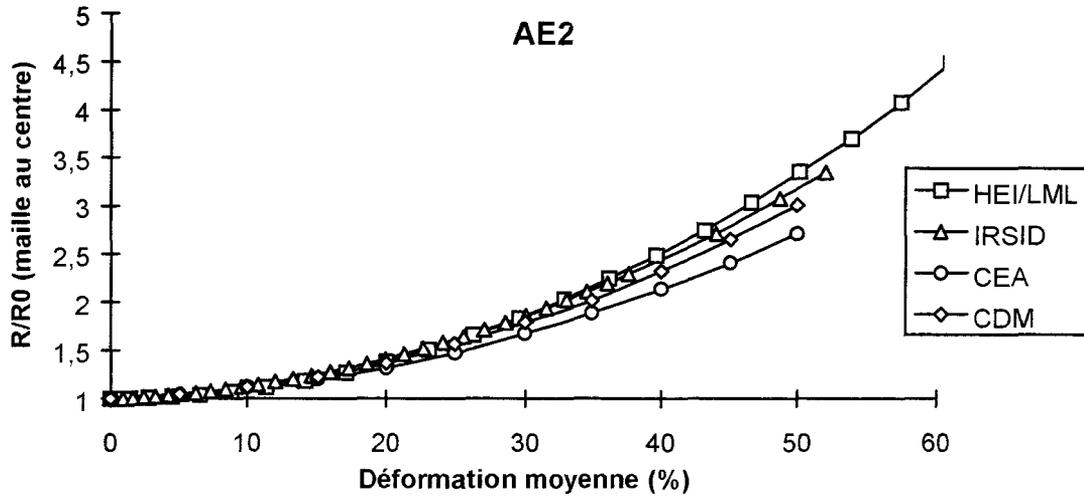


Figure 1. Calcul de R/R_0

C.3. Technique de relâchement des noeuds

La méthodologie décrite ci-après permet de simuler l'avancée de la fissure en utilisant le critère de rupture $(R/R_0)_c$ calculé grâce à la formulation de Rice et Tracey. Ce calcul se fait dans les éléments en pointe de fissure. Le critère étant atteint dans l'élément de pointe, la progression de la fissure correspond à la longueur de cet élément.

Le chemin de la fissure doit être connu préalablement (ou postulé) et le maillage doit donc en tenir compte. Deux cas se présentent, suivant que l'on ait ou non symétrie de la structure.

C.3.1. Cas général : pas de symétrie

Les noeuds de la fissure à faire progresser doivent être « doubles » pour que la fissure puisse s'ouvrir. Ces noeuds doivent être solidaires avant que le critère de rupture ne soit atteint. Ainsi, les noeuds doubles sont reliés par des mailles « ressort » à 2 noeuds (mailles spéciales type 1602 dans Systus), dont la rigidité est très grande vis-à-vis de la rigidité de la structure (il suffit de prendre $K=10^8\text{N/mm}$).

Lorsque le critère de rupture est atteint dans la maille en pointe de fissure, la rigidité des deux premières mailles est annulée simultanément, de manière à simuler une avancée de fissure égale à la taille L_c de l'élément. Cette annulation n'est pas brutale pour éviter les risques de divergence des calculs, mais est réalisée sur un intervalle de temps $[t_1 ; t_2]$. Le temps t_1 est l'instant de rupture ($R/R_0=(R/R_0)_c$) et l'annulation de la rigidité des mailles est réalisée suivant une fonction linéaire. La différence de temps t_2-t_1 est petite pour que le chargement de la structure n'évolue pratiquement pas. Par exemple, si les calculs sont réalisés avec des pas de temps $\Delta t=0.1$ ou 0.01 , on prend $(t_2-t_1)=0.000001$.

Cette procédure de relâchement des noeuds utilisée pour simuler l'avancée de la fissure avec le modèle de Rice-Tracey est illustrée sur la Figure 2, dans le cas de l'acier 12NC6.

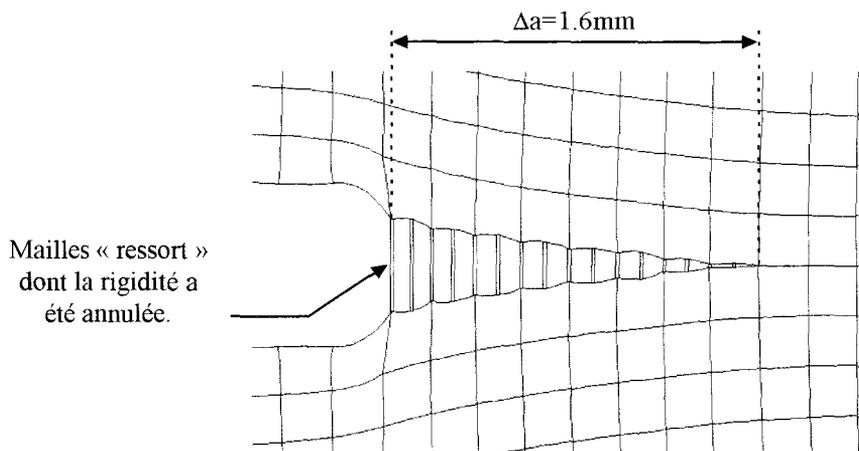


Figure 2. Exemple de relâchement des noeuds sur une éprouvette CT entière.

C.3.2. Cas particulier des structures symétriques

Pour faire avancer la fissure sur la longueur d'un élément, il faut « supprimer » les liaisons rigides des noeuds n_1 et n_2 (Figure 3). Ces liaisons sont remplacées par des forces nodales sur les deux noeuds. Ces forces correspondent aux réactions d'appui et sont variables avec le temps. Les valeurs sont maximales à l'instant de rupture et sont annulées simultanément suivant une fonction linéaire sur un intervalle de temps très court (similaire à celui décrit dans le cas général C.3.1.). Un exemple de simulation d'avancée de fissure sur une demi éprouvette CT est illustré sur la Figure 4 ($L_c=0.2\text{mm}$).



Figure 3. Procédure de relâchement des noeuds pour une structure symétrique.

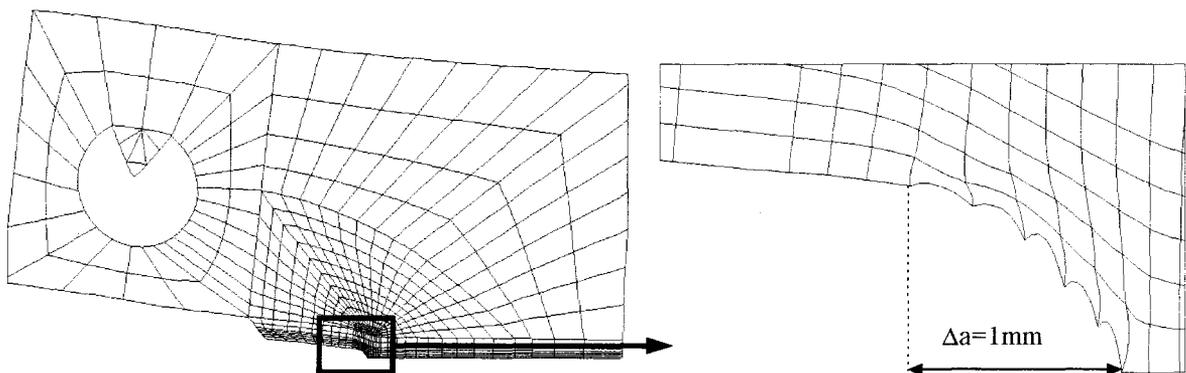


Figure 4. Exemple de relâchement des noeuds dans le cas d'une demi éprouvette CT (la déformation du maillage est amplifiée).

C.4. Références

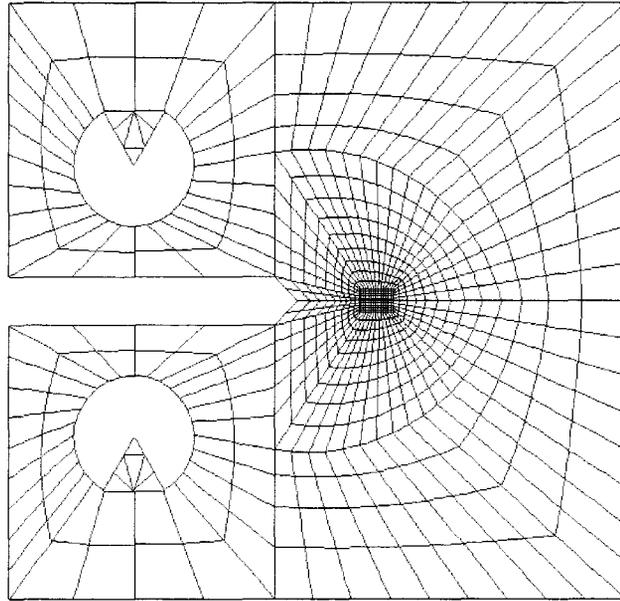
- [1] J.R. Rice and D.M. Tracey, *On the ductile enlargement of voids in triaxial stress fields*, Journal of Mechanics and Physics of Solids, Vol. 17, 1969.
- [2] M. Di Fant, V. Le Cocq, O. Cleizergues, G. Carollo, F. Mudry, L. Bauvineau, H. Burlet, A. Pineau, B. Marini, M. Koundy, C. Sainte Catherine, C. Eripret, *Mise en place d'une méthodologie simplifiée pour utiliser des critères locaux de rupture*, Rapport final - Convention MRES N°93.A.0334, Février 1996.

ANNEXE D

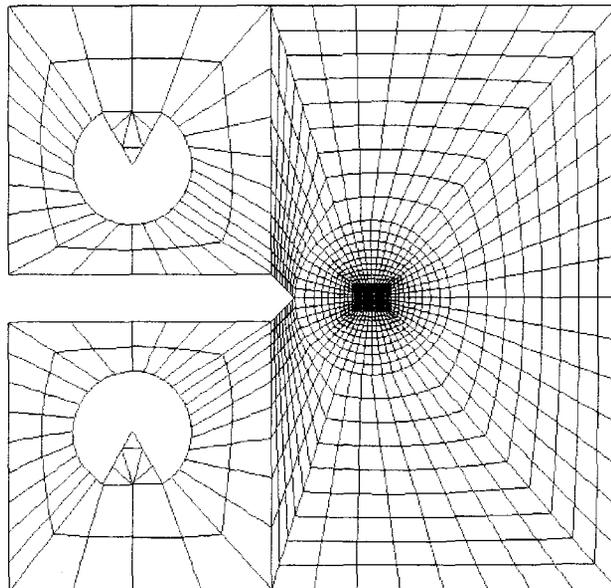
Maillages

D.1 Joint soudé

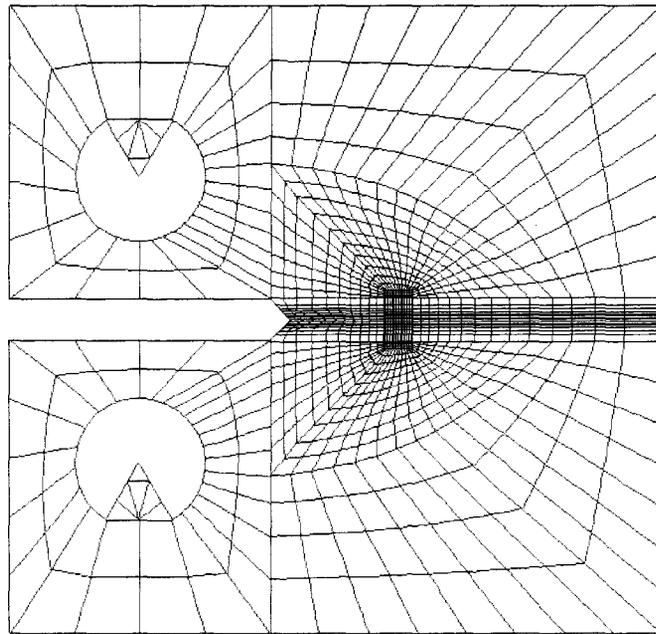
D.1.1 Maillages des éprouvettes CT



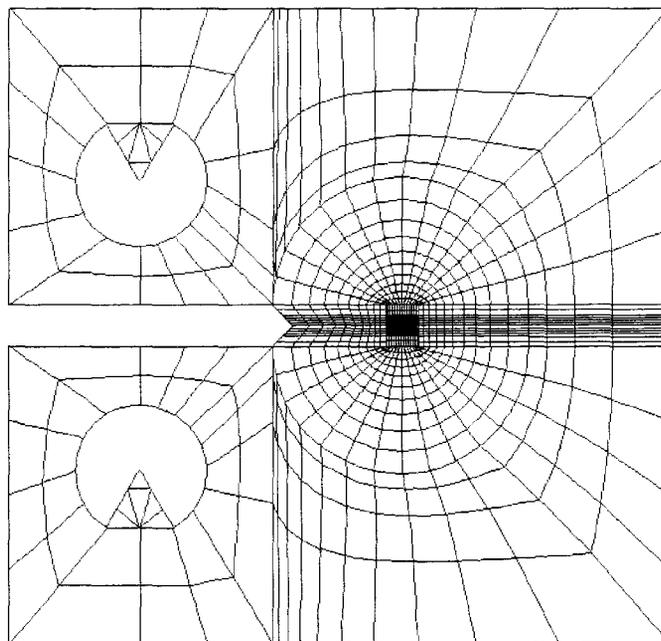
Eprouvette CT20 avec $L_e=0.2\text{mm}$ - Cas du métal de base.



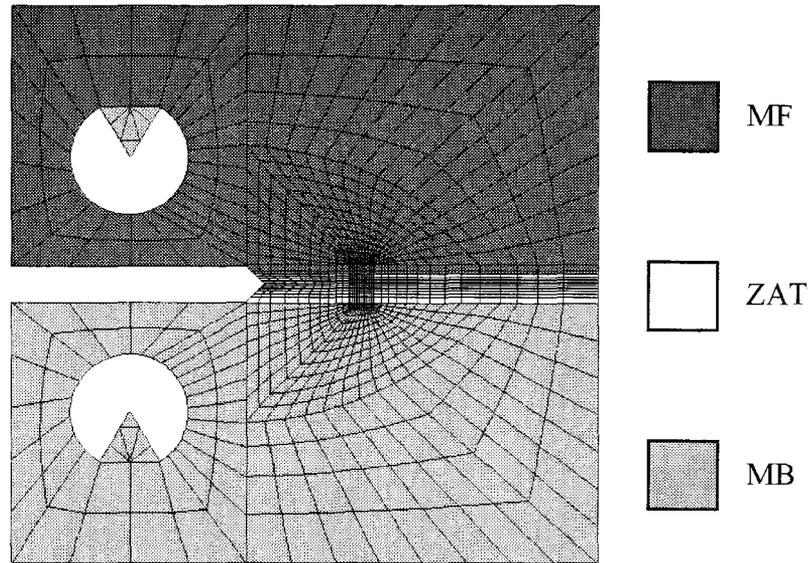
Eprouvette CT20 avec $L_e=0.1\text{mm}$ - Cas du métal de base.



Eprouvette CT25 avec $L_c=0.2\text{mm}$ - Cas du métal fondu et de la zone affectée thermiquement.



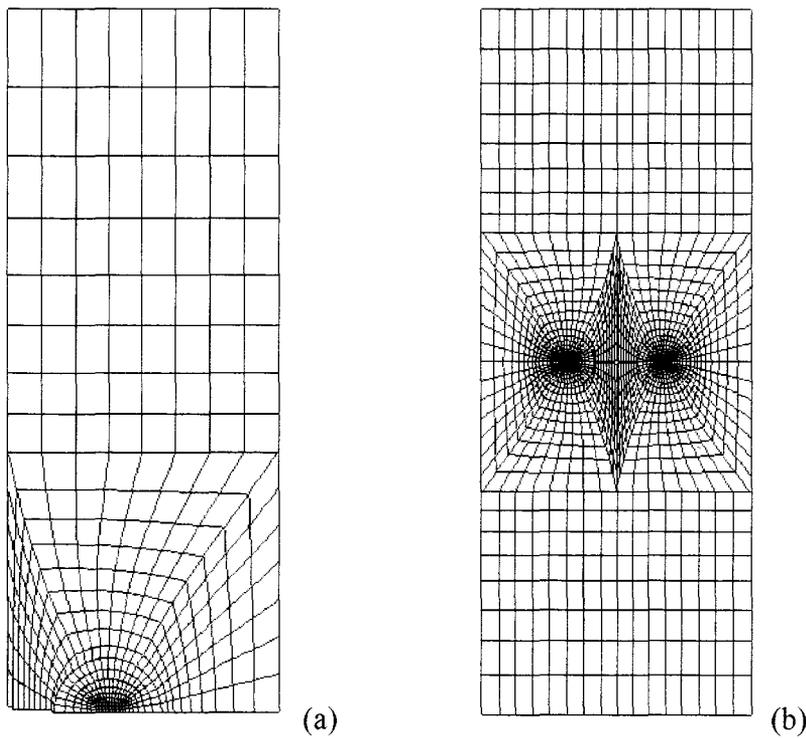
Eprouvette CT25 avec $L_c=0.1\text{mm}$ - Cas du métal fondu et de la zone affectée thermiquement.



Eprouvette CT25 hétérogène modélisant le joint soudé.

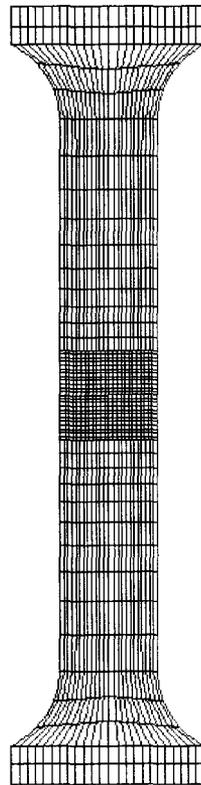
D.2. Alliage d'aluminium 2024-T351

D.2.1. Maillages de l'éprouvette CCP



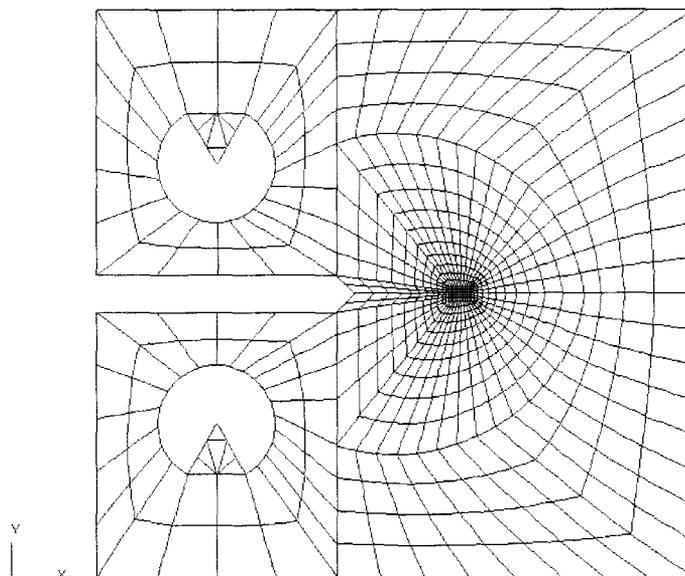
Maillage de l'éprouvette CCP pour les calculs (a) élastoplastiques et (b) avec endommagement.

D.2.2 Maillage de l'éprouvette de traction lisse

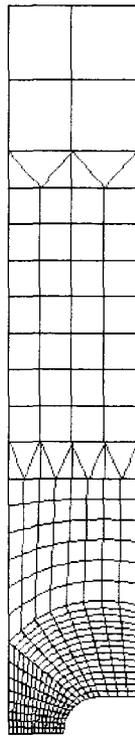


D.3. Acier 12NC6

D.3.1. Maillage de l'éprouvette CT



Eprouvette CT25 avec $L_c=0.2\text{mm}$.

D.3.2. Maillages des éprouvettes axisymétriques entaillées

(a)



(b)

Maillage de l'éprouvette AE2 pour les calculs (a) élastoplastiques et (b) avec endommagement.

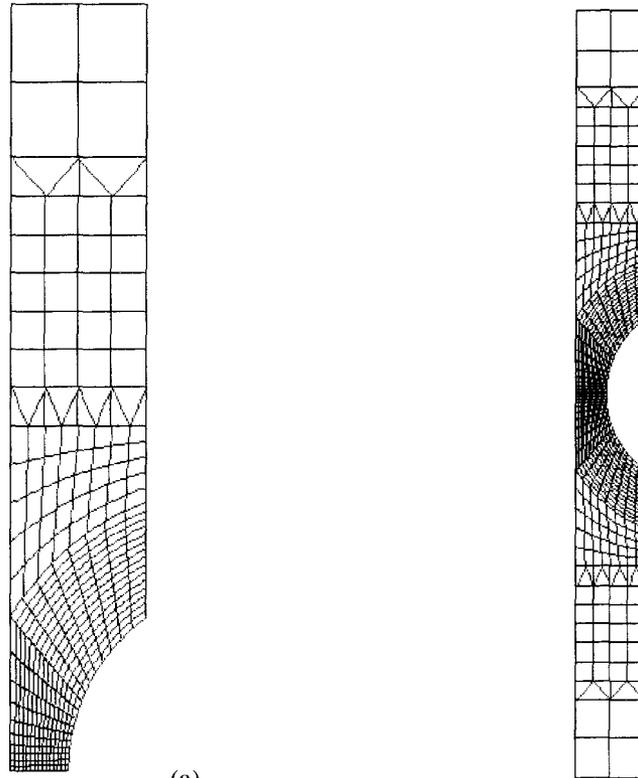


(a)



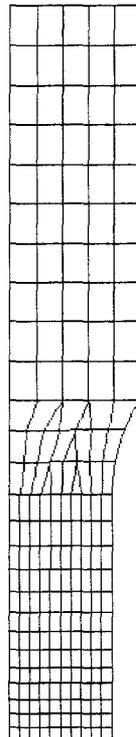
(b)

Maillage de l'éprouvette AE4 pour les calculs (a) élastoplastiques et (b) avec endommagement.



(a) (b)
Maillage de l'éprouvette AE 10 pour les calculs (a) élastoplastiques et (b) avec endommagement.

D.3.3. Maillage de l'éprouvette de traction lisse



ANNEXE E

Tableaux récapitulatifs des paramètres liés aux modèles de Rice-Tracey, Rousselier et Gurson-Tvergaard-Needleman

Paramètre du modèle de Rice-Tracey

Réf.	$(R/R_0)_c$	σ_y (MPa)	R_m (MPa)	l_e (mm)	Matériau	Eprouvette	Divers			
[53]	2.11			0.2	A508 Cl.3	AE	-			
[33]	2.7	330	342	0.2	MF	CT25 (a/W=0.6)	$J_{IC}=200$ (kJ/m ²)			
	1.4	205	433		MB - A 48	CT20 (a/W=0.48)	$J_{IC}=40$ (kJ/m ²)			
[24]	1.58-1.67 1.67-1.77 1.74-1.86	466	590	-	A508 Cl.3 Virole L	AE2 AE4 AE10	-			
	1.19-1.22 1.18-1.26 1.18-1.29				476	595	-	A508 Cl.3 Virole TC	AE2 AE4 AE10	-
	1.33-1.42 1.37-1.42 1.31-1.45							290	477	-
	1.13 1.15-1.22 1.1-1.17	225	434	-	A508 Cl.3 Plaque tubulaire TC	AE2 AE4 AE10	-			
	1.7-1.77 1.72-1.88 1.59-1.75				432	566	-	A508 Cl.3 Tôle à bas soufre L	AE2 AE4 AE10	-
	1.66-1.76 1.73-1.85 1.73-1.93							466	590	0.2
1.18-1.25 1.18-1.27 1.27-1.37	476	595	0.2	A508 Cl. 3 Virole TC	AE2 AE4 AE10	-				
[39]				1.257	187	502	0.7			

Réf.	(R/R ₀) _c	σ _y (MPa)	R _m (MPa)	le (mm)	Matériau	Eprouvette	Divers
[48]	2.55-3 2.35-2.7 2.4-2.8	505	-	0.25	18MND5 - S	AE1 AE2.4 AE6	J _{IC} =218 (kJ/m ²)
[86]	1.105	450	574	-	7075-L-T351	-	J _{IC} =16 (kJ/m ²)
	1.10	520	589		7075-L-T651		J _{IC} =10 (kJ/m ²)
	1.11	451	526		7075-L-T7351		J _{IC} =10.5 (kJ/m ²)
	1.07	403	556		7075-T-T351		J _{IC} =12 (kJ/m ²)
	1.05	497	570		7075-T-T651		J _{IC} =8 (kJ/m ²)
	1.06	440	514		7075-T-T7351		J _{IC} =9 (kJ/m ²)
	1.03	349	498		7075-S-T351		J _{IC} =9 (kJ/m ²)
	1.02	451	534		7075-S-T651		J _{IC} =6.5 (kJ/m ²)
	1.02	414	493		7075-S-T7351		J _{IC} =6 (kJ/m ²)
	1.115	447	578		7475-L-T351		J _{IC} =30-41 (kJ/m ²)
	1.13	523	588		7475-L-T651		J _{IC} =14 (kJ/m ²)
	1.18	452	519		7475-L-T7351		J _{IC} =18 (kJ/m ²)
	1.10	414	565		7475-T-T351		J _{IC} =28-32 (kJ/m ²)
	1.12	506	578		7475-T-T651		J _{IC} =14 (kJ/m ²)
	1.16	449	514		7475-T-T7351		J _{IC} =16 (kJ/m ²)
	1.09	343	523		7475-S-T351		J _{IC} =24 (kJ/m ²)
1.05	447	545	7475-S-T651	J _{IC} =16 (kJ/m ²)			
1.06	416	504	7475-S-T7351	J _{IC} =15 (kJ/m ²)			

Réf.	(R/R ₀) _c	σ _y (MPa)	R _m (MPa)	le (mm)	Matériau	Eprouvette	Divers
[37]	2	312	452	-	CuAR	AE1	-
	2.1		σ=381ε ^{0.032} (ε<20%)			AE2	
	2.1		σ=470ε ^{0.17} (ε>20%)			AE4	
	1.7					AE8	
[38]	2.05	45	470	-	CuA	AE1	-
	1.9		σ=517ε ^{0.43} (ε<20%)			AE2	
	2		σ=450ε ^{0.32} (ε>20%)			AE4	
	2					AE8	
[42]	1.76	505	σ=1025ε ^{0.175} (ε>14%)	0.2	Z3CND17 12 H	AE2	J _{IC} =152 (kJ/m ²)
	1.77					AE4	
	1.62					AE10	
	2.14	480	σ=1138ε ^{0.228} (ε>22%)	0.2	Z3CND17 12 B	AE2	J _{IC} =208 (kJ/m ²)
2.1	AE4						
[29]	1.2-1.27	188	σ=869ε ^{0.256} (0.28%<ε<1.35%) σ=1034ε ^{0.296} (1.35%<ε<5.9%) σ=931ε ^{0.259} (5.9%<ε<9.2%) σ=853ε ^{0.222} (9.2%<ε<18.2%)		A48	AE2	J _{IC} =101 (kJ/m ²) avec CT25 (a/W=0.6)
	1.2-1.24					AE4	
	1.27-1.36					AE10	
[23]	2.05-2.07	453	-	0.23	16MND5 T=100°	AE2	J _{IC} =360 (kJ/m ²)
	1.99-2			0.26		AE4	
	1.82-1.9					AE10	
	1.51-1.74	423	-	-	16MND5 T=300°	AE2	-
	1.6-1.75					AE4	
1.51-1.61	AE10						

Réf.	(R/R ₀) _c	σ _y (MPa)	R _m (MPa)	le (mm)	Matériau	Eprouvette	Divers
[66]	4.26	220	537	-	Z2CND17-12	AE2	-
	4.39					AE4	
	4.14					AE10	
	2.94	168	416	-	Z2CND17-12 (280°C)	AE2	
	2.89					AE4	
	2.64					AE10	
	2.4	278	612	-	Z8CNDNb18-12-2.5	AE2	
	2.64					AE4	
	2.62					AE10	
	1.8	192	456	-	Z8CNDNb18-12-2.5 (280°C)	AE2	
	1.96					AE4	
	1.95					AE10	
[87]	1.26	200	500	0.2	C-Mn n=0.27	AE	J _{IC} =130 (kJ/m ²)
[88]	2.2	612	707	0.125	A710 Cl.3	CT25 (a/W=0.6)	J _{IC} ≅180 (kJ/m ²)
[89]	1.63	525	670	-	18MND5	AE1.2	-
	1.74					AE2.4	
	1.76					AE6	
	1.8					AE0.2	
	1.47	517	670	-	22NiMoCr37	AE2	
	1.48					AE4	
1.59	AE10						

Les paramètres du modèle de Rousselier

Réf.	σ_1/σ_y	D	$f_0(\%)$	σ_y (MPa)	R_m (MPa)	Matériau	le (mm)	Eprouvette	Divers
[29]	1	1.5	0.20	187	502	Acier C-Mn (à 300°C) n=0.27	0.2	CT25 (a/W=0.6) SENT25 (a/W=0.35) AE 2-10	$J_{Ic}= 101 \text{ kJ/m}^2$ $J_{Ic}= 133 \text{ kJ/m}^2$
[55]	0.71	2	0.001	628	702	10 MnMoNi 5 5	0.2	AE2-4-10 CT25 (a/W=0.555) TPB25(a/W=0.066-0.55)	$f_c=0.05$
[42]	566/480 =1.18	2	0.01	480	-	Z3CND17 12 $\sigma=1138\epsilon^{0.228}$ ($\epsilon>22\%$)	0.4-0.5	AE2-4-10 CT25	$\Delta\phi_c=2.44\text{mm}$ $J_{Ic}= 208 \text{ kJ/m}^2$ $dJ/da=250 \text{ MPa}$
[59]	445/427 =1.04	2	0.016	-	-	A508 Cl.3 - A $\sigma=795\epsilon^{0.1}$	0.55	AE2	$\Delta\phi_c=1.62\text{mm}$
	445/405 =1.1	2	0.1	-	-	A508 Cl.3 - B $\sigma=854\epsilon^{0.12}$	0.55	AE2-10	$\Delta\phi_c=1.28\text{mm}$
	440/365 =1.2	2	0.007	-	-	A508 Cl.3 - C $\sigma=820\epsilon^{0.13}$	0.55	AE2	$\Delta\phi_c=1.8\text{mm}$
[73]	0.98	2	0.0933	-	-	A533B Cl.1	0.25	-	-
[76]	350/540 =0.65	-	0.06	540	710	A508 Cl.3 (290°C)	0.55	-	-
[75]	350/540 443/540 516/540 571/540		0.0607			A508 Cl.3 (290°C)	0.55 0.5 0.25 0.125	AE2-4-10	$J_{Ic}\cong 100 \text{ kJ/m}^2$
[87]	190/200	1.5	0.2	200	500	Acier C-Mn (à 300°C) n=0.27	0.2	AE	$J_{Ic}= 130 \text{ kJ/m}^2$
[90]	445/495	2	0.05 ($f_c=5\%$)	495	-	A508 Cl.3 $\sigma=1008\epsilon^{0.14}$	0.42	CT25 (a/W=0.56)	-
[91]	445/628	2	0.001	628	702	10 MnMoNi 5 5	0.4	CT	$J_{Ic}= 125 \text{ kJ/m}^2$

Réf.	σ_1/σ_y	D	$f_0(\%)$	σ_y (MPa)	R_m (MPa)	Matériau	le (mm)	Eprouvette	Divers
[92]	240/190	1.5	0.23	190	500	Acier CMn	0.5	-	-
[93]	0.98	2	0.0607	434	-	A508 Cl.3	-	-	-
[56]	457.4/421 ($\beta_c=3.5$)	1.6	0.016	421	-	A508 Cl.3 $\sigma=759\epsilon^{0.1}$	0.5	-	-
[57]	0.98	2	0.0607	434	-	A508 Cl.3 $\sigma=938\epsilon^{0.0958}$	0.5	-	-
[58]	0.9	1.3	0.018	471	-	A533B Cl.1	0.5	-	-

Les paramètres du modèle de Gurson

Réf.	q	f ₀	f _c	f _F	δ	f _N	ε _N	S _N	le (mm)	Matériau	σ _y (MPa)	R _m (MPa)	Eprouvette	
[72]	1.5	0.077	0.12	0.2	6.8	-	-	-	0.2	GGG 40	230	433	CT25 AE4	
[71]	1.5	0.00033	0.026	0.15	5.17	0.006	0.3	0.1	0.033	-	370	-		
[69]	1.43	0.114	0.13	0.272	4	-	-	-	-	GGG 40	366	-	AE4	
	1.1	0.114	0.2	0.35	4.73	-	-	-	-		-	-	-	Elements
	1.1	0.114	0.3	0.44	4.35	-	-	-	-		-	-	-	micro-unitaires
	1.2	0.114	0.19	0.235	14.3	-	-	-	-		-	-	-	
	1.2	0.114	0.175	0.235	10.97	-	-	-	-		-	-	-	
[94]	-	0.001	0.003	-	-	0.01	-	0.01	-	Alliage AlMgSi	260	-	-	
[67]	1.47	0.00016	0.0005	-	2.8	-	-	-	0.8	A508 C13 A	471	593	AE2	
	-	0.0001	0.0003	-	4.3	-	-	-	-	A508 C13 B	470	608	AE2	
[39]	1.5	0.002	0.004	-	2	-	-	-	0.2	Acier au C-Mn (à 300°C)	-	-	SENT25 (a/W=0.35) CT22.5 (a/W=0.30)	
					3				0.5					
[95]	1.5	0.0015	0.035	0.15	5.49	0.00085	0.3	0.1	0.1	E690	779	840	AE2 SENB (B=25)	
[38]	1.47	0.002	0.028	-	-	-	-	-	-	Cuivre	312	325	AE1 2 4 8	
[96]	1.5	-	0.15	0.25	5.17	0.04	0.3	0.1	-	-	-	-	-	
[70]	1.15	0.002	0.033	0.15	-	0.004	0.3	0.1	-	22NiMoCr37	-	-	-	
[97]	1.5	0	0.04	0.195	-	0.008	0.3	0.1	-	-	366	-	-	

Tableaux récapitulatifs des paramètres liés aux modèles de Rice-Tracey, Rousselier et Gurson-Tvergaard-Needleman

Réf.	q	f ₀	f _c	f _F	δ	f _N	ε _N	S _N	le (mm)	Matériau	σ _y (MPa)	R _m (MPa)	Eprouvette
[98]	1.5	0.8	0.15	0.28	4	0	0	0	-	Composite Al-Al ₃ Ti	54.7	80	-
	1.5	0	0.02	0.34	2	0.04	0.5	0.2					
	1.5	0	0.2	0.32	4	0.4	0.05	0.02					
	1.5	0	0.15	0.28	4	0.08	0.02	0.025					
[99]	1.5	0.001	0.02	1.1416 7		0.04	0.3	0.1	0.1	20MnMoNi5 5			
[100]	1.5	0.00057	0.03	1.3		0.004	0.3	0.1			612	707	AE0.25 à 4 CT25 (a/W=0.6)
[101]	1.5	0.0025	0.021		3.4	0.02	0.3	0.1	0.2	Acier E460			
[66]	1.5	5.3 10 ⁻⁵				1.15 10 ⁻³	0.535	0.1					
	1.5	5.3 10 ⁻⁵				1.19 10 ⁻³	0.109	0.047					
	1.5	1.59 10 ⁻³				9.79 10 ⁻³	1.08	0.141					
	1.5	1.59 10 ⁻³				9.79 10 ⁻³	0.5	0.143					
[102]	1.25	0.005	-	0.2	-	0.001	0.04	0.01	0.2	A533B σ=500ε ^{0.1}	-	-	-
[92]	1.5	0.0023	0.004		3	-	-	-	0.5	Acier CMn (300°C)	190	500	AE2, 4 et 10
[103]	1.5	0	0.06	0.212	4	0.002	0.3	0.1	0.1	MB	440	600	SENB
	1.5	0	0.04	0.197	4	0.002	0.3	0.1	0.1	ZAT	620	750	
	1.5	0	0.03	0.189	4	0.002	0.3	0.1	0.1	Revêtement austénitique	320	580	
[104]	1.25	0.00033	0.026	0.15	6.24	0.006	0.3	0.1	0.033	CMn	360	-	-

L'ensemble des références se rapporte au paragraphe I.5. du chapitre I.

