Modélisation de l'essai charpy par l'approche locale de la rupture : application au cas de l'acier 16MND5 dans le domaine de transition

Benoit Tanguy

▶ **To cite this version:**

Benoit Tanguy. Modélisation de l'essai charpy par l'approche locale de la rupture : application au cas de l'acier 16MND5 dans le domaine de transition. Mécanique [physics.med-ph]. École Nationale Supérieure des Mines de Paris, 2001. Français. NNT : . tel-00005651

HAL Id: tel-00005651

https://pastel.hal.science/tel-00005651

Submitted on 5 Apr 2004

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

ECOLE DES MINES
DE PARIS
Collège doctoral

N° attribué par la bibliothèque
|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|

THESE

pour obtenir le grade de
Docteur de l'Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris
Spécialité "Sciences et Génie des Matériaux"

présentée et soutenue publiquement par

Benoît TANGUY

le 10 Juillet 2001

MODELISATION DE L'ESSAI CHARPY PAR L'APPROCHE LOCALE DE LA RUPTURE.
APPLICATION AU CAS DE L'ACIER 16MND5 DANS LE DOMAINE DE TRANSITION.

Directeurs de thèse : André PINEAU, Roland PIQUES

Jury

M. Claude PRIOUL, Ecole Centrale Paris	Président, Rapporteur
M. Gilles ROUSSELIER, EDF	Rapporteur
M. Yves GRANDJEAN, EDF	Examinateur
M. Claude SAINTE CATHERINE, CEA	Examinateur
M. Winfried SCHMITT, Fraunhofer Institute IWM, Freiburg	Examinateur
M. Matthieu SCHULER, BCCN	Examinateur
M. Thierry THOMAS, CTA	Examinateur
M. André PINEAU, Ecole des Mines de Paris	Examinateur
M. Roland PIQUES, Ecole des Mines de Paris	Examinateur

Centre des Matériaux P.M. Fourt de l'Ecole des Mines de Paris, B.P. 87, 91003 Evry Cedex

Avant-propos

Il est toujours difficile de terminer une étape, partagé entre la joie d'apercevoir le point d'arrivée, prometteur de nouveaux horizons, de nouvelles expériences et le regret de laisser derrière soi, un parcours souvent éprouvant autant physiquement que moralement mais tellement riche de sensations. Le parcours initiatique du thésard est en celà similaire à celui du randonneur, où au détour de sentiers parfois escarpés, une découverte, que ce soit une hellébore ou un moufion suffit toujours à effacer les moments de découragement.

Je reste persuadé que, tout comme pour la randonnée, le succès d'un travail de thèse requiert plusieurs conditions. Bien entendu, la réussite d'un tel projet doit beaucoup à l'environnement dans lequel on évolue. Ce travail s'est déroulé au Centre des Matériaux de l'école des Mines de Paris, je remercie son directeur Monsieur Trottier de m'y avoir accueilli et je tiens à souligner les conditions de travail exceptionnelles que l'on peut trouver dans ce laboratoire.

La beauté d'un parcours et l'enrichissement personnel que l'on en tire sont également dûs aux rencontres que l'on peut y faire. Tout d'abord je voudrais remercier les deux personnes, qui, en me décrivant la beauté des sommets à gravir, ont su m'entrainer sur les chemins de la mécanique de la rupture et de l'approche locale et qui, par leur soutien constant m'ont permis d'arriver à bon port. L'encadrement d'André Pineau et de Roland Piques, leurs qualités tant scientifiques qu'humaines, ont été pour moi un soutien inestimable. Je tiens à les remercier particulièrement pour leur disponibilité, pour leurs conseils avisés et de m'avoir permis, par leur confiance, d'ouvrir la marche au cours de cette étude.

Je voudrais particulièrement remercier Jacques Besson, qui, même s'il préfère les xiphias gladius aux gipaètes barbus, s'est interressé à cette étude et de m'a permis, par sa dextérité à mettre en place les outils numériques adéquats, de passer des cols que je pensais infranchissables. Merci également à Lucien Laiarinandrasana, avec qui j'ai partagé des échanges fructueux, qu'ils soient scientifiques ou "vollay– ballistiques".

J'ai eu la chance au cours de cette étude de bénéficier de l'appui technique d'autres laboratoires, et d'y cottoyer des personnes dont l'expérience m'a beaucoup apportée. Je tiens à remercier Pascal Robinot de l'AMI à EDF Chinon, Jacques Clisson et l'équipe du MCS au CTA à Arceuil, ainsi que Bernard Marini du SRMA au CEA Saclay.

Pour en juger la valeur, il est très important de partager et de confronter ses travaux, à celles de personnes qui ont gravis d'autres sommets, souvent beaucoup plus hauts et

lointains. Je voudrais exprimer ma gratitude à Gilles Rousselier et Claude Prioul d'avoir accepté de rapporter avec rigueur et précision sur ce travail dans un délai relativement court, C. Prioul m'a également fait l'honneur de présider le jury.
Je remercie vivement Winfried Schmitt d'avoir accepté de participer à mon jury de thèse et de s'être déplacer spécialement à Paris à cette occasion.
Je remercie également tout les autres membres du jury : Yves Grandjean, Claude Sainte–Catherine, Matthieu Schuler, Thierry Thomas, Roland Piques et André Pineau.

On imagine mal le succès d'une telle expédition sans sponsors. Je remercie à ce titre le Bureau de Contrôle des Chaudières Nucléaires (DSIN) et EDF/GDL/AMI et leur représentant respectifs Matthieu Schuler et Yves Grandjean.

Si une thèse est un projet personnel, c'est aussi un travail d'équipe. Je tiens à associer à ces remerciements tout le personnel technique et administratif du Centre des Matériaux et particulièrement Gérard Brabant et René Locicero pour m'avoir appris, toujours dans la bonne humeur, la manipulation des machines servohydrauliques.

Je voudrais également remercier toutes les personnes que j'ai croisé sur les sentiers du Centre des Matériaux ou d'ailleurs. Je pense à Rodolphe et à Luc qui ont partagé le même bivouac pendant ces années, à Jean-Marc et à Sébastien et aux nombreux thésards et amis avec lesquels j'ai partagé le café au bocal, certains ont trouvé la voie, d'autres arpentent toujours les sentiers de la recherche.

J'aimerais enfin avoir une pensée particulière pour mes parents et pour Estelle qui m'ont toujours donné le choix et m'ont supporté dans mes décisions.

It is necessary to establish the correlation which exists between the results of the tests and the manner in which the tested metals behave in practical use.

Georges CHARPY,
Chairman of Comittee 26 of IATM
report IV1, 1912 meeting in New York.

What is good enough for the job cannot be established by divine inspiration but only by patient experimental research.

Stanley T. ROLFE

Tableau des notations

Notation [unité]	Signification
A	allongement à rupture
A_g	allongement généralisé
A_p	longueur du palier de Lüders
$\underset{\sim}{\mathbf{C}}$	tenseur d'élasticité
$C_b[m/N]$	complaisance d'un barreau
$C_m[m/N]$	complaisance (banc de flexion + lignes d'amarrage)
$C_t[m/N]$	complaisance totale
D_L	variable d'endommagement (modèle de Lemaître)
$D,\ \sigma_1[MPa]$	paramètres du modèle de Rousselier (RS)
$D_R,\ q_R$	paramètres du modèle de Rousselier étendu (RM)
$E[MPa]$	Module de Young
$E_I[J]$	énergie initiale du mouton
$E_T[J]$	énergie absorbée lors d'un essai Charpy
$E_c[J]$	énergie absorbée pour la rupture par clivage
$E_f[J]$	énergie absorbée pour la rupture ductile
$E_{gc}(\Sigma)[kg.m.s^{-2}]$	énergie cinétique du système Σ dans un repère galiléen
$E_i[J]$	énergie absorbée pour l'amorçage de la déchirure ductile lors d'un essai Charpy
$E_p[J]$	énergie absorbée pour la propagation de la déchirure ductile lors d'un essai Charpy
$E_p(\Sigma)$	énergie potentielle du système Σ
$E_s[J]$	énergie absorbée pour la formation des lèvres de cisaillement
$\underset{\sim}{\boldsymbol{E}}$	tenseur des déformations macroscopiques
$\underset{\sim}{\boldsymbol{E}}_e$	partie élastique de la déformation macroscopique
$\underset{\sim}{\boldsymbol{E}}_p$	partie plastique de la déformation macroscopique
$G_{crit}[J/m^2]$	taux de libération d'énergie élastique
HV_{20}	dureté Vickers à 20 grammes
$\mathcal{I}(O,\Sigma)$	opérateur linéaire d'inertie en O de Σ
I_O	moment d'inertie de Σ en O / à z
I_1	premier invariant du tenseur des contraintes

$J[J]$	intégrale J, résistance à la rupture ductile
$J_{Ic}[J]$	valeur de J pour $\Delta a = 0.2$ mm
J_2	deuxième invariant du tenseur des contraintes
$KCV\ (KV),\ KV_s[daJ/cm^2]$	résilience, résilience en statique
$K_{Ic},\ K_{Id}[MPa\sqrt{m}]$	ténacité statique, dynamique
$K_{JIc}[MPa\sqrt{m}]$	facteur d'intensité de contrainte en plasticité étendue
$K_{min}[MPa\sqrt{m}$	ténacité seuil
K_σ	coefficient élastique de concentration de contrainte
$K_{\sigma(p)}$	facteur plastique de concentration de contrainte
$K_1,\ K_2[MPa.s^{-1/N}]$	paramètres loi visqueuse
L	facteur de confinement
$M[N.m]$	moment
$M^u[N.m]$	moment par unité d'épaisseur
$\vec{\mathcal{M}}(O, \mathcal{F}_{\bar{\Sigma}\to\Sigma})$	moment en 0 des efforts extérieurs s'exerçant sur Σ
$N_1,\ N_2$	paramètres loi visqueuse
P_r	probabilité de rupture
$P,\ P_{GY},\ P_m,\ P_r,\ P_a[N]$	charge, charge limite, charge maximale, charge à rupture, charge à l'arrêt du clivage
$Q_1,\ Q_2[MPa]$	paramètres d'écrouissage
$R[MPa]$	limite d'écoulement du matériau non endommagé
$R_e,\ R_{eH},\ R_{eL}[MPa]$	limite d'élasticité, limite haute, limite basse
$R_m[MPa]$	résistance à la traction
$R_{p0.2}[MPa]$	limite d'élasticité à 0.2% de déformation
R_Σ^O	rayon de giration de Σ par rapport à O
$(R/R_0)_c$	taux de croissance des cavités critique
$\underset{\sim}{\boldsymbol{S}}$	tenseur déviateur des contraintes macroscopiques
$T[^\circ\mathrm{C}]$	température
$T_0[s]$	période d'un pendule pesant
$T_0[^\circ\mathrm{C}]$	température pour laquelle $\bar{K}_{Ic} = 100MPa\sqrt{m}$
$TK_7[^\circ\mathrm{C}]$	température pour laquelle $KCV = 7daJ/cm^2$
$\dot{U}[ms^{-1}]$	vitesse du vérin
$V_0[ms^{-1}]$	vitesse du marteau au moment de l'impact
$b_1,\ b_2$	paramètres d'écrouissage
$\dot{\underset{\sim}{\mathbf{e}}}_p$	déviateur de $\dot{\underset{\sim}{\boldsymbol{E}}}_p$
f	porosité
f	coefficient de frottement
f_F	fraction volumique finale (modèle GTN)
f_N	fraction volumique de cavités formées à partir des carbures
f_0	fraction volumique initiale de cavités
$f^\star$	porosité effective (modèle GTN)
f_c	porosité critique (modèle GTN)
$k[MPa]$	limite d'écoulement en cisaillement
$m^\Sigma[kg]$	masse du système Σ
$m,\ \sigma_u,\ V_0[\ ],\ [MPa],\ [mm^3]$	paramètres du modèle de Beremin

n	coefficient d'écrouissage
ω	volume cavités
p	déformation plastique effective
s_N	écart type
$\underset{\sim}{s}$	tenseur déviateur des contraintes microscopiques
$\Delta\Phi,\ \Delta\Phi^{(c)}[mm]$	variation diamétrale, variation diamétrale à la coalescence macroscopique
$\Delta\Phi_{LTC}[mm]$	variation diamétrale mesurée à 45° / aux directions métallurgiques L et TC
$\vec{\Omega}$	vecteur rotation instantanné
Ω	volume (matrice + cavités)
Φ	potentiel plastique
$\underset{\sim}{\Sigma}$ [**MPa**]	tenseur des contraintes macroscopiques
$\underset{\sim}{\tilde{\Sigma}}$[**MPa**]	tenseur des contraintes macroscopiques effectives
$\Sigma_{eq}[MPa]$	contrainte macroscopique équivalente au sens de von Mises
$\Sigma_m[MPa]$	contrainte macroscopique moyenne
Σ_s	réduction d'aire à la rupture
$\delta[mm]$	déflexion
δ	pente d'accélération de la croissance de la porosité (modèle GTN)
$\vec{\delta_g}(O,\Sigma)$	moment dynamique en 0 de Σ dans un référentiel galiléen
ε_N	déformation moyenne pour laquelle 50% des carbures sont rompus
ε_{nom}	déformation nominale
$\bar{\varepsilon}_p$	déformation plastique équivalente
$\underset{\sim}{\varepsilon}_e$	tenseur des déformations élastiques
$\underset{\sim}{\varepsilon}_p$	tenseur des déformations plastiques
$\underset{\sim}{\dot{\varepsilon}}_p$	tenseur des vitesses de déformation plastiques
$\bar{\epsilon}_r$	déformation moyenne à rupture
$\gamma_s[J/m^2]$	énergie de surface
$\gamma_p[J/m^2]$	travail plastique associé à la rupture
ν	coefficient de Poisson
ρ	densité relative du matériau par rapport à un matériau idéal dense
$\sigma_a[MPa]$	contrainte athermique
$\sigma_c^d[MPa]$	contrainte critique de décohésion
$\sigma_c^{th}[MPa]$	contrainte théorique de clivage
$\sigma_c[MPa]$	contrainte de clivage
$\underset{\sim}{\sigma}^\star$	tenseur des contraintes avec une pression moyennée par élément
$\underset{\sim}{\tilde{\sigma}}$	tenseur des contraintes moyennées dans l'élément
$\sigma_{eq}[MPa]$	contrainte équivalente au sens de von Mises
$\sigma_\star[MPa]$	contrainte scalaire effective

$\sigma^G[MPa]$	contrainte de Griffith dans un milieu élastique
$\sigma_c^G[MPa]$	contrainte de Griffith dans un milieu plastique
$\sigma_i[MPa]$	contrainte interne de frottement de réseau en mode I
$\sigma_I[MPa]$	plus grande contrainte principale
$\sigma_N,\ \sigma_{nom}[MPa]$	contrainte nominale
$\sigma_0[MPa]$	limite d'écoulement pour un matériau rigide parfait
$\bar{\sigma}_r[MPa]$	contrainte moyenne à rupture
$\sigma_W[MPa]$	contrainte de Weibull
$\sigma_Y[MPa]$	limite d'écoulement
$\sigma_{Y0}[MPa]$	limite de premier écoulement
$\sigma_{yy},\ \sigma_{11}[MPa]$	contrainte d'ouverture
$\tau_i[MPa]$	contrainte interne de frottement de réseau en mode II
$\dot{\theta}_0$	vitesse de nutation
ζ	taux de triaxialité $(\frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}})$
	Analyse inclusionnaire
A_A	teneur surfacique d'un constituant X
$C(X,h)$	covariance
F	fraction des carbures intervenant dans la rupture
G	grossissement
$N_a[mm^{-2}]$	nombre de carbures par unité d'aire
$N_a^i[mm^{-2}]$	nombre d'inclusions par unité d'aire pour la face i
N_{ce}	nombre de champs élémentaires
N_T	nombre de particules
$N_v[mm^{-3}]$	nombre d'inclusions par unité de volume
$S_{ce}[mm^2]$	surface des champs élémentaires
$S_{cg}[mm^2]$	surface du champs global
$T_{ce}[mm^2]$	dimensions des champs élémentaires
$T_{cg}[mm^2]$	dimensions du champs global
V_v	fraction volumique d'un constituant X
a_1	portée géostatistique d'ordre 1
a_2	portée géostatistique d'ordre 2
$\bar{a}[\mu m^2]$	aire moyenne d'une particule
f_v	fraction volumique d'inclusions de MnS
ε	erreur relative
$\bar{\omega}^i$	facteur de forme d'une particule pour la face i
	Grandeurs géométriques
$B[mm]$	épaisseur
$B_f[mm]$	longueur du front de fissure
$R[mm]$	rayon d'une cavité
$R_0[mm]$	rayon initial d'une cavité
$X_p[mm]$	taille zone plastique
$L_0[mm]$	longueur utile de l'éprouvette de traction
$L_b[mm]$	base de mesure de l'éprouvette de traction
$a,\ a^0,\ a^f[mm]$	longueur de fissure, longueur de fissure initiale, finale
$b_0[mm]$	distance entre atomes

$\bar{d}[mm]$	taille de grain moyenne
$l_c[mm]$	longueur caractéristique
$l_p[mm]$	distance d'un point fixe au centre de percussion
$r[mm]$	rayon d'entaille
$r_0,\ \bar{r}[mm]$	rayon d'un carbure, rayon moyen des carbures
$y_1[mm]$	ordonnée d'un site d'amorçage du clivage par rapport au fond d'entaille
$y_2[mm]$	ordonnée d'un site d'amorçage du clivage par rapport à la frontière ductile–fragile
$w[mm]$	hauteur
$x[mm]$	distance fond d'entaille
$x_D[mm]$	distance caractéristique de propagation de la chaleur
$\Delta a[mm]$	avancée ductile
$\Delta a_{max},\ \Delta a_{moy},\ \Delta a_{mid}[mm]$	avancée ductile maximale, moyenne, au centre de l'éprouvette
$\beta[^\circ]$	demi–angle d'ouverture de l'entaille
$\chi_c[mm]$	CTOD critique
	Propriétés physiques
$C[Jkg^{-1}K^{-1}]$	capacité thermique massique
$D[m^2s^{-1}]$	diffusivité thermique
$c_p[J/g/K]$	capacité calorifique
$\lambda[Wm^{-1}K^{-1}]$	conductibilité thermique
$\rho[kgm^{-3}]$	masse volumique
	Abréviations
(L,T,TC)	repère associé à la cuve: *Longitudinal, Transverse et Travers Court*

Table des matières

I Introduction **13**

II Etude bibliographique **17**

II.1 Bref historique... 19
II.2 L'essai Charpy dans le programme de surveillance 24
II.3 Corrélations empiriques résilience–ténacité 26
II.3.1 Corrélations de Barsom et Rolfe 26
II.3.2 Corrélation de l'IRSID 27
II.3.3 Corrélation de Wallin 27
II.4 Expressions analytiques donnant l'état de contrainte en avant d'une entaille 29
II.4.1 Comportement élastique 29
II.4.2 Comportement plastique 29
II.5 Mécanismes de la rupture ductile 32
II.5.1 La germination 32
II.5.2 La croissance 33
II.5.3 La coalescence 34
II.6 Modèles décrivant l'endommagement ductile 35
II.6.1 Modèles non-couplés 35
II.6.2 Modèles couplés 36
II.6.3 En résumé 45
II.7 Mécanismes du clivage intragranulaire 47
II.7.1 Déclenchement du clivage 47
II.7.2 Entité microstructurale contrôlant le clivage 48
II.8 Modèles décrivant le clivage intragranulaire 49
II.8.1 Défaut de type Griffith 49
II.8.2 Modèle de Stroh 50
II.8.3 Modèle de Smith 51
II.8.4 Modèle RKR 52
II.8.5 Modèles statistiques 53
II.8.6 En résumé 59
II.9 Description de la transition ductile–fragile 60
II.9.1 Mécanismes 60
II.9.2 Modèles 61
II.10 En résumé 63
Bibliographie 66

III Matériau de l'étude **77**
III.1 Présentation du matériau . . . 79
III.1.1 Origine . . . 79
III.1.2 Composition chimique . . . 79
III.1.3 Traitements thermiques . . . 80
III.1.4 Microstructure . . . 81
III.1.5 Caractéristiques mécaniques de base . . . 83
III.2 Etude des inclusions . . . 86
III.2.1 Nature des inclusions . . . 86
III.2.2 Analyse inclusionnaire . . . 88
III.3 Conclusion . . . 97
Bibliographie . . . 97

IV Etude expérimentale de l'essai Charpy **99**
IV.1 Principe de l'essai de flexion par choc *Charpy* . . . 101
IV.1.1 Essai classique . . . 101
IV.1.2 Essai instrumenté . . . 103
IV.1.3 Principe des essais interrompus . . . 111
IV.2 Résultats expérimentaux . . . 111
IV.2.1 Procédure expérimentale . . . 111
IV.2.2 Analyse des essais . . . 112
IV.3 Effet de la vitesse de sollicitation . . . 115
IV.3.1 Dispositif expérimental . . . 115
IV.3.2 Résultats expérimentaux . . . 115
IV.4 Etude de l'élévation locale de température en fond d'entaille . . . 124
IV.4.1 Procédure expérimentale . . . 124
IV.4.2 Résultats . . . 126
IV.5 Etude expérimentale de la déformation plastique en fond d'entaille . . . 130
IV.5.1 Méthode proposée . . . 130
IV.5.2 Résultats . . . 130
IV.6 Application des relations empiriques résilience–ténacité . . . 135
IV.7 Discussion et Conclusions . . . 137
Bibliographie . . . 139

V Comportement-Rupture **141**
V.1 Comportement . . . 143
V.1.1 Comportement en traction quasi–statique . . . 143
V.1.2 Comportement en compression quasi–statique . . . 145
V.1.3 Comportement à vitesses rapides . . . 146
V.1.4 Analyse des résultats . . . 146
V.2 Comportement à rupture . . . 151
V.2.1 Procédure expérimentale . . . 151
V.2.2 Définitions . . . 152
V.2.3 Résultats des essais menés à rupture . . . 153
V.2.4 Résultats des essais en contrôle de déformation . . . 154
V.3 Conclusions . . . 164

Bibliographie 164

VI Etude des mécanismes de rupture 167
VI.1 Etude de la déchirure ductile sur éprouvette de résilience 169
VI.1.1 Procédure expérimentale 169
VI.1.2 Résultats 170
VI.2 Déclenchement du clivage 180
VI.2.1 Entité microstructurale contrôlant le clivage à basses températures . 180
VI.2.2 Nature des sites déclenchant le clivage dans la transition ductile–fragile 187
VI.2.3 Discussion 204
VI.3 Conclusions 212
Bibliographie 214

VII Modèles de comportement et d'endommagement 217
VII.1 Modélisation du comportement 219
VII.1.1 Comportement élastoplastique 219
VII.1.2 Comportement élastoviscoplastique 230
VII.2 Modélisation de l'endommagement ductile 236
VII.2.1 Formalisme 236
VII.2.2 Etude paramétrique 236
VII.2.3 Démarche de l'identification 243
VII.2.4 Résultats 244
VII.2.5 Effet de la vitesse de sollicitation 245
VII.2.6 Conclusions 250
VII.3 Modélisation du clivage 253
VII.3.1 Rappel du modèle de Beremin 253
VII.3.2 Identification des paramètres du modèle de Beremin 254
VII.4 En résumé 274
Bibliographie 276

VIII Modélisation de l'essai Charpy 281
VIII.1 Précisions préliminaires 283
VIII.1.1 Conditions limites 283
VIII.1.2 Maillages utilisés 283
VIII.1.3 Définition de l'avancée de déchirure ductile 284
VIII.1.4 Echauffement adiabatique 285
VIII.2 Validité des champs de contraintes analytiques 288
VIII.3 Etude de l'essai Charpy par la simulation numérique 291
VIII.3.1 Compromis taille de maille–description des champs locaux 291
VIII.3.2 Effets inertiels 296
VIII.3.3 Analyse bi–ou tridimensionnelle 297
VIII.3.4 Amorçage et propagation de la déchirure ductile 307
VIII.3.5 Effet de la température 313
VIII.3.6 Sollicitation quasi–statique versus dynamique : Analyse des champs locaux 325
VIII.3.7 Prise en compte de la germination 337

VIII.4 Validation expérimentale de la simulation de la déchirure ductile et confrontation des modèles . . . 345
VIII.5 Application des modèles de rupture à la prévision de la courbe de résilience . 351
VIII.5.1 Méthodologie . . . 351
VIII.5.2 Définition de la contrainte effective dans le modèle de Beremin . . . 351
VIII.5.3 Résultats . . . 352
VIII.5.4 Discussion . . . 358
VIII.6 Premiers pas vers un passage résilience–ténacité . . . 369
VIII.6.1 Modélisation de l'essai de ténacité . . . 369
VIII.6.2 Résultats . . . 369
VIII.6.3 Discussion . . . 370
VIII.7 Conclusions . . . 373
Bibliographie . . . 375

IX Conclusions et Perspectives 381

A-I Méthodes expérimentales de l'essai de résilience et résultats d'essais 389
A-I.1 Essais de Résilience . . . 389
A-I.1.1 Définitions préliminaires . . . 389
A-I.1.2 Prélèvement des éprouvettes . . . 390
A-I.1.3 Détermination de la complaisance du montage de flexion 3 points . . 390
A-I.1.4 Reproductibilité . . . 392
A-I.1.5 Essais Charpy dynamiques . . . 404
A-I.1.6 Essais interrompus . . . 408
A-I.1.7 Essais de flexion 3 points à vitesses lente et intermédiaire . . . 409
A-I.2 Mesure de l'avancée ductile . . . 411
A-I.3 Position et Nature des sites d'amorçage du clivage . . . 416
A-I.4 Mesure de l'élévation locale de température en fond d'entaille . . . 419
A-I.5 Détermination expérimentale de la déformation plastique en fonction de la taille de grains . . . 422
A-I.5.1 Mesure de la taille des grains . . . 422
A-I.5.2 Résultats . . . 423
Bibliographie . . . 427

A-II Etude expérimentale de l'acier 16MND5 429
A-II.1 Essais de traction . . . 429
A-II.1.1 Procédure expérimentale . . . 429
A-II.1.2 Dépouillement des essais et résultats . . . 430
A-II.1.3 Analyse de Bridgman sur les essais de traction interrompus . . . 431
A-II.2 Essais de compression . . . 435
A-II.2.1 Essais statiques . . . 435
A-II.2.2 Essais dynamiques . . . 435
A-II.3 Essais sur éprouvettes axisymétriques entaillées . . . 439
A-II.3.1 Essais à rupture . . . 439
A-II.3.2 Essais en contrôle de déformation . . . 447
A-II.4 Essais sur éprouvettes fissurées . . . 451

A-II.4.1 Procédure expérimentale 451
A-II.4.2 Dépouillement des essais 451
A-II.4.3 Résultats des essais sur éprouvettes CT 453
Bibliographie 460

A-III Description de la germination 461
A-III.1 Prise en compte de la germination dans les modèles d'endommagement couplés 461
A-III.2 Etude expérimentale 463
A-III.3 Modélisation 475
A-III.4 Discussion et conclusion 477
Bibliographie 481

A-IV Extension du modèle de Rousselier 483

Chapitre -I-

Introduction

32°C !
32°C dans la direction longitudinale et 56°C dans la direction tranverse pour une énergie d'impact de 20 Joules[1]. Quatre vingt quatre ans après, une partie du mystère entourant le naufrage du R.M.S. *Titanic* la nuit du 14 au 15 avril 1912 et entrainant le décès de plus de 1500 personnes, a été élucidée par l'utilisation de l'essai Charpy. La fragilité des plaques constituant la structure du navire naviguant dans une eau à -2°C a été mise en évidence par les métallurgistes de l'université du Missouri–Rolla, donnant ainsi une explication complémentaire à la théorie mettant en cause les rivets assemblant la structure, pour comprendre la rapidité du naufrage de ce navire réputé insubmersible. L'acier utilisé pour la construction du *Titanic* ne peut cependant pas être remis en cause, il correspondait aux meilleurs standards d'aciers de l'époque. Aucun test pour vérifier la fragilité des aciers n'était utilisé dans la construction navale au début du vingtième siècle, les premiers travaux présentés par G. Charpy[2] datant de 1901[3].

Au delà de cet exemple célèbre, l'essai Charpy est largement répandu à travers le monde comme essai de recette pour caractériser la fragilité des métaux. Cet essai s'est naturellement imposé dans le programme de surveillance des centrales nucléaires française pour surveiller l'évolution de la température de transition des aciers de cuve soumis à l'irradiation. Malgré les avantages qui le caractérisent : rapidité, faible coût, données expérimentales simples, l'essai Charpy ne permet pas de remonter à une grandeur caractéristique de la résistance à la propagation d'un défaut, tel que la ténacité, et qui est nécessaire pour valider la fiabilité d'une structure. Des corrélations empiriques ont été proposées mais leur domaine d'application limité, ne permet pas de s'en satisfaire. L'enjeu du passage résilience–ténacité au niveau industriel est donc très clair. Il s'agit d'établir une corrélation entre les deux grandeurs, KCV et K_{Ic} , à partir de critères de rupture.

[1] "The Royal Mail Ship *Titanic* : Did a metallurgical failure cause a night to remember?" K. Felkins, H.P. Leighly and A. Jankovic. JOM 50(1) 1998 p 12–18.

[2] G. Charpy fut nommé Professeur à l'Ecole des Mines de Paris en 1920 où il occupa la chaire de Métallurgie générale et de Sidérurgie.

[3] "Note sur l'essai des métaux à la flexion par choc de barreaux entaillés" G. Charpy. Mémoires et comptes rendu de la société des ingénieurs civils de France, June 1901 p 848–877.

Le développement, récent, de l'approche locale de la rupture a permis d'envisager l'obtention d'une correspondance fondée sur une démarche plus physique entre la résilience et la ténacité. Cette approche s'appuie sur la combinaison de la connaissance des champs mécaniques locaux dans une structure et sur des critères de rupture permettant de décrire les mécanismes en jeu.

On peut s'interroger sur le fait qu'un essai centenaire, comme l'essai Charpy, ne soit pas encore parfaitement décrit et modélisé. En fait, cet essai "simple" est mécaniquement très complexe à décrire. Il est caractérisé par des conditions limites complexes, une géométrie qui ne permet pas de conserver le confinement de la plasticité, des gradients importants, des vitesses de déformations élevées et des échauffements locaux pouvant être significatifs qui sont autant d'aspects redoutables à modéliser et à simuler. Grâce au progrès des moyens de calcul, des études consacrées à la modélisation de l'essai Charpy ont cependant été réalisées récemment. Les premières sont principalement des études paramétriques permettant de comprendre l'effet des propriétés du matériau sur la résilience et la température de transition ductile–fragile (voir Chapitre II). Plus récemment, des études ont été entreprises pour modéliser l'essai Charpy et réaliser le passage résilience–ténacité dans le cadre de l'approche locale. Ces études s'appuient sur un souci permanent de confrontation avec l'expérience. Les premiers travaux ont été consacrés au plateau bas de la courbe de résilience de l'acier de cuve. L'étape suivante est donc la transition ductile–fragile. Les mécanismes impliqués dans ce domaine de température restent encore peu connus.

Cette étude s'inscrit dans la continuité de cette démarche et est consacrée à l'étude expérimentale et à la modélisation de l'essai Charpy dans le domaine de la transition ductile–fragile pour un acier de cuve 16MND5. Le travail est présenté en plusieurs parties :

- La première partie de l'étude est consacrée à une revue bibliographique (Chapitre II). Après avoir présenté l'essai Charpy à travers son histoire, les principales corrélations empiriques résilience–ténacité et leur domaine de validité sont exposés. La transition ductile–fragile est caractérisée par un développement de l'endommagement ductile avant le déclenchement du clivage. Ces deux mécanismes et les modèles qui ont été développés, dans le cadre de l'approche locale de la rupture, pour les décrire sont détaillés. Enfin, on résume les études consacrées à la transition ductile–fragile sur des éprouvettes fissurées.

- Ce travail a été réalisé à partir d'un acier de cuve 16MND5 issu d'un pied de virole. Le matériau et son analyse inclusionnaire sont présentés au chapitre III.

- Le chapitre IV est consacré à l'étude expérimentale de l'essai Charpy. Après avoir présenté l'essai Charpy instrumenté, on s'intéresse particulièrement à plusieurs questions qui sont toujours posées dans la littérature :

  - L'effet de la vitesse de sollicitation est étudié à partir de courbes de résilience établies à 3 vitesses de sollicitation. L'évolution de la déchirure ductile en fonction de la vitesse est également présentée.
  - Une étude quantitative des échauffements en fond d'entaille est réalisée à partir de l'instrumentation de l'éprouvette à l'aide de micro–thermocouples. Cette étude est réalisée à partir d'essais Charpy interrompus.

– Une technique de recristallisation est mise en oeuvre pour révéler le niveau de déformation plastique en fond d'entaille.

Enfin, on applique les corrélations empiriques résilience–ténacité pour l'acier de cette étude et une comparaison aux données expérimentales de ténacité est effectuée.

- L'ensemble des essais mécaniques effectués pour caractériser le comportement et la rupture de l'acier 16MND5 est rapporté au chapitre V. Le comportement est étudié à partir d'essais de traction quasi–statique sur une plage de température comprise entre $-150°C$ et $300°$. La réalisation d'essais interrompus au–delà de la striction permet de décrire l'écrouissage pour des fortes déformations plastiques. La sensibilité de la contrainte d'écoulement aux fortes vitesses de déformation plastique est mesurée à l'aide d'essais de compression dynamique aux barres de Hopkinson. Le comportement à rupture est étudié à l'aide d'essais sur éprouvettes axisymétriques entaillées. La rupture ductile est abordée sur ce type de géométrie à l'aide d'essais contrôlés en déformation. Enfin les essais de ténacité qui serviront pour valider la démarche proposée dans ce travail sont décrits.

- L'étude des mécanismes de rupture dans la transition ductile–fragile est réalisée au chapitre VI. La première partie s'intéresse à l'amorçage et à la propagation de la déchirure ductile dans l'éprouvette de résilience. L'étude des sites à l'origine du déclenchement du clivage fait l'objet de la deuxième partie. L'objectif visé est double : étudier la nature des sites et son évolution lorsqu'on décrit la courbe de résilience; repérer la position des sites sur le faciès de rupture de l'éprouvette Charpy et notamment vis à vis du front de déchirure ductile. Enfin, l'effet de la vitesse de sollicitation sur ces sites est également abordé.

- Le chapitre VII est dédié à l'identification des modèles utilisés dans cette étude. Le comportement est décrit par une loi élastoviscoplastique paramétrée en température. La formulation originale utilisée permet de décrire l'évolution de la contrainte d'écoulement sur un large domaine de vitesse de déformation. Les paramètres des modèles d'endommagement GTN et Rousselier sont identifiés à partir des essais sur éprouvettes axisymétriques entaillées contrôlés en déformation présentés au chapitre V. Une étude expérimentale de l'effet de la vitesse de déformation sur l'endommagement ductile nous conduit à utiliser une modification du modèle de Rousselier. Les paramètres du modèle de Beremin sont ensuite identifiés. Ce modèle est utilisé pour décrire le déclenchement du clivage dans cette étude. A nouveau la géométrie axisymétrique entaillée est employée.

- La modélisation de l'essai Charpy dans le domaine de la transition ductile–fragile est présentée au chapitre VIII. On s'attache tout d'abord à dégager les éléments indispensables à la simulation de cet essai dans ce domaine de température. Les modèles d'endommagement GTN et Rousselier (standard et modifié) sont ensuite utilisés pour décrire l'endommagement ductile. Les résultats issus de la simulation sont alors confrontés aux données expérimentales décrites au chapitre IV. La description de la courbe de résilience est enfin abordée en appliquant le modèle de Beremin aux champs mécaniques issus de la simulation. En dernier lieu une approche du passage résilience–ténacité est effectuée dans le domaine de la transition ductile–fragile.

- A l'issue de ce travail on dégage les conclusions et on trace les perspectives dans le chapitre IX.

Chapitre -II-

Etude bibliographique

Sommaire

II.1 Bref historique... 19

II.2 L'essai Charpy dans le programme de surveillance 24

II.3 Corrélations empiriques résilience–ténacité 26

II.3.1 Corrélations de Barsom et Rolfe 26

II.3.2 Corrélation de l'IRSID 27

II.3.3 Corrélation de Wallin 27

II.4 Expressions analytiques donnant l'état de contrainte en avant d'une entaille 29

II.4.1 Comportement élastique 29

II.4.2 Comportement plastique 29

II.5 Mécanismes de la rupture ductile 32

II.5.1 La germination 32

II.5.2 La croissance 33

II.5.3 La coalescence 34

II.6 Modèles décrivant l'endommagement ductile 35

II.6.1 Modèles non-couplés 35

II.6.2 Modèles couplés 36

II.6.3 En résumé 45

II.7 Mécanismes du clivage intragranulaire 47

II.7.1 Déclenchement du clivage 47

II.7.2 Entité microstructurale contrôlant le clivage 48

II.8 Modèles décrivant le clivage intragranulaire 49

II.8.1 Défaut de type Griffith 49

II.8.2 Modèle de Stroh 50

II.8.3 Modèle de Smith 51

II.8.4 Modèle RKR 52

II.8.5 Modèles statistiques 53
II.8.6 En résumé 59
II.9 Description de la transition ductile–fragile 60
II.9.1 Mécanismes 60
II.9.2 Modèles 61
II.10 En résumé 63
Bibliographie 66

Cette étude est consacrée à la modélisation de l'essai Charpy dans le domaine de la transition ductile–fragile. Comment commencer sans présenter l'origine de l'essai Charpy, essai centenaire, et son évolution au cours du siècle?
Après un rapide historique de l'essai, nous présenterons son utilisation dans le programme de surveillance des cuves des réacteurs à eau sous pression des centrales nucléaires françaises. En effet la partie expérimentale de notre étude a porté sur l'acier utilisé pour la fabrication de ces cuves.

L'obtention d'une grandeur caractéristique de la résistance à la propagation d'un défaut, telle que la ténacité, à partir de l'essai Charpy, est à l'origine de la plupart des études consacrées à cet essai. Le passage résilience–ténacité nécessite une bonne connaissance des champs mécaniques locaux présents en fond d'entaille. Les expérimentateurs n'ont pas attendu le développement de moyens numériques puissants pour proposer des corrélations empiriques entre la résilience et la ténacité. Quelques–unes de ces corrélations sont présentées, en précisant leur domaine de validité. Les expressions analytiques permettant de décrire l'état de contrainte en avant d'une entaille sont ensuite brièvement exposées.

Les deux modes de rupture présents dans la transition ductile–fragile sont détaillés, tant au niveau des mécanismes entrant en jeu que des modèles pour les décrire, le cadre étant celui de l'approche locale de la rupture. On présente ensuite brièvement la transition ductile–fragile, et en s'appuyant sur quelques études récentes, les principales tentatives entreprises pour décrire cette transition à l'aide de l'approche locale de la rupture.
Enfin, nous terminons en exposant la démarche adoptée pour simuler l'essai Charpy dans le domaine de la transition ductile–fragile.

II.1 Bref historique...

L'emploi de la dénomination *mouton Charpy* ou *essai Charpy* est aujourd'hui associé à un test mécanique courant et dont l'usage, tant au niveau de la machine d'essai que de l'éprouvette utilisée, est décrit par des normes spécifiques. Ce test met en oeuvre un mouton–pendule qui sollicite par choc un barreau entaillé afin de provoquer sa rupture. La grandeur résultante de cet essai est la *résilience* et correspond à une énergie absorbée par centimètre carré de section. L'association du nom de G. Charpy à cet essai mécanique vient probablement des efforts que celui–ci a déployés pour développer ce test tant au niveau industriel, comme test de réception, qu'au niveau des laboratoires, pour obtenir une norme d'évaluation de la résistance des métaux à la rupture par choc.
L'utilisation du principe d'une sollicitation par choc d'un barreau est née de l'incapacité des essais usuels (traction) à révéler la fragilité de certains aciers (aciers doux). La réalisation de ce type d'essai à l'aide d'un mouton–pendule est rapportée pour la première fois par Russel [Russell, 1898, Manahan Sr., 1996, Siewert et al., 2000], sa machine d'essai étant probablement l'ancêtre du mouton–pendule Charpy actuel (fig. II.1).Pour un historique plus complet sur l'évolution de l'essai Charpy on pourra se reporter utilement à l'article récent écrit par Siewert et al [Siewert et al., 2000] à l'occasion de la conférence organisée par l'ASTM en 1999. Dans son exposé, Russell dresse un bilan de 700 essais effectués à l'aide

d'une machine d'impact créée en 1896. De nombreux points y sont abordés, tels que l'énergie consommée par la déformation des appuis, l'inertie de l'éprouvette, le frottement ... Lors de ces essais, Russel ne présente pas l'entaille comme un paramètre déterminant pour révéler la résistance au choc des métaux, il utilise une entaille (ou plusieurs) (fig. II.2) lorsque le matériau est très résistant et refuse de rompre sous la sollicitation du marteau (notamment le bois et les métaux très ductiles). La discussion de ces travaux par la communauté scientifique souligne la nouveauté et l'importance de ce nouveau moyen d'essai mais critique vivement l'utilisation d'une entaille et du terme *résilience* pour exprimer les résultats de ces expériences. En revanche, G. Charpy, dans sa communication de 1901 [Charpy, 1901], en présentant les différents essais mécaniques par choc existants, souligne l'importance de l'utilisation de l'entaille sur les barreaux sollicités par choc. L'utilisation de l'entaille n'est pas alors une innovation, puisque elle a été introduite depuis 1892 sous l'impulsion de André Le Chatelier. A. Le Chatelier décrit un barreau, entaillé à l'aide d'un trait de scie, sollicité par un mouton tombant verticalement. L'importance de l'entaille dans les résultats de l'essai de recette est soulignée par G. Charpy qui propose alors une méthode reproductible de réalisation de l'entaille. Au delà de la mise en place d'un essai de recette comparatif, l'obtention d'une valeur numérique pour caractériser le travail absorbé par la rupture conduit G. Charpy à associer le mouton–pendule et le barreau entaillé pour obtenir une grandeur permettant de classer les métaux et qu'il présente également sous la dénomination de *résilience* en ces termes : "*Nous appelerons résilience d'un métal la résistance vive à la rupture d'une tranche élémentaire infiniment mince, ou le travail nécessaire pour produire cette rupture exprimé en kilogramètre par centimètre carré de section*".

C'est ensuite un travail rigoureux d'étude des paramètres pouvant influencer les valeurs de résilience obtenues et de définition d'un mode opératoire qui est effectué par Charpy (forme de l'entaille, vitesse d'impact, ...). Il présente alors deux moutons pendule qu'il a réalisés et qui sont issus de ce travail [Charpy, 1904], dont l'un est très proche de celui utilisé actuellement (fig. II.3). C'est dans cette dernière publication, que Charpy souligne que la résilience est la somme des travaux nécessaires à la flexion et à la rupture de l'éprouvette, précurseur en celà des travaux ultérieurs qui chercheront à obtenir de la résilience une donnée caractérisant uniquement la résistance à la rupture des métaux. Pour palier cet inconvénient, il préconise alors l'emploi d'une entaille aigüe qui permet de diminuer le travail de flexion en localisant plus vite la déformation.

La notion de courbe de résilience n'apparait que plus tard, et est la conséquence directe des recherches menées sur l'influence de la température sur la fragilité des métaux. On retrouve notamment en 1906, une publication de G. Charpy [Charpy, 1906] qui compare entre–eux différents aciers à l'aide de leurs courbes de résilience. L'essai par choc de barreaux entaillés devient alors un test courant de réception des matériaux au niveau indiustriel. En France, on retrouve cet essai au cahier des charges de réception des aciers forgés utilisés dans la Marine dès 1912. C'est cette même année que le Congrès de New–York de l'Association Internationale pour l'Essai des Matériaux désignait le pendule Charpy comme le type des appareils de choc et recommandait son emploi dans tous les laboratoires. Cet essai apparait également dans le cahier des charges relatif aux fournitures d'aciers en barres rédigé par la Commission permanente de standardisation en 1919. Il s'impose alors aux métallurgistes, comme un outil indispensable pour révéler la fragilité de certains métaux. On peut ainsi lire dans la notice présentant le mouton Charpy fabriqué à la compagnie des forges de Chatillon,

Commentry et Neuves–Maisons : "*C'est que, seule* [la méthode utilisant le mouton Charpy], *elle met en évidence la fragilité des métaux, alors que toutes les autres méthodes usuelles, actuellement pratiquées, sont inopérantes à ce point de vue*". Cet essai est toujours, à l'heure actuelle, largement utilisé par les métallurgistes (voir e.g. [Zia-Ebrahimi and Krauss, 1983]).

Durant cette période, un effort important est alors consacré à la comparabilité des essais de résilience obtenus dans les différents laboratoires ([Siewert et al., 2000]). Ce travail, qui est encore d'actualité, a donné lieu à l'établissement de plusieurs normes. On retiendra la norme américaine ASTM E23 [ASTM, 1992] et la norme européenne sous la dénomination française NF EN 10045–1 et 10045–2 [AFNOR, 1990, AFNOR, 1992]. On notera ici que la différence entre ces deux normes réside essentiellement dans le rayon du couteau du marteau qui est de 8 mm pour la norme E23 et de 2 mm pour la norme NF.

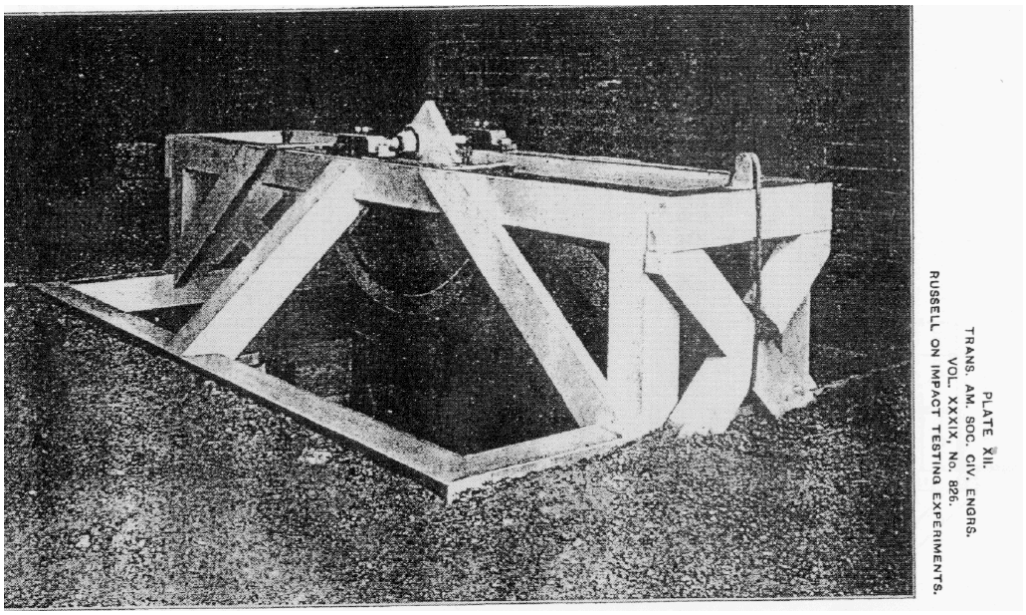


Figure II.1 : Machine d'impact de Russell [Russell, 1898]

Au delà du simple essai de réception, l'essai Charpy va être utilisé pour obtenir des informations plus fondamentales sur les modes de déformation et de rupture des aciers. La connaissance de l'état de contrainte et de déformation en avant d'une entaille devient alors l'objet de nombreuses études. L'état de contrainte est obtenu à partir de solutions analytiques qui s'appuient sur la théorie des lignes de glissement [Hill, 1950] (voir paragraphe II.4). Les expressions proposées par Green [Green and Hundy, 1956], qui décrivent l'état de contrainte en avant d'une entaille et le moment limite d'une éprouvette type Charpy en flexion pure, servent, par exemple, de support aux études consacrées à l'effet de la température sur la contrainte de clivage ou sur le maclage [Fearnehough and Hoy, 1964]. La solution pour une éprouvette en flexion 3 points et avec une entaille en V telle qu'elle est aujourd'hui connue est due à Alexander [Alexander and Komoly, 1962]. Les hypothèses d'un comportement plastique rigide parfait et d'un état de déformation plane utilisées dans

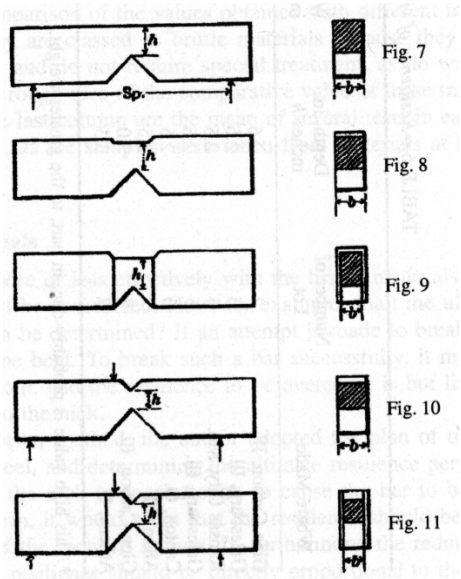


Figure II.2 : Différents types d'éprouvettes entaillées utilisés par Russell [Russell, 1898]

la théorie des lignes de glissement, semblent néanmoins restrictives. La confrontation de cette théorie à l'expérience est réalisée en étudiant le chemin suivi par la plasticité et en le comparant à celui prévu par la théorie des lignes de glissement. Diverses techniques expérimentales sont utilisées pour révéler les lignes de glissement. On retiendra l'attaque chimique après traitement thermique [Green and Hundy, 1956], le réactif de Fry [Wilshaw and Pratt, 1966], la mesure de dureté [Wilshaw, 1966], chacune de ces techniques n'étant pas applicable à l'ensemble des matériaux métalliques. Les résultats de ces confrontations mettent en évidence les limites de la théorie des lignes de glissement, notamment pour décrire l'état de contrainte au–delà du chargement limite et pour les matériaux sensibles à l'écrouissage. De plus, ces théories, limitées à la description de l'état mécanique dans le cas d'une sollicitation lente, ne peuvent être appliquées à l'essai Charpy. Dans le même temps, les limitations de l'essai Charpy classique pour mesurer la résistance des aciers à la rupture par clivage devenant de plus en plus évidentes, l'instrumentation de l'essai permet d'obtenir des nouvelles données expérimentales [Fearnehough and Hoy, 1964,Kobayashi et al., 1967,Radon and Turner, 1969, Server, 1978].

Le développement de la méthode des éléments finis va relancer l'intérêt porté à l'essai Charpy et, au-delà, à l'obtention d'une grandeur plus intrinsèque au matériau, la ténacité, à partir d'un essai simple, rapide et peu coûteux. Si la première étude, consacrée à une éprouvette entaillée, semble due à Griffiths [Griffiths and Owen, 1971], il a fallu attendre la fin des années 70 et les travaux de Norris [Norris, 1979] pour obtenir la première simulation de l'essai Charpy. Dès cette première étude, réalisée en 2D déformation plane, l'auteur indique des vitesses moyennes de déformation en fond d'entaille de $3000s^{-1}$ et, à partir d'une conversion de l'énergie absorbée en chaleur, indique des élévations de température de l'ordre de 150°C .

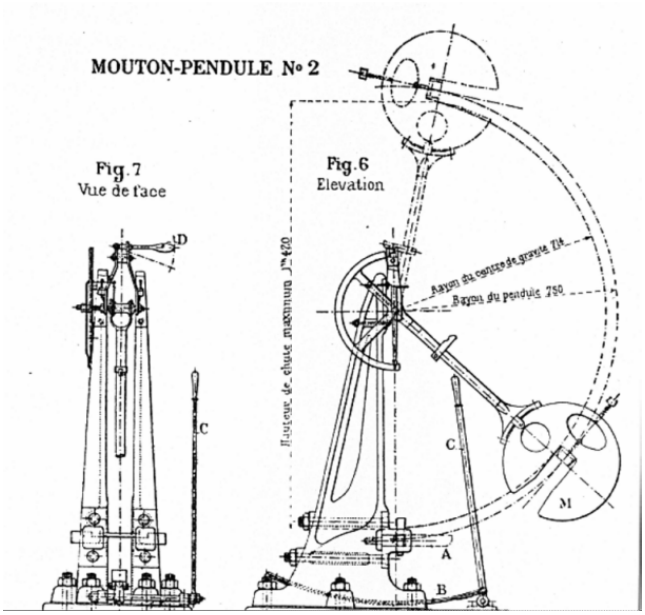


Figure II.3 : Mouton–pendule de Charpy, puissance 30 kgm [Charpy, 1904]

Dans les années 80, les travaux consacrés à la simulation de l'essai Charpy sont alors principalement dus à deux équipes de recherche. D'une part l'équipe de Tvergaard et Needleman s'intéresse essentiellement à l'effet des différents éléments du comportement des matériaux, tels que le viscosité [Tvergaard and Needleman, 1986], l'écrouissage [Tvergaard and Needleman, 1988] sur les résultats en termes d'énergie à rupture et sur la courbe de résilience. C'est à cette équipe que sont dus les premiers calculs 3D d'une éprouvette Charpy [Mathur et al., 1993, Mathur et al., 1994a]. D'autre part, en Europe, l'équipe de Schmitt et Böhme, dont l'approche met l'accent sur une description la plus précise possible des conditions limites de l'essai, du comportement du matériau et sur la confrontation aux données expérimentales (voir e.g. [Böhme et al., 1992, Schmitt et al., 1994a, Schmitt et al., 1994b]).
En France, sous l'impulsion d'EDF et du BCCN (Bureau de Contrôle des Chaudières Nucléaires), les premiers travaux consacrés à la simulation de l'essai Charpy, sont entrepris à la fin des années 90 [Tahar, 1998, Rossoll, 1998]. Ces travaux ont permis de réaliser, par la mise en oeuvre de l'approche locale, le passage résilience–ténacité dans le domaine du plateau bas de la courbe de résilience pour un acier de cuve 16MND5.
L'étape suivante est celle de l'étude du domaine de la transition ductile–fragile. L'association de la complexité des modes d'endommagement (déchirure ductile puis clivage) propres à la transition ductile–fragile et d'un essai mécaniquement complexe, soulève de nombreux problèmes : modélisation 3D, loi de comportement, description de l'endommagement, échauffements locaux ... Ces travaux ont été initiés par Rossoll [Rossoll, 1998] et sont poursuivis dans cette étude. Ils n'ont été possibles que dans la mesure où, depuis le début des années 80 l'approche locale de la rupture avait pu être développée [Beremin, 1983].

L'enjeu du passage résilience–ténacité, a conduit dès les années 70, à l'établissement de

corrélations empiriques permettant de relier la résilience et la ténacité (voir paragraphe II.3). Les pionniers sont certainement Barsom et Rolfe [Barsom and Rolfe, 1970]. La limitation des corrélations proposées aux matériaux à partir desquels elles ont été établies en restreint cependant l'intérêt. Pour l'acier de cuve, on rappellera néanmoins la corrélation proposée par Wallin [Wallin, 1989] qui a introduit le concept de la "master curve" (voir paragraphe II.3.3).

Récemment la prolongation du maintien en service des centrales nucléaires, a suscité un intérêt croissant pour l'utilisation d'éprouvettes mini–Charpy. Sur ce point, il faut noter les travaux du CEA sur l'acier 16MND5, tant au point de vue expérimental que numérique, pour établir un passage entre les courbes de résilience issues d'éprouvettes mini–Charpy et d'éprouvettes standard (voir e.g. [Sainte Catherine et al., 2000, Schill et al., 2000, Sainte-Catherine et al., 2001]).

II.2 L'essai Charpy dans le programme de surveillance

L'essai Charpy étant un essai courant de réception, il s'est imposé naturellement comme essai de qualification dans la fabrication des viroles de cuve des centrales nucléaires. De plus, l'établissement de la courbe de transition permet de suivre la fragilisation due à l'irradiation. Cette propriété a conduit au choix de l'essai de résilience pour le programme de surveillance des centrales nucléaires. Ainsi, dès la mise en place du premier réacteur PWR (Chooz A–1) en 1960, des éprouvettes Charpy ont été placées dans des capsules situées à proximité du réacteur. A intervalles fixés, on retire les éprouvettes des capsules pour établir des courbes de résilience qui vont permettre d'anticiper le vieillissement du matériau. Pour celà, les capsules sont placées plus près du réacteur que ne l'est la cuve et à partir de règles d'équivalence fluence–temps on peut prévoir le décalage de la température de transition pour des durées de vie postérieures. La correspondance entre le nombre d'années d'exposition effectives des capsules et le nombre d'année d'exposition pour la cuve est donnée dans le tableau II.1 pour le palier 900 MWe CPY. Actuellement, le décalage prévisionnel de la température de transition est établi jusqu'à une durée de vie de la cuve de 40 ans.
Environ 330 essais Charpy sont réalisés lors de la vie d'une cuve (prévision jusqu'à 40 ans de fonctionnement), 30 lors de l'élaboration de la cuve, puis une soixantaine d'essais à intervalles réguliers pour surveiller l'évolution de la température de transition. Chaque courbe de transition est établie à partir de 15 essais, et on établit 4 courbes à chaque fois (métal de base, joint soudé, ZAT, matériau de référence). Pour les 55 réacteurs PWR en fonctionnement, le nombre d'essai Charpy est donc d'environ 18000. On voit donc l'importance de cet essai dans le programme de surveillance.

temps d'exposition capsule (an)	4	7	9	14
temps d'exposition cuve (an)	10	20	30	40

Tableau II.1 : Intervalle de prélèvement des éprouvettes Charpy, correspondance avec le temps d'exposition de la cuve [Grandjean, 2001]. Palier 900 MWe CPY.

Au vu de ces chiffres, on comprend l'engagement des autorités de sureté et de EDF pour

exploiter cette base de données au–delà de l'obtention de courbes de résilience, données insuffisantes pour caractériser la résistance d'un matériau à la propagation d'un défaut de type fissure. L'enjeu du passage résilience–ténacité au niveau industriel est donc très clair. En France, cette volonté s'est concrétisée à travers la création du groupe de travail "Charpy Instrumenté" de la SF2M, auquel participent des grands groupes industriels et des laboratoires de recherche.

II.3 Corrélations empiriques résilience–ténacité

La simplicité et le faible coût de l'essai Charpy ont conduit à la recherche d'une corrélation entre la résilience et la ténacité, grandeur plus intrinsèque au matériau. La différence de nature entre les grandeurs issues des deux essais n'a pu conduire qu'à l'établissement de corrélations empiriques entre la résilience, KV, et la ténacité, K_{Ic}. Les corrélations proposées sont nombreuses. Nous présentons ici quatre d'entres elles valables pour le plateau bas de la transition. Des corrélations entre l'énergie de résilience au plateau haut et la valeur de l'intégrale J pour une avancée ductile donnée ont également été proposées [Aurich, D. and Helms, R. and Kühn, H.J. and Wobst, K. and Ziebs, J., 1985, Schindler, 1998]

II.3.1 Corrélations de Barsom et Rolfe

Barsom et Rolfe [Barsom and Rolfe, 1970, Rolfe and Barsom, 1977] ont été parmi les premiers à proposer deux types de corrélations empiriques entre la résilience et la ténacité. La première est basée sur une relation directe entre les deux grandeurs (eq. II.1) et s'applique dans le domaine des basses énergies. La deuxième corrélation est basée sur l'hypothèse que le décalage de température dû à l'effet de vitesse est le même pour les courbes de résilience et de ténacité. Ce décalage, ΔT, n'étant fonction que de la limite d'élasticité R_e (eq. II.2). On admet également que la corrélation entre la ténacité K_{Ic} et l'énergie KV_s mesurée en flexion lente est identique à celle existant entre la ténacité dynamique K_{Id} et l'énergie KV_d mesurée en flexion par choc. Cette dernière relation est donnée par l'expression II.3. La méthode consiste alors à déterminer la courbe de transition de ténacité dynamique à partir de la courbe de résilience en utilisant l'expression II.3 puis à effectuer un décalage en température ΔT (eq. II.2) de cette courbe pour obtenir la courbe de transition de ténacité K_{Ic}.
L'application de ces deux corrélations empiriques à différentes nuances de métaux a mis en évidence qu'une relation directe entre la ténacité et la résilience ne pouvait convenir que pour certains domaines de fragilité [Marandet, 1985]. Ainsi la corrélation directe semble donner de bons résultats pour des températures de transition $TK28$[1] élevées, et la corrélation indirecte pour $TK28$ comprise entre $-40°\mathrm{C}$ et $-10°\mathrm{C}$.

$$\frac{K_{Ic}^2}{E} = 0.222(KV)^{\frac{3}{2}} \tag{II.1}$$

avec $\begin{cases} \frac{K_{Ic}^2}{E} & \text{en N/mm} \\ KV & \text{énergie en Joules} \end{cases}$

$$\Delta T(°\mathrm{C}) = \begin{cases} 95 - 0.1R_e & \text{pour } 250 \leq R_e, MPa \leq 950, \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \tag{II.2}$$

$$\frac{K_{Id}^2}{E} = 0.65 \times KV_d \tag{II.3}$$

avec $\begin{cases} \frac{K_{Id}^2}{E} & \text{en N/mm} \\ KV_d & \text{énergie en Joules} \end{cases}$

[1] $TK28$ est la température pour laquelle l'énergie de rupture d'une éprouvette KCV vaut 28 Joules.

II.3.2 Corrélation de l'IRSID

La corrélation de l'IRSID est basée sur les travaux de Marandet et Sanz [Marandet and Sanz, 1976] et s'applique aux aciers à moyenne résistance. A partir de l'observation de la position relative des courbes de transition de résilience et de ténacité pour différentes nuances d'aciers, les auteurs en déduisent qu'il ne peut y avoir de corrélation directe entre K_{Ic} et KV. La méthode proposée repose sur une relation entre les températures de transition $TK_{100MPa\sqrt{m}}$[2] et $TK28$. La corrélation s'appuie sur les relations II.4 et II.5. On détermine une courbe de ténacité à partir de la courbe de résilience avec l'expression II.4 puis on translate cette courbe pour qu'elle passe par le point $(TK_{100MPa\sqrt{m}},\ 100MPa\sqrt{m})$.
Cette méthode donne de bons résultats pour $KV < 80$ J et pour des aciers présentant une cristallinité supérieure à $80-85\%$ à $TK28$.

$$K_{Ic} = 19 \times KV^{\frac{1}{2}} \tag{II.4}$$

avec $\begin{cases} K_{Ic} & \text{en MPa}\sqrt{m} \\ KV & \text{en J} \end{cases}$

$$TK_{100MPa\sqrt{m}} = 9 + 1.37 \times TK28 \tag{II.5}$$

II.3.3 Corrélation de Wallin

La corrélation proposée par Wallin [Wallin, 1989, Wallin, 1994] s'appuie sur la description statistique de la ténacité et également sur une relation entre les températures $TK_{100MPa\sqrt{m}}$ et $TK28$. La méthode que nous présentons est basée sur le concept de la "master curve". Cette méthode permet d'établir une courbe enveloppe de l'évolution de la ténacité en fonction de la température à partir de la réalisation d'un faible nombre d'essais de ténacité (environ 6) à une température donnée, proche de la température de référence, $T_0 = TK_{100MPa\sqrt{m}}$ [ASTM, 1997]. Cette méthode est valable pour les aciers ferritiques dont la résistance est comprise entre 275 et 825 MPa. Elle repose sur des valeurs de ténacité obtenues à partir d'éprouvettes d'épaisseur un inch, soit 25.4 mm. Les résultats de ténacité doivent être dépouillés en termes de K_{Jc}.
La description statistique de la ténacité en termes de probabilité de rupture est donnée par l'expression II.6. Dans cette expression, le paramètre K_0 représente la ténacité pour laquelle la probabilité de rupture vaut 63%. L'évolution du paramètre $K_0(T)$ est donnée par l'expression II.7 où T_0 est la température pour laquelle la ténacité moyenne vaut 100MPa$\sqrt{m}$ (température de référence). L'expression II.7 a été établie pour des éprouvettes d'épaisseur 25 mm. Wallin propose la relation II.8 entre T_0 et $TK28$ qui est valable uniquement pour des ténacités déterminées à partir d'éprouvettes d'épaisseur 25mm (1T). L'utilisation d'éprouvettes d'épaisseur différente modifie la constante apparaissant dans cette relation [ASTM, 1997]. En fait, dans la détermination de la "master–curve", l'expression II.8 sert à déterminer approximativement la température de référence à laquelle il faut réaliser les essais de ténacité. La corrélation présentée ici suppose que l'expression II.8 nous fournisse la valeur de T_0. Pour utiliser des valeurs de ténacité obtenues à partir d'éprouvettes d'épaisseur

[2] La température $TK_{100MPa\sqrt{m}}$ est la température pour laquelle la ténacité K_{Jc} moyenne vaut 100 MPa$\sqrt{m}$.

B_2, différente de $B_1 = 25$ mm , il faut corriger les effets d'épaisseur avec l'expression II.9. Dans cette expression, le paramètre B_i représente l'épaisseur totale de l'éprouvette[3] .
La combinaison des équations II.6, II.7, II.8 et II.9, permet d'obtenir l'évolution de la ténacité K_{Ic} en fonction de la température à partir de la connaissance de $TK28$ (eq. II.10).

$$P_r(K) = 1 - \exp\left(-\left[\frac{K - K_{min}}{K_0(T) - K_{min}}\right]^4\right) \tag{II.6}$$

avec $\left\{ \begin{array}{ll} K_{min} & = 20 \text{ MPa}\sqrt{m} \text{ valeur seuil de la ténacité en dessous de laquelle} \\ & \text{le clivage ne peut avoir lieu.} \end{array} \right.$

$$K_0(T) = 31 + 77\exp[0.019(T - T_0)] \qquad \text{pour B} = 25\text{mm}(T\ en\ ^\circ\text{C}) \tag{II.7}$$

$$TK_{100MPa\sqrt{m}} = TK28 - 18^\circ\text{C} \qquad \text{pour B} = 25\text{mm}(T\ en\ ^\circ\text{C}) \tag{II.8}$$

$$K_{B_2} = (K_{B_1} - K_{min})\left(\frac{B_1}{B_2}\right)^{\frac{1}{4}} + K_{min} \tag{II.9}$$

$$K_{Ic} = 20 + (11 + 77\exp(0.019\,[T - TK28 + 18^\circ\text{C}\,]))\left(\frac{25}{B}\right)^{\frac{1}{4}}\left(\ln\frac{1}{1 - P_r}\right)^{\frac{1}{4}} \tag{II.10}$$

[3]Lorsque l'éprouvette possède des rainures latérales, la largeur à prendre en compte est la largeur totale de l'éprouvette et non pas la largeur B_{net} définie par la largeur de l'éprouvette à laquelle on soustrait les rainures latérales.

II.4 Expressions analytiques donnant l'état de contrainte en avant d'une entaille

Nous présentons dans cette partie, des expressions analytiques permettant, sous certaines conditions, d'avoir accès rapidement à la valeur de la contrainte moyenne en fond d'entaille. Toutes les expressions présentées font l'hypothèse d'un comportement isotherme.

II.4.1 Comportement élastique

Lorsque le comportement reste élastique, la contrainte d'ouverture est maximale en fond d'entaille et est donnée par (II.11). L'apparition de la première plasticité ($\sigma_{yy} = \sigma_Y(\dot{\varepsilon})$) a lieu pour $\sigma_N = \sigma_Y(\dot{\varepsilon})/K_\sigma$).

$$\sigma_{yy} = \sigma_{max} = K_\sigma \sigma_N \qquad x = 0 \tag{II.11}$$

avec

K_σ	coefficient élastique de concentration de contrainte ($K_\sigma \sim 4.25$ pour la géométrie Charpy [Wilshaw et al., 1968])
σ_N	contrainte nominale ($6M/B(w-a)^2 = 6Pw/B(w-a)^2$)
M	Moment appliqué
P	Charge appliquée
$w-a$	longueur du ligament
w	hauteur de l'éprouvette
B	épaisseur de l'éprouvette

II.4.2 Comportement plastique

Le maximum de la contrainte étant atteint en fond d'entaille, c'est à cet endroit que va se créer la première zone plastique. Lorsque la zone plastique reste confinée en fond d'entaille, l'état de contrainte dans cette zone plastique (délimitée par les lignes de glissement) peut être calculé à l'aide d'une expression analytique [Hill, 1950] (II.12) et si on respecte plusieurs hypothèses :

1. Comportement rigide plastique
2. Etat de déformations planes
3. L'écoulement de la plasticité suit la théorie des lignes de glissement
4. Le maximum de la contrainte d'ouverture est situé à l'interface plastique–élastique (le critère d'écoulement est inviolé dans les régions rigides)

$$\sigma_{yy} = 2k[1 + ln(1 + \frac{x}{r})] \tag{II.12}$$

$$\sigma_{yy}^{max} = 2k[1 + ln(1 + \frac{X_p}{r})] = 2kK_{\sigma(p)} \tag{II.13}$$

avec

- k limite d'écoulement en cisaillement (Tresca : $k = \sigma_Y/2$, Mises : $k = \sigma_Y/\sqrt{3}$)
- x distance à partir du fond de l'entaille
- r rayon de l'entaille
- X_p taille de la zone plastique
- $K_{\sigma(p)}$ facteur plastique de concentration de contrainte

Cette expression est valable jusqu'à ce que la plasticité envahisse totalement l'éprouvette (chargement limite). L'application de l'équation (II.12) a un matériau réel (élasto–plastique) peut sembler limitée au vu des hypothèses. Green [Green and Hundy, 1956] montrent que les chemins de plasticité obtenus sur un matériau réel sont très proches de ceux prévus par la théorie des lignes de glissement. A partir de l'expression (II.12), il détermine la position pour laquelle la contrainte d'ouverture est maximale et au–delà de laquelle elle diminue (voir fig. II.4) en supposant que ce maximum est atteint à l'interface plastique–élastique.
La position du maximun de la contrainte (Y) dépend de la position de l'interface plastique–élastique. Dans le cas d'une éprouvette entaillée en V (r$\rightarrow$ 0) en flexion pure, la contrainte est constante un peu en avant de l'interface plastique–élastique et vaut $\sigma_{yy} = 2k[1+\pi/2-\beta]$ ($2\beta = 45°$ pour une éprouvette Charpy). On en déduit aisément la position du maximun de la contrainte d'ouverture (Soit $x = R_\beta$ =**0.56**mm pour une éprouvette de type Charpy).

Pour une éprouvette Charpy chargée en flexion 3 points statique et avec une entaille en V aigüe, on obtient $\sigma_{yy}^{max} = 4.36k$ [Green and Hundy, 1956], et avec une entaille en V ($r = 0.25mm$), $\sigma_{yy}^{max} = 3.86k$ [Alexander and Komoly, 1962, Fearnehough and Hoy, 1964]. Dans ce dernier cas, le maximum est atteint pour $x = R_\beta$ =**0.395**mm

Pour des chargements au delà de la charge limite, P_{GY}, la position de l'interface Y_3C reste inchangée, mais la position de la ligne Y_1Y_3 peut être décalée vers des contraintes plus grandes si le matériau est sensible à l'écrouissage [Wilshaw, 1966]. Pour un matériau possédant un écrouissage linéaire, la confrontation des expressions précédentes avec des résultats obtenus par éléments finis lors du calcul quasi–statique d'une éprouvette entaillée en flexion pure [Griffiths and Owen, 1971] montre que l'hypothèse (4) n'est plus respectée, et que le maximum de la contrainte d'ouverture est atteint en avant de la limite plastique–élastique (voir [Ewing and Griffiths, 1971] pour une explication). De plus, l'intensification des contraintes ($\sigma_{yy}^{max}/\sigma_Y$) prévue par l'équation (II.13) est surestimée en deçà du chargement limite et sous–estimée au delà. Des modifications de l'expression (II.12) ont été proposées [Wilshaw, 1966, Bates and Santhanam, 1978] pour tenir compte de l'écrouissage, mais elles reposent sur la connaissance préalable de la distribution de la déformation plastique équivalente le long du ligament qui est obtenue soit par mesure expérimentale [Wilshaw, 1966], soit par un calcul E.F. [Bates and Santhanam, 1978]. Dans ce dernier cas, l'intéret s'en trouve alors limité.

a) Facteur de confinement

Le facteur de confinement, L, est défini pour une éprouvette entaillée comme le rapport de son moment limite par unité d'épaisseur, M^u, à celui d'une éprouvette sans entaille de section identique à celle sous l'entaille . $L = 2M^u/k(w-a)^2$ ou $L = 4M^u/\sqrt{3}k(w-a)^2$ pour les critères de Tresca et Mises respectivement pour une éprouvette en flexion pure. Pour

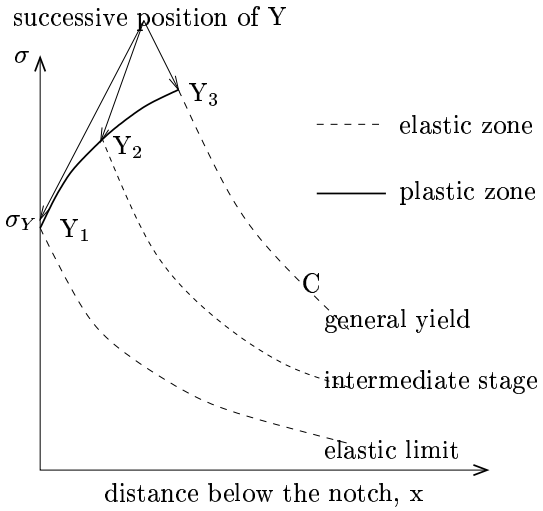


Figure II.4 : Distribution de la contrainte d'ouverture σ_{yy} en fond d'entaille d'après [Green and Hundy, 1956]. σ_Y : contrainte d'écoulement uniaxial, Y : maximun de la contrainte d'ouverture (supposé être à l'interface plastique–élastique)

une épouvette KCV, en flexion 3 points on obtient $L = 1.192$[4] [Server, 1978]. La prise en compte de la forme de l'indenteur dans la construction des champs de lignes de glissement conduit à $L = 1.274$ pour un indenteur de largeur 2 mm [Server, 1978]. On peut alors exprimer la charge limite en fonction de la limite de cisaillement k par l'expression II.14, soit $P_{GY} = 40.768k$ pour la géométrie Charpy en prenant en compte l'indenteur. Ce résultat peut être comparé à celui donné par [Green and Hundy, 1956] (eq. II.15).

$$P_{GY} = \frac{LB(w-a)^2 k}{2w} \tag{II.14}$$

$$P_{GY} = 2w(w-a) \times 0.242k \tag{II.15}$$

b) Détermination de la contrainte moyenne de clivage

La détermination de la contrainte de clivage repose sur la connaissance de la contrainte maximale en fond d'entaille. D'après [Alexander and Komoly, 1962], pour une éprouvette de type Charpy sollicitée en flexion 3 points, on a $\sigma_{yy}^{max} = 3.86k(\dot{\varepsilon})$ au chargement limite. On cherche donc la température d'essai pour laquelle on a rupture par clivage au chargement limite. Pour cette température, la contrainte de clivage moyenne est égale à σ_{yy}^{max}. Cependant, il faut connaître la valeur de la limite d'écoulement pour cette température et pour la vitesse de sollicitation. Fearnehough [Fearnehough and Hoy, 1964] propose de déterminer $\sigma_y(\dot{\varepsilon}, T)$ à partir de l'expression II.16.

[4]La valeur de 2.2979 donnée par [Alexander and Komoly, 1962] semble erronnée

$$\sigma_y(\dot{\varepsilon}, T) = \sigma_y(\dot{\varepsilon} = 0, T_0)\frac{P_{GY}(V,T)}{P_{GY}(V=0,T_0)} \; et \; \dot{\varepsilon}_{ZP} = \dot{\varepsilon}(V) \tag{II.16}$$

II.5 Mécanismes de la rupture ductile

La rupture ductile est un processus décrit par trois phases successives : la germination, la croissance et la coalescence de cavités. Ce processus nécessite des déformations plastiques importantes pour les métaux.

II.5.1 La germination

On appelle germination la création de cavités au cours du processus de déformation plastique. Les sites à partir desquels les cavités sont créées sont liés à des aspects métallurgiques et dépendent des champs mécaniques existants. On peut, à notre sens, et de façon simplifiée distinguer deux aspects de la germination. Le premier aspect correspond à la germination des cavités dès le début de la déformation plastique, comme nous le détaillerons, ce processus prend généralement naissance à partir des particules de seconde phase. Le deuxième aspect participe directement (en le précédant) au processus de coalescence. Il correspond à la germination de cavités à partir d'une seconde population de particules de tailles plus petites. La germination est alors la conséquence de la localisation de la déformation entre les cavités issues des grosses inclusions.

Dans les métaux possédant une population inclusionnaire (particules de seconde phase non métalliques), la germination des cavités a souvent lieu à partir de ces inclusions. Elle répond généralement à un critère en **contrainte normale** (interfaciale sur un acier 4340 [Argon, 1976], [Argon and Im, 1975]). Pour les aciers à haute limite d'élasticité, la germination a lieu pour des déformations inférieures à 10% [Van Stone et al., 1985]. Pour les métaux, où la germination a lieu à partir d'inclusions de seconde phase, la nature de la déformation de la matrice et des inclusions influence fortement le processus de germination. Le critère de germination fait intervenir la taille des inclusions, les niveaux de contrainte et déformation et les modes de déformation locaux. Lorsqu'il n'y a pas de particules de seconde phase, la germination peut avoir lieu à partir de bandes de glissement bloquées [Van Stone et al., 1985].

Sur un acier de type A508cl3, la germination sur des inclusions de sulfure de Manganèse (MnS) allongées ($\sim 10\ \mu m$) répond à un critère de contrainte critique (${\sigma_c}^d$) indépendant de la température [Beremin, 1981]. Le mécanisme de germination sur ce type d'acier, qui renferme, en règle générale, des inclusions de type MnS allongées par la déformation subie lors des opérations de mise en forme, est sensible à la direction de chargement : lorsque la sollicitation est suivant le sens L (sens du laminage), la germination a lieu par rupture du MnS. Par contre, si la sollicitation a lieu suivant le sens TC, on a alors décohésion de l'interface matrice–inclusion. Suivant cette direction, la décohésion est plus facile. On obtient le critère donné par (II.17).

$$\text{Chargement} \begin{cases} \text{suivant L} & {\sigma_c}^d = \Sigma_1 + 1.6(\sigma_{eq} - \sigma_0) = 1120 \pm 60 MPa \\ \text{suivant TC} & {\sigma_c}^d = \Sigma_1 + 0.6(\sigma_{eq} - \sigma_0) = 810 \pm 50 MPa \end{cases} \quad \text{(II.17)}$$

Le second terme de l'équation (II.17) représente des contraintes internes dans l'inclusion dues à l'inhomogénéité de déformation [Beremin, 1981] entre la matrice et l'inclusion. La prise en compte de l'interaction entre inclusions [Argon, 1976] montre que plus la fraction volumique est élevée, plus la contrainte de traction développée à l'interface matrice–inclusion est forte et donc la décohésion plus facile. La contrainte σ_c^d est indépendante de la température entre $-196°C$ et $100°C$. La germination des cavités est également sensible à la triaxialité des contraintes [Lautridou and Pineau, 1981]. On note, que sur ce type d'acier, pour une triaxialité de 0.9, la germination a lieu pour $\varepsilon_{eq} \sim 5\%$ (chargement suivant L) et $\sigma_{eq} = 585 \pm 35$ MPa. D'après [Beremin, 1980] (acier 15MND6, %S=0.009, rapport de forme des inclusions de 4 à 5), on a une déformation à décohésion de l'ordre de 2% pour une sollicitation suivant L et quasi–nulle pour une sollicitation suivant TC.
Pour ce type d'acier, on a donc germination de cavités autour des MnS pour des déformations très faibles. On pourra donc admettre que les cavités sont présentes dès les premiers instants de la sollicitation, ce qui revient à considérer un matériau ayant une porosité initiale équivalente à la fraction volumique des "grosses" inclusions participant à la germination.

Le second aspect de la germination est plus complexe. Lorsqu'on a deux populations d'inclusions (par exemple les MnS et les carbures), la germination s'effectue d'abord à partir des plus grosses pour de faibles déformations et contraintes, puis lorsque l'écoulement plastique continue, les plus petites participent au processus de rupture. La germination à partir de ces petites inclusions a souvent lieu à l'intérieur de bandes de cisaillement intense entre les cavités germées autour des grosses inclusions ou alors entre une fissure interne et une surface libre. La seconde population d'inclusions, dont la résistance interface–matrice est plus forte, sous l'effet des fortes déformations plastiques auxquelles elle est soumise, participe alors à la création de cavités [Ritchie et al., 1979]. Cette germination est contrôlée par un critère en déformation [Pineau, 1981]. Il est intéressant de noter que les particules qui participent à ce processus peuvent être les mêmes que celles qui déclenchent le clivage (carbures). Ce point sera commenté lors de l'étude de la transition ductile–fragile.

II.5.2 La croissance

Le mécanisme de croissance est certainement celui des trois qui a été le plus étudié au niveau des mécanismes rentrant en jeu mais également dans les modèles qui ont été proposés pour le décrire. Un des facteurs prédominant est la contrainte hydrostatique de tension. Cet effet est mis en évidence sur un acier A508 par des essais sur éprouvettes axisymétriques entaillées (AE_R)[5] où l'on observe que la taille des cupules croît avec la triaxialité[6] [Beremin, 1980, Lautridou and Pineau, 1981].

[5] La notation AE_R est employée pour des éprouvettes axisymétriques entaillées avec un rayon d'entaille R (voir fig. V.7 chapitre V).

[6] La triaxialité est définie par le rapport $\zeta = \frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}}$.

Pour l'acier 16MND5, le calcul du taux de croissance critique $\left(\frac{R}{R_0}\right)_c$ à partir de la formule de Rice et Tracey (voir eq. II.19) montre que celui–ci est plus faible dans le sens TC que dans le sens L (effet de forme des inclusions). La différence de ductilité observée entre les deux sens de sollicitation n'est donc pas uniquement due au stade de germination. Le calcul des valeurs de $\left(\frac{R}{R_0}\right)_c$ montre une variation de 1.8 à 1.4 pour une triaxialité variant de 0.62 à 1.32 dans le sens longitidinal (L). Ce taux est beaucoup plus faible que celui mesuré expérimentalement sur faciès de rupture (4 pour une AE_2 suivant L), ce qui souligne que c'est pendant la troisième phase (coalescence) qu'il se produit une forte croissance des cavités et que celle–ci dépend fortement du taux de triaxialité. Certaines études tendent à montrer que les cavités les plus larges peuvent être issues des petites particules (carbures ou oxydes) et mettent ainsi en évidence une différence dans la cinétique de croissance entre les populations de particules. Ces remarques sont confortées par l'observation de tailles de cupules proches sur éprouvette AE_2 et sur éprouvettes fissurées CT-30 [Beremin, 1980]. Récemment, des travaux ont également été développés pour rendre compte de la croissance anisotrope des cavités [Benzerga, 2000].

II.5.3 La coalescence

Ce mécanisme, difficile à étudier à cause de son caractère catastrophique, fait l'objet ces dernières années d'une attention particulière (voir e.g. [Benzerga, 2000]). Dans la littérature, on cite deux mécanismes de coalescence. Le premier mécanisme correspond à la striction des ligaments entre les cavités existantes, le terme anglais correspondant est "necking" ou "impingement". Le deuxième mécanisme est la formation d'une seconde population de cavités dans les bandes de cisaillement intense (localisation de la déformation) entre les cavités issues des "grosses" inclusions. Ce mécanisme est reconnu sous le terme "void sheet". La prédominance de l'un des deux mécanismes dépendra fortement de l'existence et de la répartition de la seconde population des particules. Par exemple, une microstructure avec des carbures regroupés en ilôts aux joints de grains ne favorisera pas le mécanisme de "void sheet". De même, les aciers maraging, qui présentent une grande propreté inclusionnaire, subissent une coalescence par striction interne, ce qui semble expliquer leur meilleure ténacité vis à vis des aciers trempé–revenu [Cox and Low, 1974]. En effet lorsque les inclusions sont moins nombreuses, cela réduit le nombre de sites de germination. De plus, leur microstructure présentant une répartition par ilôts des carbures réduit les probabilités de localisation du cisaillement le long de lignes de glissement issues de la pointe de la fissure. La combinaison des deux mécanismes est possible et donne généralement lieu à des faibles valeurs de ténacité. En fait, on peut alors voir la coalescence par "void sheet" comme une interruption de la coalescence par striction interne.

Le mécanisme de "void sheet" est caractérisé par deux populations de cupules sur le faciès de rupture. L'examen d'une coupe longidutinale d'une éprouvette soumise à un chargement symétrique révèlera une avancée ductile en zig–zag [Isacsson and Narström, 1998]. Ce mécanisme est observé sur des aciers à l'état trempé–revenu où les bandes de localisation sont orientées à 45° par rapport à l'axe de traction. Une description de la cinétique de ce mécanisme en pointe de fissure est donné dans [Faleskog and Shih, 1997]. Dans cette zone où l'on a une forte composante hydrostatique, les "grosses" cavités

grandissent avec la déformation plastique; localement, la concentration de contraintes issue de ces cavités agit sur les micro–cavités avoisinantes et participe ainsi à l'augmentation de la contrainte hydrostatique locale. Dans ce mode de déformation instable, c'est l'énergie élastique relachée par la matrice qui dirige l'extension plastique des micro–cavités. L'auteur suppose la répétition de ce mécanisme à des échelles de plus en plus petites jusqu'à la rupture des ligaments submicroniques par micro–clivage ou cisaillement le long des plans cristallographiques. On peut cependant s'interroger sur l'existence de multiples populations de cavités à une échelle de plus en plus fine.
La rupture par cisaillement se propage alors entre les carbures, par décohésion de l'interface matrice–carbure. Avec la déformation plastique, l'empilement des dislocations augmente les contraintes à cette interface. A une valeur critique de la déformation, l'interface où est située la particule rompt et la rupture par cisaillement se propage jusqu'à s'arrêter sur une cavité formée autour d'une grosse inclusion.

La capacité d'écrouissage de la matrice influe sur le mécanisme de coalescence. Une forte capacité à s'écrouir favorise la rupture par striction interne alors qu'une matrice s'écrouissant peu favorise la localisation du cisaillement le long des lignes de glissement émanant de la fissure émoussée.

II.6 Modèles décrivant l'endommagement ductile

Nous présentons ici quelques modèles qui permettent de décrire, tout ou en partie, les trois mécanismes décrits ci–dessus. Ces modèles peuvent être séparés en deux catégories :

1. Les modèles découplés. Ces modèles calculent l'endommagement à partir d'un calcul élastoplastique de la structure étudiée. L'hypothèse fondamentale est que l'endommagement n'affecte pas le comportement global du matériau. L'instabilité due à la rupture est décrite par une valeur critique d'un paramètre d'endommagement. Ce type de modèle permet de décrire l'amorçage de la déchirure ductile pour les éprouvettes fissurées et l'instabilité pour les éprouvettes non fissurées.

2. Les modèles couplés. Ces modèles sont basés sur le couplage de l'endommagement et du comportement. Le potentiel plastique s'exprime en fonction de la porosité f qui est alors une variable interne du modèle. L'utilisation de ces modèles permet de décrire l'amorçage et la propagation de la fissure. L'avantage de ce type d'approche est la connaissance des champs contrainte–déformation en fonction de l'avancée de la fissure.

II.6.1 Modèles non-couplés

a) Modèle de Rice et Tracey

Rice et Tracey [Rice and Tracey, 1969] ont proposé un modèle micromécanique qui permet de décrire la phase de croissance des cavités. La description de la croissance d'une cavité sphérique dans une matrice rigide, incompressible et non–écrouissable soumise à un champ macroscopique uniforme conduit à l'expression (II.18). La prise en compte de l'écrouissage est effectué à travers l'expression de la triaxialité $\zeta = \frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}}$ [Beremin, 1981]. On montre

expérimentalement [Marini et al., 1985] que le facteur α est une fonction croissante de la fraction inclusionnaire initiale. Sur l'acier A508, on détermine expérimentalement $\alpha = 0.5$, valeur retrouvée de façon théorique ($\alpha = 0.427$) [Huang, 1991]. Pratiquement α peut être ajusté sur des données expérimentales en faisant varier la triaxialité. Le taux de croissance critique $\left(\frac{R}{R_0}\right)_c$ est obtenu à partir de l'expression (II.19) et de l'expérience.

$$\frac{dR}{R} = \alpha exp\left(\frac{3}{2}\zeta\right) d\varepsilon_p \tag{II.18}$$

avec $\begin{cases} \alpha & \text{constante (0.283 pour le modèle original)} \\ \zeta & \text{triaxialité } (\frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}}) \\ \sigma_{eq} & \text{contrainte équivalente au sens de Von Mises} \\ R & \text{rayon actuel de la cavité} \end{cases}$

$$\left(\frac{R}{R_0}\right)_c = exp \int_{\varepsilon_0}^{\varepsilon_c} \alpha exp\left(\frac{3}{2}\zeta\right) d\varepsilon_p \tag{II.19}$$

avec ε_0 : déformation plastique locale à l'amorçage de la décohésion.

On postule alors que la rupture sur une structure a lieu pour $\left(\frac{R}{R_0}\right)_c$ déterminé sur des éprouvettes de laboratoire. Cette approche suppose que le paramètre d'endommagement est indépendant de la triaxialité. Ce résultat est assez bien vérifié expérimentalement sur un acier de cuve pour un taux de triaxialité compris entre 0.5 et 1.5 [Rousselier, 1986]. Notons néanmoins que certains résultats expérimentaux [Chaouadi et al., 1996] montrent une dépendance de $\left(\frac{R}{R_0}\right)_c$ avec la triaxialité. De plus la valeur de $\left(\frac{R}{R_0}\right)_c$ dépend du sens de sollicitation [Rousselier, 1986, Chaouadi et al., 1996].
L'application de ce modèle sur l'acier A508 a montré une bonne capacité à décrire l'amorçage et la croissance de la déchirure ductile sur des éprouvettes de traction axisymétriques fissurées [Rousselier, 1986].

II.6.2 Modèles couplés

a) Modèle de Lemaître

Ce modèle [Lemaitre, 1985] issue d'une approche thermodynamique décrit l'endommagement à une échelle mésoscopique. Le modèle, couplé au niveau de l'élasticité, utilise la notion de variable d'endommagement, D_L, et de contrainte effective $\bar{\sigma}$ avec $\bar{\sigma} = \sigma/(1 - D_L)$. Dans cette approche, l'endommagement et la plasticité sont supposés isotropes, le comportement identique en traction et en compression, et on postule une équivalence de la déformation (seul σ est remplacée par $\bar{\sigma}$ dans les équations constitutives, le potentiel plastique n'étant pas affecté par l'endommagement). L'amorçage de la rupture est supposé se produire pour une valeur critique du taux de dissipation d'énergie de déformation. L'évolution de la variable D_L est donnée par (II.20). Dans le cas d'un chargement radial, on obtient la linéarité de D_L avec ε_p.

$$\dot{D}_L = \frac{D_c}{\varepsilon_r - \varepsilon_R}\left(\frac{2}{3}(1+\nu) + 3(1-2\nu)\zeta^2\right) p^{\frac{2}{M}}\dot{p} \tag{II.20}$$

avec $\begin{cases} p = \left(\frac{\sigma_{eq}}{(1-D_L)K}\right)^M \\ D_c,\ \varepsilon_r,\ \varepsilon_R : \text{paramètres matériau à identifier} \\ K \text{ et } M : \text{paramètres de la loi d'écrouissage} \end{cases}$

La confrontation des résultats obtenus avec ce modèle avec ceux obtenus avec le modèle de Rice et Tracey montre un bon accord sauf aux basses triaxialités où les déformations à rupture prévues avec le modèle de Lemaître sont plus faibles. L'application de ce modèle à l'avancée de fissure montre de bons résultats [Moyer et al., 1997] (éprouvette CCP). Cependant les limites du modèle sont mises en avant par Pardoen [Pardoen et al., 1998], qui montre une dépendance de D_c avec la géométrie. D'autre part, l'échelle mésoscopique du modèle empêche la description de mécanisme tel que la coalescence qui dépend fortement de la microstructure. Le faible nombre d'applications de ce modèle dans la littérature est d'ailleurs dû au manque de base physique du paramètre D_L.

b) Modèle Gurson–Tvergaard–Needleman : GTN

Le modèle GTN est basé sur le modèle micromécanique développé par Gurson [Gurson, 1977]. Son analyse décrivant la croissance d'une cavité sphérique dans une matrice rigide parfaitement plastique conduit à l'expression du potentiel plastique donnée par (II.21).

$$\Phi(\underset{\sim}{\Sigma}, f, \sigma_0) = \frac{\Sigma_{eq}^2}{\sigma_0^2} + 2f\cosh\left(\frac{3\Sigma_m}{2\sigma_0}\right) - (1+f^2) \qquad \text{(II.21)}$$

avec $\begin{cases} \underset{\sim}{\Sigma} & \text{tenseur des contraintes macroscopiques (matrice + porosité),} \\ \Sigma_{eq} & \text{contrainte macroscopique équivalente,} \\ \Sigma_m = 1/3\Sigma_{kk} & \text{contrainte macroscopique moyenne,} \\ f & \text{la porosité du matériau,} \\ \sigma_0 & \text{limite d'élasticité de la matrice} \end{cases}$

En appliquant la règle de normalité et en calculant la trace du tenseur des vitesses de déformation macroscopiques, $\dot{\underset{\sim}{E}}_p$, on obtient :

$$tr\dot{\underset{\sim}{E}}_p = tr\left(\dot{\lambda}\frac{\partial\Phi}{\partial\underset{\sim}{\Sigma}}\right) = \dot{\lambda}\frac{3f}{\sigma_0}\sinh\left(\frac{3\Sigma_m}{2\sigma_0}\right) \neq 0 \qquad \text{(II.22)}$$

On a donc variation de volume, ce qui correspond à la croissance (ou à la réduction) de la porosité.

L'expression (II.21) qui prévoit une porosité à rupture $f = 1$ ($\Phi = 0$ si $\underset{\sim}{\Sigma} = \underset{\sim}{0}$) conduit à une forte surestimation des ductilités à rupture et, d'autre part, elle suppose un matériau rigide parfait. Le modèle a été modifié par Tvergaard et Needleman [Tvergaard, 1982] pour prendre en compte l'interaction entre les cavités et l'écrouissage. Il faut noter que les extensions proposées sont de nature purement phénoménologiques et ne reposent pas sur une analyse micromécanique rigoureuse.

La prise en compte de l'écrouissage est réalisée en remplaçant dans l'équation II.21 la limite d'élasticité, σ_0, du matériau parfaitement plastique par σ_Y, la résistance à l'écoulement de la matrice écrouissable, avec $\sigma_Y = f(p)$. L'écrouissage est supposé ici de nature isotrope. La variable d'écrouissage, p, est définie en supposant l'égalité de la

dissipation plastique microscopique et de la dissipation macroscopique. La déformation plastique effective p représente l'état de déformation microscopique dans la matrice. Son évolution est donnée par :

$$(1-f)\dot{p}\sigma_Y = \dot{\underset{\sim}{E}}_p : \underset{\sim}{\Sigma} \tag{II.23}$$

Le terme de gauche correspond à la puissance microscopique; seule une fraction $(1-f)$ est occupée par la matière. On souligne que la variable d'écrouissage est différente de celle employée pour les matériaux sains, c'est à dire la déformation plastique cumulée au sens de von Mises obtenue par $\dot{p} = (\frac{2}{3}\dot{\underset{\sim}{\varepsilon}}_p : \dot{\underset{\sim}{\varepsilon}}_p)^{1/2}$. Notons que l'écrouissage est introduit sous la forme d'un écrouissage moyen d'un milieu poreux se déformant de façon uniforme [Leblond et al., 1995].

Afin de rendre compte de l'accélération de la croissance des cavités[7] pendant le stade de coalescence, la fonction $f^\star$ est introduite [Tvergaard and Needleman, 1984] dans l'expression du potentiel. La fonction bilinéaire $f^\star$ représente la porosité effective et est justifiée pour décrire l'apparition de la coalescence au delà d'une porosité critique, la porosité est alors plus endommageante que si elle restait sphérique (fig. II.5). Une autre expression de $f^\star$ a également été proposée [Mathur et al., 1994b].

$$f^\star(f) = \begin{cases} f & \text{si } f \leq f_c, \\ f_c + \delta(f - f_c) & \text{sinon.} \end{cases} \tag{II.24}$$

avec $\begin{cases} \delta & = \frac{f_U^\star - f_c}{f_F - f_c} \\ f_U^\star & \text{porosité effective à rupture, } f_U^\star = 1/q_1 \\ f_F & \text{porosité à rupture.} \end{cases}$

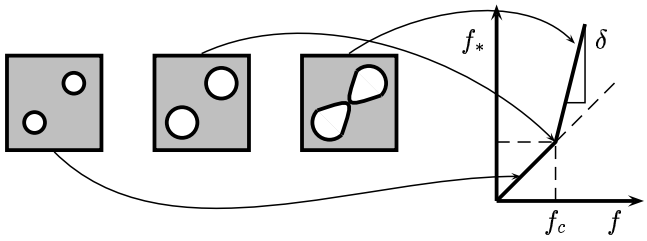


Figure II.5 : Fonction $f^\star$

Le critère de plasticité, communément appelé modèle GTN, prend alors la forme suivante :

$$\Phi(\underset{\sim}{\Sigma}, f, \sigma_Y) = \frac{\Sigma_{eq}^2}{\sigma_Y^2} + 2q_1 f^\star cosh\left(\frac{3q_2\Sigma_m}{2\sigma_Y}\right) - (1 + q_1^2 f^{\star 2}) \tag{II.25}$$

[7]Les rares études qui aient réellement pris en compte l'hétérogénéité de la distribution de l'endommagement semblent avoir montrées que le potentiel GTN peut être utilisé sans introduire le paramètre δ jusqu'à la rupture [Besson et al., 2000, Decamp et al., 1998, Pineau and Besson, 2001]

où le paramètre q_1 est ajusté à partir de calculs sur cellules élémentaires décrivant un type d'interaction donnée. Les valeurs de q_1 sont généralement comprises entre 1.25 [Koplik and Needleman, 1988] et 1.5 [Tvergaard, 1982]. A partir de l'analyse d'une sphère creuse (cavité centrale) avec une matrice poreuse (traitée comme un matériau homogène obéissant à un modèle tel que Gurson–Tvergaard) soumise à une contrainte hydrostatique, Perrin [Perrin and Leblond, 1990] obtiennent une valeur q_1=1.47 qu'il faut comparer à q_1=1.25 (obtenu à partir de l'analyse de l'interaction entre cavités sphériques réparties périodiquement).

c) Evolution de la porosité

L'évolution de la porosité est le résultat de la germination de nouvelles cavités et de la croissance des cavités déjà existantes. Cette évolution est décrite par l'expression (II.26) où le terme de croissance est obtenu à partir du principe de conservation de la masse (II.27)[8],[9].

$$\dot{f} = \dot{f}_{germination} + \dot{f}_{croissance} \tag{II.26}$$

$$\dot{f}_{croissance} = (1-f) trace \underset{\sim}{\dot{E}}_p \tag{II.27}$$

L'introduction d'une composante de germination par décohésion d'inclusions (eq. II.26), qui correspond à la création soudaine d'une nouvelle cavité, conduit à la non–conservation apparente de la masse. La fraction de matière apparemment enlevée correspond au volume des inclusions laissées dans les cavités et que l'on retrouve au fond des cupules sur les surfaces de rupture.

La cinétique de la germination est de la forme (II.28) où les coefficients A_n et B_n revètent différentes expressions.

$$\dot{f}_{germination} = B_n \dot{\sigma}_{eff} + A_n \dot{p} \tag{II.28}$$

où $\dot{\sigma}_{eff} = \alpha \dot{\sigma}_{eq} + \beta \dot{\sigma}_{kk}$. B_n et A_n peuvent être assimilés à l'intensité de germination contrôlée en contrainte et en déformation, respectivement. Trois types de loi possibles sont schématisés sur la figure II.6 [Zhang and Hauge, 1999].

Une loi de germination doit contenir deux aspects : l'instant du déclenchement de la germination et la quantité de cavités formées. Le modèle c) de la figure II.6 est souvent utilisé dans la littérature. Une expression pour ce modèle [Chu and Needleman, 1980] décrivant une germination contrôlée par la déformation est donnée par (II.29).

$$B = \frac{f_N}{s_N \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{p - \varepsilon_N}{s_N} \right)^2 \right] \tag{II.29}$$

[8] Cette dernière équation, qui permet de relier $\dot{f}$ à $\underset{\sim}{\dot{E}}_p$ est obtenue à partir du raisonnement suivant : soit Ω le volume (matrice + cavités) et soit ω le volume des cavités. Par incompressibilité de la matrice, on a $\dot{\Omega} = \dot{\omega}$. La porosité est définie par $f = \frac{\omega}{\Omega}$. On a donc : $\dot{f} = \frac{\dot{\Omega}}{\Omega}\left(1 - \frac{\omega}{\Omega}\right) = \frac{\dot{\Omega}}{\Omega}(1-f)$ et $\frac{\dot{\Omega}}{\Omega} = tr\underset{\sim}{\dot{E}}_p$.

[9] $\underset{\sim}{\dot{E}}_p$ est obtenue par la règle de normalité $\underset{\sim}{\dot{E}}_p = \left(\dot{\lambda} \frac{\partial \Phi}{\partial \underset{\sim}{\Sigma}} \right)$.

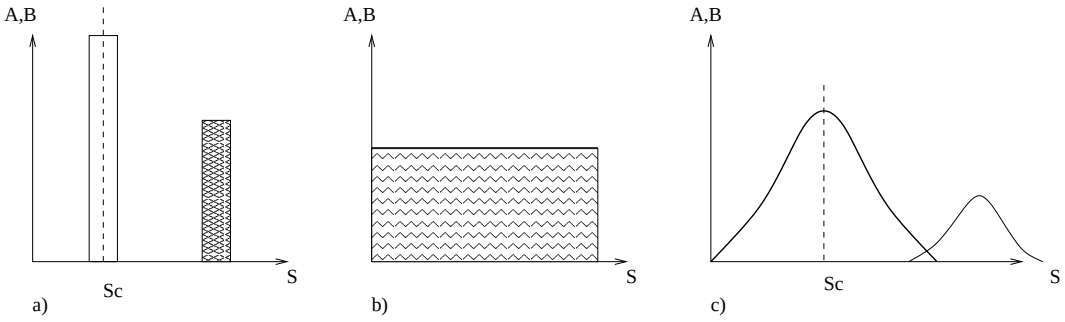


Figure II.6 : Modèles de lois de germination (d'après [Zhang and Hauge, 1999]) a) germination en amas b) germination continue c) germination statistique

avec $\begin{cases} p & \text{déformation plastique effective,} \\ \varepsilon_N & \text{déformation moyenne pour laquelle 50\% des inclusions sont rompues,} \\ f_N & \text{la fraction volumique d'inclusions pouvant participer à la germination,} \\ s_N & \text{écart type de la distribution des déformations à rupture .} \end{cases}$

On se reportera en annexe A-III pour une discussion sur l'utilisation des différentes lois pour décrire la germination. Il apparaît néanmoins que l'estimation des paramètres des modèles doit être basée sur une observation microstructurale.

d) Modèle de Rousselier

Comme le modèle de Lemaître, le modèle de Rousselier [Rousselier, 1986, Rousselier, 1987] a été établi dans le cadre d'une approche thermodynamique. Le modèle introduit deux variables d'état pour décrire le matériau : p la déformation plastique cumulée et f l'endommagement qui correspond, dans ce cas, à la fraction volumique de cavités. La surface de charge est donnée par :

$$\Phi = \tilde{\Sigma}_{eq} - R(p) + f\sigma_1 D \exp\left(\frac{\tilde{\Sigma}_m}{\sigma_1}\right) = 0 \qquad \text{(II.30)}$$

avec

$\begin{cases} \tilde{\underset{\sim}{\Sigma}} = \underset{\sim}{\Sigma}/\rho \text{ : tenseur des contraintes effectives} \\ \rho = (1-f) \text{ : densité relative du matériau par rapport à un matériau idéal dense} \\ \tilde{\Sigma}_{eq} \text{ : contrainte effective équivalente au sens de von Mises} \\ \tilde{\Sigma}_m = \frac{1}{3}\tilde{\Sigma}_{kk} \text{ : la contrainte effective moyenne} \\ R \text{ : limite d'écoulement du matériau non endommagé} \\ \sigma_1 \sim \frac{2}{3}R_m \sim (R_e + R_m)/3 \text{ [Rousselier, 1986, Rousselier, 1987, Rousselier et al., 1989]} \end{cases}$

Le paramètre σ_1 dépend du matériau, σ_1 représente la résistance de la matrice à la croissance et coalescence des cavités. D, par analogie au modèle de Rice et Tracey varie entre 1.5 et 2.1.

On assume une décomposition additive du tenseur des vitesses de déformation, tel que :

$$\dot{\underset{\sim}{E}} = \dot{\underset{\sim}{E}}_e + \dot{\underset{\sim}{E}}_p \tag{II.31}$$

La déformation élastique $\underset{\sim}{\mathbf{E}}_e$ est lié au tenseur des contrainte par $\underset{\sim}{\mathbf{E}}_e = \underset{\approx}{\mathbf{C}} : \tilde{\Sigma}$. Comme la fraction volumique de cavités est généralement faible, le tenseur d'élasticité, $\underset{\approx}{\mathbf{C}}$ est considéré comme constant. La vitesse de déformation plastique est obtenue par la règle de normalité :

$$\dot{\underset{\sim}{E}}_p = \dot{\lambda}\frac{\partial\Phi}{\partial\tilde{\underset{\sim}{\Sigma}}} = \dot{p}\left[\frac{3}{2}\frac{\underset{\sim}{\mathbf{s}}}{\Sigma_{eq}} + \frac{fD}{3}\exp\left(\frac{\Sigma_{kk}}{3(1-f)\sigma_1}\right)\underset{\sim}{\mathbf{I}}\right] \tag{II.32}$$

où $\dot{\lambda}$ est le multiplicateur plastique et $\underset{\sim}{\mathbf{I}}$ est le tenseur unité du second ordre. L'évolution de la porosité est donnée par la conservation de la masse :

$$\dot{f} = (1-f)trace\dot{\underset{\sim}{E}}_p = (1-f)\dot{p}fD\exp\left(\frac{\sigma_{kk}}{3(1-f)\sigma_1}\right) \tag{II.33}$$

On notera que la porosité augmente toujours même pour des états de contrainte de compression. $\dot{p}$ est obtenue par la condition de consistence $\Phi = 0$, $\dot{\Phi} = 0$. Il peut être montré que $\dot{p}$ correspond au taux de déformation de von Mises donné par $\dot{p} = \sqrt{\frac{2}{3}\dot{\underset{\sim}{\mathbf{e}}}_p : \dot{\underset{\sim}{\mathbf{e}}}_p}$ où $\dot{\underset{\sim}{\mathbf{e}}}_p$ est le déviateur de $\dot{\underset{\sim}{E}}_p$.

e) Présentation unifiée des modèles : notion de contrainte scalaire effective

Nous exposons une présentation unifiée des modèles (GTN, Rousselier) qui est basée sur la définition implicite ou explicite d'une contrainte scalaire effective $\sigma_\star$ donnée par :

$$\psi(\underset{\sim}{\sigma}, f, \sigma_\star) \quad \overset{\text{def.}\,\sigma_\star}{=} \quad 0 \tag{II.34}$$

Cette approche a été proposée par Besson [Besson et al., 2001] et est utilisée dans l'implémentation de ces modèles dans le code aux éléments finis ZeBuLon.
La fonction ψ dépend en général des deux premiers invariants des contraintes et de la porosité. On a pour les modèles GTN (eq. II.35) et Rousselier (eq. II.36) :

$$\psi = \frac{\Sigma_{eq}^2}{\sigma_\star^2} + 2q_1 f_\star \cosh\left(\frac{q_2\Sigma_{kk}}{2\sigma_\star}\right) - (1 + q_1^2 {f_\star}^2) \tag{II.35}$$

$$\psi = \frac{\Sigma_{eq}}{(1-f)\sigma_\star} + \frac{\sigma_1}{\sigma_\star}fD\exp\left(\frac{\Sigma_{kk}}{3(1-f)\sigma_1}\right) - 1 \tag{II.36}$$

La définition de $\sigma_\star$ est implicite dans le cas du modèle de Gurson et explicite pour le modèle de Rousselier. La surface de plasticité est alors définie de la même façon pour les deux modèles comme :

$$\Phi = \sigma_\star - \sigma_y \tag{II.37}$$

On applique ensuite la règle de normalité pour obtenir la vitesse de déformation plastique comme :

$$\dot{\underset{\sim}{E}}_p = (1-f)\dot{p}\frac{\partial \Phi}{\partial \underset{\sim}{\Sigma}} = (1-f)\dot{p}\frac{\partial \sigma_\star}{\partial \underset{\sim}{\Sigma}} \tag{II.38}$$

Le terme $(1-f)\dot{p}$ est choisi afin de redonner les mêmes évolutions que dans le cas de la présentation usuelle.
Dans le cas où la définition de $\sigma_\star$ est implicite (modèle GTN), la dérivée $\partial\sigma_\star/\partial\underset{\sim}{\Sigma}$ peut être calculée en notant qu'une variation de $\underset{\sim}{\Sigma}$ doit engendrer une variation de $\sigma_\star$ telle que l'équation II.34 reste vérifiée pour f restant constant. On obtient donc :

$$\partial\sigma_\star/\partial\underset{\sim}{\Sigma} = -\left(\frac{\partial\psi}{\partial\sigma_\star}\right)^{-1}\frac{\partial\psi}{\partial\underset{\sim}{\Sigma}} \tag{II.39}$$

f) Comparaison entre les potentiels GTN et de Rousselier

On trace sur la figure II.7 les surfaces d'écoulement plastique dans le plan des deux premiers invariants du tenseur des contraintes. On calcule la valeur du rapport $\frac{\partial J_2}{\partial(I_1/3)}$ qui représente la pente de la normale à la surface d'écoulement dans le repère utilisé. Aux forts taux de triaxialité, cette pente tend vers 0 dans le cas du potentiel GTN et garde une valeur non nulle pour le potentiel de Rousselier (voir eq. II.40).

$$\frac{\partial J_2}{\partial(I_1/3)}_{|\Phi=0,J_2=0} = -\frac{\sigma_\star}{\sigma_1} \tag{II.40}$$

On conserve donc dans tous les cas une composante de cisaillement avec le potentiel de Rousselier. Ceci pourrait expliquer la capacité du modèle de Rousselier à décrire la formation de bandes de cisaillement [Besson, 1999]. D'autre part, à triaxialité donnée, la composante de cisaillement sera toujours plus importante avec le potentiel de Rousselier.

Le comportement des deux modèles vis à vis de la triaxialité va donc être différent. On compare sur la figure II.8, l'évolution du comportement $\sigma_{11} = f(p)$ à différentes triaxialités avec les deux potentiels. Ces calculs sont réalisés avec un VER (Volume Elémentaire Représentatif). Les paramètres des deux modèles sont choisis pour avoir une réponse proche pour une triaxialié $\zeta = 1.4$ (voir fig. II.8 b)). Le modèle de Rousselier semble montrer une plus grande sensibilité à la triaxialité de la vitesse d'adoucissement. On peut donc penser a priori que la transférabilité des paramètres à différentes géométries sera plus difficile avec ce modèle.

g) Notion de distance caractéristique

L'utilisation de modèles couplés d'endommagement nécessite l'introduction d'une distance caractéristique pour simuler la rupture en pointe de fissure. Cette distance caractéristique doit être en rapport avec les évènements métallurgiques qui interviennent dans le processus de rupture. Pour la rupture ductile sur les aciers du type A508, la distance choisie est souvent l'espacement entre inclusions de sulfure de Manganèse (MnS) [Beremin, 1981, Bilby et al., 1992, Carassou, 2000]. De façon plus générale, elle doit être reliée aux particules rentrant en jeu dans le mécanisme de rupture étudié.

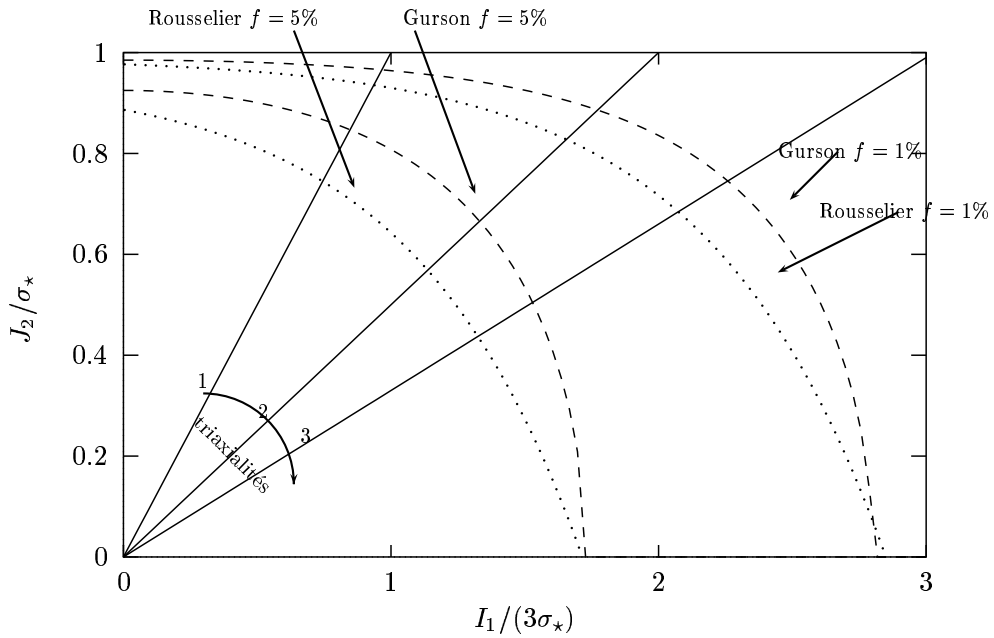


Figure II.7 : Surfaces d'écoulement plastique obtenues avec les potentiels de Gurson et de Rousselier pour une porosité de 1% et 5% ($q_1 = 1.5,\ q_2 = 1,\ f^\star = f,\ D = 2,\ \sigma_1/\sigma_\star = 2/3$). ($I_1 = \Sigma_{kk}$ et $J_2 = \Sigma_{eq} = (3/2 S_{ij} S_{ij})^{1/2}$)

De manière pratique, cette distance caractéristique peut être représentée par la taille de maille, la moyennation des contraintes se fait ainsi automatiquement [Li et al., 1994, Rousselier, 1986]. On peut également définir des cellulles qui comportent plusieurs éléments et faire la moyenne de l'endommagement sur une cellule. Cependant, pratiquement, il faudra définir comment la fissure se propage.

On peut également utiliser une approche non–locale (fonction de redistribution), la distance critique apparaitra alors dans la procédure de délocalisation. Même si cette procédure semble rendre la sensibilité à la taille de maille plus faible [Bilby et al., 1994, Howard and Li, 2000], elle reste très coûteuse numériquement et beaucoup moins pratique.

Une autre approche [Needleman and Tvergaard, 1994], est de modéliser explicitement l'évènement microstructural étudié, par exemple pour la rupture ductile, en introduisant deux populations de particules, les inclusions les plus grosses étant introduites sous forme d'ilôts ductiles par l'intermédiaire d'une porosité plus forte. La longueur caractéristique est alors la distance entre ces ilôts et la pointe de fissure. Cette approche permet de diminuer la sensibilité à la taille de maille de la vitesse de propagation de la fissure; néanmoins, son initiation y reste toujours sensible.

h) Discussion sur les modèles couplés

Avec les modèles couplés, l'amorçage et la propagation de la fissure sont le résultat naturel de l'adoucissement local. L'identification et la détermination des paramètres d'endommagement reposent sur une approche combinant expérience et simulation. Cette

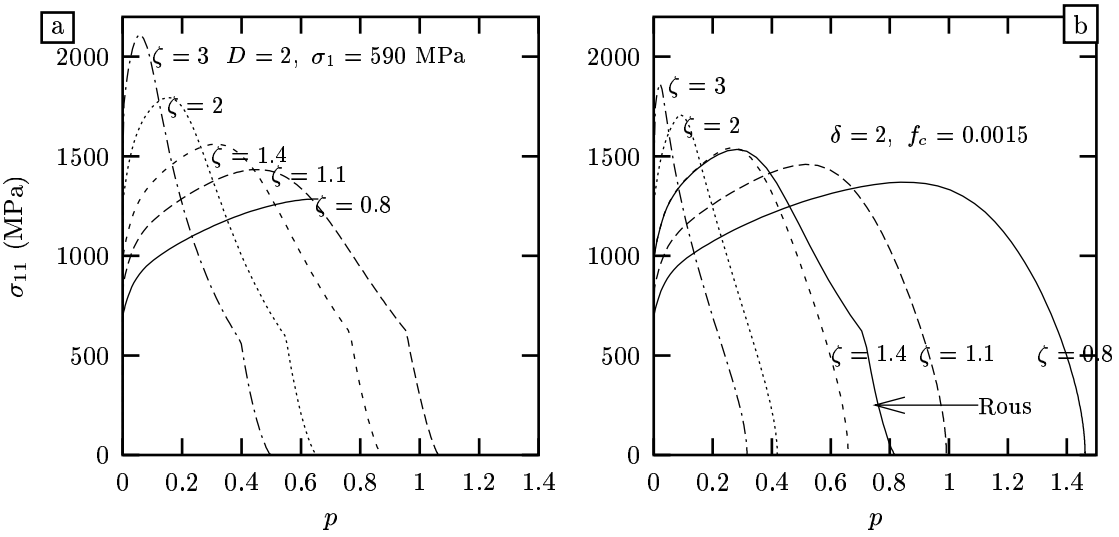


Figure II.8 : Effet de la triaxialité sur le comportement obtenu avec a) le potentiel de Rousselier b) le potentiel GTN (L'accélération finale sur les courbes obtenues avec le modèle de Rousselier est due à l'utilisation d'une fonction d'accélération de la phase finale de croissance)

méthode reste valide tant que les mécanismes de rupture restent identiques. On reporte dans le tableau II.2, les paramètres issus de quelques références bibliographiques où le modèle GTN est utilisé pour représenter la déchirure ductile. Les matériaux sont tous des aciers ferritiques. Comme on peut le voir, des jeux de paramètres assez différents peuvent être obtenus selon que l'on prend en compte une porosité initiale, la germination ou la coalescence. Plusieurs points intéressants apparaissent :

- Il est possible de décrire la création d'une macro–fissure sans utiliser la fonction $f^\star$ pour la coalescence [Geney, 1998].
- Les paramètres décrivant la germination sont quasi–systématiquement issus de [Tvergaard and Needleman, 1984] et n'ont pas été déterminés spécifiquement pour les matériaux étudiés.
- Les paramètres ne sont pas indépendants entre eux.

Il n'existe pas de procédure de calibration pour déterminer les paramètres du modèle GTN. Généralement f_c est calé à partir d'essais simples tels que les essais de traction. Cependant f_c est dépendant de f_0 et de f_N lorsque la germination est considérée [Zhang, 1996]. Zhang [Zhang and Niemi, 1995] recommande une calibration sur plusieurs triaxialités et propose une relation empirique entre f_c et f_0 (eq. II.41) obtenue en utilisant une approche plus physique. Cette approche consiste à déterminer f_c à partir d'une modification du critère de localisation de Thomason (chargement limite plastique de la matrice) [Zhang and Niemi, 1995]. L'avantage de cette approche est que f_c devient une réponse du matériau à un état de contrainte donné. Pour une fraction f_0 faible, cette méthode prévoit un paramètre f_c quasiment constant pour une triaxialité comprise entre 1 et 3. Les paramètres de la

germination sont alors calés pour avoir l'accord entre l'expérience et la simulation [Skallerud and Zhang, 1999]. Le calage de la longueur caractéristique l_c est réalisé à partir d'un essai de la mécanique de la rupture [Zhang and Hauge, 1999].

$$f_c = 2.9 f_0 + 2200 f_0^2 \tag{II.41}$$

La détermination des paramètres d'endommagement à partir de différents essais mécaniques soulève la question de leur dépendance vis à vis de la triaxialité, de la température et de la vitesse de sollicitation. Plusieurs études semblent montrer l'indépendance de f_c vis à vis de la triaxialité [Koplik and Needleman, 1988, Schmitt et al., 1994a]. Cependant pour une forte fraction volumique initiale, f_0, f_c semble diminuer quand la triaxialité augmente [Zhang and Niemi, 1995]. Il semble également que f_c soit indépendant de l'effet de vitesse [Brocks et al., 1995, Schmitt et al., 1997b, Schmitt et al., 1994a, Schmitt et al., 1997a] et de la géométrie [Brocks et al., 1995].

Pour le modèle de Rousselier, [Li et al., 1994] montrent pour une taille de maille fixée, la non–unicité du couple (σ_1, D). Cependant l'application des différents couples obtenus sur géométrie AE_2 permet de représenter correctement l'avancée de la déchirure ductile sur des AE préfissurées. Par ailleurs, cette étude met également en évidence l'effet de la taille de maille sur les paramètres σ_1 et D. Les auteurs conseillent alors de fixer un ou plusieurs paramètres (par ex. D) et d'ajuster les autres par comparaison avec l'expérience.

II.6.3 En résumé

La rupture ductile est décrite par trois phases : la germination, la croissance et la coalescence de cavités qui vont conduire à la ruine du matériau. Dans le cas de l'acier 16MND5, on peut considérer une fraction volumique initiale de cavités égale à la fraction volumique d'inclusions de sulfure de Manganèse. Des trois phases, celle de la croissance est la plus étudiée et la mieux comprise dans l'acier qui fait l'objet de cette étude. La germination autour des carbures reste peu étudiée. La coalescence se produit soit par un mécanisme de striction interne ("necking"), soit par un mécanisme de localisation dans des bandes de cisaillement intense.

Deux modèles couplés d'endommagement sont principalement utilisés, le modèle GTN et le modèle de Rousselier. Ils se différencient essentiellement par leur comportement pour les forts taux de triaxialité, le modèle de Rousselier conservant toujours une composante de cisaillement même pour un chargement hydrostatique pur. L'utilisation des modèles couplés implique l'identification d'une distance caractéristique, en rapport avec les mécanismes de rupture. Pour l'acier 16MND5, la distance caractéristique est liée à l'espacement entre les inclusions de sulfure de Manganèse. Ces modèles nécessitent l'identification de plusieurs paramètres. Cependant il n'existe pas de procédure type pour cette identification.

Réf.	matériau	f_0	maillage		germination				coalescence				remarques	q_1
			$l_c(\mu m)$	géo.	f_N	ε_N	S_N	géo.	f_c	géo.	δ	géo.		
[Geney, 1998]	16MND5	3.56e-04 (R.I.)	250	CT 3D	2.37e-3	0.628	0.085	R.I. AE	NON	/	NON	/	para. diff. à 20°C et 280°C elts quad. sur AE, lin. sur CT	1.5
[Schmitt et al., 1997b]	A508-cl2	?	?	SENB P	?	?	?	?	0.045	T L	?	?	/	?
[Schmitt et al., 1994b]	soudure	?	140	SENB P 2D	?	?	?	?	0.038	T L	?	?	/	?
	irradié	0.016	100	SENB P 2D	?	?	?	?	0.023	T L	?	?	Bonne prédiction pour SENB P mais pas sur KCV pour propa.	?
[Schmitt et al., 1997a]	A508cl3	0	60×100	SENB P	0.002	0.3	0.1	TV	0.06	T L	3.94	?	f_N pour $0.03 < f_c < 0.06$	?
	rev austé	0	50	/	0.012	0.3	0.1	TV	0.03	T L	3.96	?	/	?
[Brocks et al., 1995]	A508cl2	0	100	toutes	0.004	0.3	0.1	TV	0.045	T L	3.96	?	f_c indt $\dot{\varepsilon}$	1.5
[Siegmund et al., 1998]	StE460	0.0025	200	?	0.02	0.3	0.1	TV	0.021	?	3.4	?	/	1.5
[Skallerud and Zhang, 1999]	ferri.	0.00061	100	dist. inter MnS	$A_0 = 0.05$			calage exp.	0.035	Thoma.	6.65	/	/	1.25
[Bernauer et al., 1999]	A508cl2	0	?	?	0.004	0.3	0.1	TV	0.055	?	4.2	?	/	1.5

Tableau II.2 : Paramètres du modèle GTN dans la littérature. TV : issu de [Tvergaard and Needleman, 1984] , R.I. : résolution inverse, P : préfissurée.

II.7 Mécanismes du clivage intragranulaire

Dans un cristal sans défaut, la rupture ultime par clivage est due à la séparation des plans cristallins par rupture des liaisons interatomiques. Cette séparation est appréhendée comme l'étirement **élastique** des couches atomiques jusqu'à la séparation finale. Le calcul de la contrainte théorique à rupture d'un matériau fragile (rupture sans déformation plastique) donne [Thompson and Knott, 1993] :

$$\sigma_c^{th} = \sqrt{\frac{E\gamma}{b_0}} \tag{II.42}$$

avec $\begin{cases} 2\gamma & \text{énergie qui doit être dépensée pour produire la rupture,} \\ & \text{équivalente à un travail de rupture par unité de surface} \\ b_0 & \text{distance initiale entre deux atomes} \end{cases}$

Pour une rupture parfaitement élastique, le travail de rupture est égal à deux fois l'énergie de surface γ_s du matériau (création de deux surfaces). Si on s'intéresse aux métaux cubiques centrés, qui clivent suivant les plans $\{100\}$, on obtient $\sigma_{th} \sim E_{\{100\}}/3$. Cette valeur est très supérieure aux valeurs obtenues expérimentalement. Pour expliquer cet écart, il est indispensable de faire intervenir un mécanisme provoquant des concentrations locales de contraintes permettant de déclencher le clivage. Pour les aciers, ces concentrations de contraintes sont expliquées par des mécanismes associés à la plasticité.

II.7.1 Déclenchement du clivage

Plusieurs sites peuvent être à l'origine de concentrations de contraintes pouvant initier des micro–défauts et sont intimement liés à la microstructure du matériau. L'origine des micro–défauts peut être classée en trois catégories [Echeverría-Zubiría et al., 2000] :

- La rupture de particules fragiles.
- La décohésion de particules ou de zones fragiles.
- La formation de micro–cavités ductiles.

Pour les aciers doux, les travaux de McMahon [McMahon and Cohen, 1965] sur des microstructures ferrito–perlitiques ont mis en évidence que les sites potentiels de concentration de contraintes sont les carbures intra ou inter–granulaires. Le rôle actif des carbures sur ce type de microstructure est confirmé par plusieurs auteurs [Oates, 1968,Lindley et al., 1970]. Cependant l'implication des carbures sur l'amorçage d'un micro–défaut semble fortement dépendre de leur taille. Les observations de Pluvinage [Pluvinage and al., 1999] sur une microstructure ferritique montrent que lorsque les carbures sont trop petits, l'origine des sites de clivage ne peut être associée à la présence d'une particule. Ce rôle de la taille des carbures est également mis en évidence sur une microstructure de bainite revenue [Válka et al., 1997]. La formation d'un micro–défaut est alors expliquée par un mécanisme d'intersection de plans de glissement. Pour les aciers alliés au Ti (ferrite–perlite), ce sont les particules TiN qui sont à l'origine du déclenchement du clivage [Linaza et al., 1995,Echeverría-Zubiría et al., 2000].

Lorsque c'est la décohésion de particules qui est à l'origine de la formation d'un micro–défaut, le mécanisme proposé est le report des contraintes dans la matrice environnante. L'implication de micro–cavités ductiles dans le déclenchement du clivage est observée par [Echeverría-Zubiría et al., 2000] sur des éprouvettes entaillées. Une caractéristique de ce type d'amorçage est la position du site d'amorcage qui est toujours proche du fond de l'entaille. Dans ce cas, la rupture semble contrôlée par la déformation.

II.7.2 Entité microstructurale contrôlant le clivage

Quelle que soit la nature des défauts à l'origine de la formation d'une micro–fissure, il faut se demander quel est l'évènement qui déclenche la rupture finale. Est–ce la création d'une micro–fissure dans une particule fragile? Ou est–ce sa propagation sur une distance caractéristique? Dans ce dernier cas, la propagation peut être stoppée par les hétérogénéités locales, ce qui souligne le rôle de la matrice environnante. La réponse dépend fortement de la microstructure impliquée et la nature de l'entité microstructurale qui contrôle la rupture n'est pas unique.
Sur les aciers ferritiques, la rupture est contrôlée par un critère en propagation [McMahon and Cohen, 1965]. Lorsque la taille du grain est importante, l'étape critique est la propagation d'une fissure de la taille du grain d'un grain ferritique à l'autre [McMahon and Cohen, 1965]; pour des tailles de grains plus faibles c'est la propagation à la matrice ferritique d'une fissure de la taille d'une particule fragile [Oates, 1968] . Sur un acier ferrito–perlitique, l'entité microstructurale contrôlant le clivage est définie comme la région de ferrite et de perlite qui a la même orientation que la ferrite [Linaza et al., 1995].

Le cas des aciers bainitiques est également complexe. S'il est également admis que la rupture est gérée par la propagation, la nature de l'entité microstructurale qui la contrôle est plus controversée. Sur un acier bainitique à bas carbone avec une microstructure aciculaire, l'ensemble des paquets bainitiques présentant une faible désorientation est l'entité qui contrôle le clivage [Brozzo et al., 1977]. Ce résultat a été obtenu en comparant les mesures des facettes de clivage sur les faciès de rupture avec les mesures de la taille des paquets. Le rôle du paquet bainitique est nuancé par Zhang [Zhang and Knott, 1999], qui à partir du critère de Griffith, identifie sur une bainite supérieure avec des colonies de carbures, la taille de ces colonies comme l'entité qui contrôle le clivage. L'hypothèse du rôle des carbures est renforcée par la prévision correcte de l'évolution de la ténacité avec la température sur un acier bainitique avec le modèle WST (voir paragraphe c)), qui conduit Wallin à suggérer que ce sont également les carbures qui contrôlent la rupture sur ce type de micro–structure [Wallin et al., 1984]. La dépendance de la ténacité à la taille du paquet bainitique est alors expliquée par une relation entre la taille des carbures et la taille du paquet.
A partir d'un acier 2 1/4Cr–1Mo avec une microstructure de bainite revenue, Bouyne [Bouyne, 1999] en utilisant la technique de l'EBSD a mis en évidence que l'unité de clivage est le paquet bainitique confirmant ainsi les travaux de Brozzo. Ses observations montrent qu'à chaque joint de paquet, la fissure de clivage change de direction. Une des propriétés de la structure bainitique de cette étude est la forte désorientation entre chaque paquet bainitique.

II.8 Modèles décrivant le clivage intragranulaire

Pour une revue détaillée des modèles décrivant le clivage, on se reportera utilement à [Pineau, 1981].
Deux approches décrivant le mécanisme de clivage à basses températures ont été développées, la première basée sur la description de l'amorçage (germination d'une micro–fissure) et la deuxième, sur la description de la propagation à la matrice environnante. Notons que le cas spécifique de la création d'un micro–défaut par l'intersection de deux systèmes de glissement n'est pas présenté [Cottrell, 1958].On présente maintenant les principaux modèles décrivant ces approches.

II.8.1 Défaut de type Griffith

Ce modèle définit les conditions de propagation d'un défaut pré–existant de longueur $2a$ dans l'épaisseur d'un milieu élastique infini en déformation plane soumis à un état de contrainte caractérisé par σ_{app}. Pour avoir propagation de ce défaut (diminution de l'énergie du système), il faut appliquer une contrainte σ_{app} supérieure à :

$$\sigma^G = \sqrt{\frac{2E\gamma}{\pi a(1-\nu^2)}} \tag{II.43}$$

avec $\begin{cases} \gamma & \text{travail idéal de rupture} \\ 2a & \text{longueur du défaut} \end{cases}$

Pour les aciers, on a en réalité écoulement plastique local en pointe de fissure, mais il a été montré expérimentalement que la propagation instable est toujours caractérisée par un taux de libération d'énergie élastique, G_{crit}, à condition que la zone plastique reste confinée (conditions SSY). La contrainte de rupture pour une structure infinie en déformation plane est alors donnée par :

$$\sigma_c^G = \sqrt{\frac{EG_{crit}}{\pi a(1-\nu^2)}} \tag{II.44}$$

G_{crit} est utilisé d'une part pour la création des deux nouvelles surfaces et d'autre part pour produire la déformation plastique. Pour les solides déformables, Irwin propose $G_{crit} = 2\gamma_s + \gamma_p = \gamma_{eff}$ où γ_p est le travail associé à la rupture (production de dislocations en pointe de fissure). Ce travail plastique peut être séparé en deux contributions : la plasticité associée au chargement de la micro–fissure jusqu'au point d'instabilité (travail plastique précurseur) et la plasticité associée à la croissance de la micro–fissure. Des valeurs de γ_p obtenues à partir de mesures de la ténacité[10] montrent que le travail plastique est très supérieur au travail nécessaire pour la création de surface γ_s, $\gamma_p \sim 10^3 \times \gamma_s$. L'existence même de plasticité a conduit la différenciation entre la rupture par clivage, c'est à dire la propagation d'une micro–fissure sans aucun émoussement et la rupture par *quasi–clivage*, c'est à dire avec émission de dislocations[11] [Thompson and Knott, 1993]. Dans la suite du texte, on utilisera

[10] Ces valeurs sont issues de la relation de la mécanique linéaire de la rupture $G = K_I^2(1-\nu^2)/E$ et de l'estimation de γ_s

[11] On se référera utilement aux références [Rice and Thomson, 1974, Argon, 1987] pour une étude théorique de l'émission de dislocations lors de la propagation d'une micro–fissure de clivage

cependant le terme de clivage pour la rupture fragile des métaux.
γ_p est souvent considéré comme un paramètre matériau, indépendant du chargement et de la géométrie du défaut.
La rupture par clivage est ici décrite comme gouvernée par une contrainte critique quasi–indépendante de la température. Dans le cas des aciers, le critère de Griffith peut s'appliquer à la propagation d'un micro–défaut dans un carbure ou bien à la propagation d'une micro–fissure de la taille d'un carbure à la matrice environnante, le paramètre a décrira alors la taille de l'entité métallurgique contrôlant la rupture. Ce modèle n'explique pas la création du défaut qui est à l'origine de la rupture catastrophique. La plupart des modèles expliquant la germination de la micro–fissure sont basés sur un effet concentrateur de contrainte joué par les dislocations.

II.8.2 Modèle de Stroh

Ce modèle repose sur un critère de germination. Si une micro–fissure est créée, sa propagation est instantannée. Il décrit l'amorçage d'une micro–fissure au joint du grain par empilement de dislocations. Un formalisme identique à la loi de Hall–Petch est alors choisi pour exprimer la contrainte de clivage dont l'expression est alors donnée par :

$$\sigma_c^S = \sigma_i + k_c\sqrt{\frac{1}{d}} \tag{II.45}$$

avec σ_i la contrainte interne de frottement de réseau et d la taille de l'entité métallurgique contrôlant le clivage.
En assimilant la contrainte en tête d'un empilement de dislocations à celle générée par une fissure en mode II soumise à une contrainte $\tau_{eff} = \tau_{app} - \tau_i$ avec τ_i contrainte interne (frottement de réseau). La contrainte de traction en pointe du défaut est donnée par

$$\sigma_{app} = (\tau_{app} - \tau_i)\sqrt{\frac{d}{4r}} \tag{II.46}$$

avec $\begin{cases} d & \text{taille du grain} \\ r & \text{distance en avant de la pointe de la fissure} \end{cases}$

Si on suppose que le défaut créé est du type Griffith, il se propagera si :

$$\tau_{eff} = (\tau_{app} - \tau_i) > \sqrt{\frac{\pi E\gamma}{4(1-\nu^2)}}\sqrt{\frac{1}{d}} \tag{II.47}$$

En comparant cette dernière expression à l'expression II.45, on donne une signification au paramètre k_c.

L'application de ce modèle de rupture aux aciers ferritiques ne donne pas satisfaction. D'une part l'indépendance de τ_{eff} vis à vis de la température ne permet pas d'expliquer une transition de mécanisme fragile–ductile lorsqu'on élève la température sauf si l'on considère que γ doit être remplacé par γ_{eff} et que ce dernier augmente avec la température à cause de l'émoussement de la micro–fissure. Plus important, l'expression II.47 ne prévoit pas d'effet de la contrainte de traction sur la rupture, ce qui est opposé aux résultats expérimentaux sur ce type d'acier. On a mis en évidence qu'une augmentation de la contrainte de traction maximale fragilisait le matériau or ce résultat expérimental n'est pas reproduit par ce modèle, ce qui laisse penser que la rupture par clivage est contrôlée par la propagation.

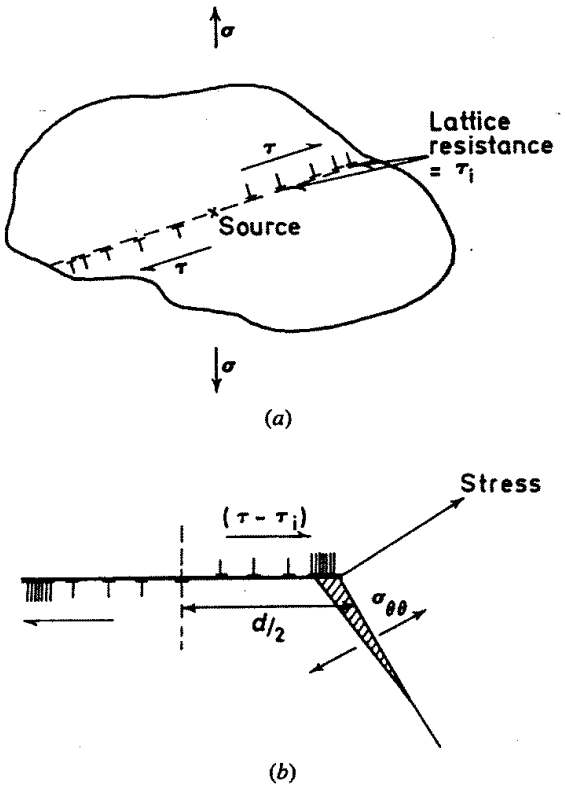


Figure II.9 : Rôle du glissement dans la rupture par clivage. a) Empilement de dislocations aux joints de grain sous un contrainte de cisaillement τ. b) Modèle de germination d'une micro–fissure développé par Stroh, un empilement de dislocations de longueur $d/2$ créé une fissure sous l'action d'une contrainte effective $\tau - \tau_i$ (d'après [Thompson and Knott, 1993])

II.8.3 Modèle de Smith

Développé à partir d'observations sur les aciers doux, on introduit dans ce modèle le rôle des carbures situés au joints de grains [Smith, 1966]. Les défauts micro–structuraux à l'origine des micro–fissures sont les carbures. La rupture d'un carbure de taille c_0 par un empilement de dislocations entraine la propagation instable de la micro–fissure. La contrainte critique est donnée par

$$\sigma_c = \sqrt{\frac{2E\gamma_s}{\pi c_0(1-\nu^2)}} \tag{II.48}$$

La germination et la croissance de la micro–fissure dans la particule fragile (carbure, précipité) se font pour une faible énergie γ, puis la propagation dans la matrice ductile ferritique avec une énergie beaucoup plus élévée. C'est donc la propagation d'une micro–fissure de la taille d'un précipité qui est l'évènement critique.

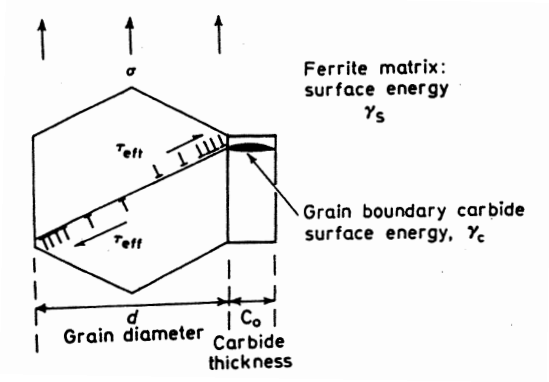


Figure II.10 : Modèle de Smith développé pour décrire le clivage dans les aciers doux. Germination d'une micro–fissure à partir d'un carbure d'épaisseur C_0. $\tau_{eff} = \tau - \tau_i$. (D'après [Thompson and Knott, 1993])

II.8.4 Modèle RKR

L'application du modèle de Smith à la pointe d'une fissure où les gradients mécaniques sont importants souligne l'importance de l'entité microstucturale qui contrôle le clivage. Ainsi pour relier la ténacité macroscopique, K_{Ic}, à la contrainte de clivage locale, σ_c, le modèle RKR [Ritchie et al., 1973] introduit la notion de distance caractéristique, l_c qui est la distance en rapport avec la microstructure sur laquelle la contrainte critique doit être atteinte pour provoquer la rupture (fig. II.11). En se plaçant en conditions de plasticité confinée et en déformations planes, l'utilisation du champ HRR pour décrire le champ de contrainte en avant d'une fissure permet de proposer une expression analytique qui donne l'évolution de la ténacité à partir de la connaissance de σ_c, l_c et σ_0 la limite d'écoulement :

$$K_{Ic} = \beta^{-\frac{N+1}{2}} l_c^{\frac{1}{2}} \left[\frac{\sigma_c^{\frac{N+1}{2}}}{\sigma_0^{\frac{N-1}{2}}} \right] \tag{II.49}$$

avec $\begin{cases} \beta & = f(N) \left[\frac{1-\nu^2}{\varepsilon_0 I_N} \right]^{\frac{1}{N+1}} \\ N,\ \varepsilon_0 & \text{définies par } \bar{\varepsilon}^p = \varepsilon_0 \left(\frac{\bar{\sigma}}{\sigma_0} \right)^N \end{cases}$

Dans cette expression, la dépendance de K_{Ic} vis à vis de la température est introduite via celle de la limite d'écoulement, σ_0.

Avec ce modèle, Ritchie [Ritchie et al., 1973] associe la distance caractéristique à la taille de 2 grains ferritiques sur un acier doux à forte teneur en azote. Sur un acier avec une microstructure de bainite revenue, la distance caractéristique est associée à la taille de 2 à 4 anciens grains austénitiques [Ritchie et al., 1979]. Cependant la difficulté de relier la distance caractéristique à une signification physique simple est soulignée par Curry [Curry and Knott, 1976], qui applique le modèle de RKR à une structure ferritique en faisant varier la taille de grain. Il met en évidence que la distance caractéristique n'est proportionnelle à la taille de grain ferritique que pour les tailles de grain supérieures à 40μm. Il souligne alors l'importance de la connaissance de la distribution de taille des défauts potentiels (ici

les carbures) pour pouvoir donner une signification physique à l_c et introduit ainsi la notion de statistique dans les modèles décrivant la rupture par clivage

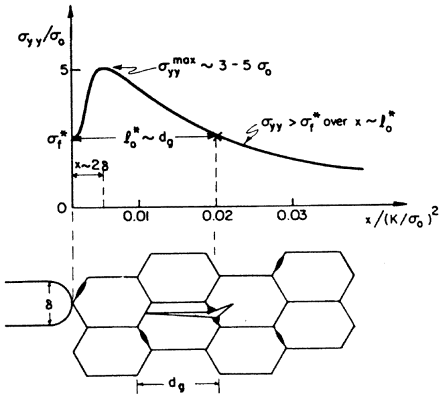


Figure II.11 : Schématisation de la notion de distance critique introduite dans le modèle RKR. La distance caractéristique $l^\star$ (notée l_c dans le texte) est de l'ordre de la taille de grain (d'après [Thompson and Knott, 1993]).

II.8.5 Modèles statistiques

Les modèles présentés permettent de décrire les mécanismes microstructuraux à l'origine du déclenchement du clivage. Cependant aucun d'entre eux ne décrit la dispersion expérimentale inhérente à ce mode de rupture. Sur un plan macroscopique, cette dispersion se traduit par une variation importante du paramètre K_{Ic} à une température donnée. De plus, la rupture par clivage se caractérise par un effet d'échelle, la valeur de la ténacité diminuant lorsque la largeur de l'éprouvette augmente. L'introduction d'un modèle statistique a permis de décrire ces deux phénomènes [Landes and Shaffer, 1980]. La fonction de distribution utilisée est une fonction de distribution de Weibull II.50 :

$$F_1(x) = 1 - \exp(-(x/b)^c) \tag{II.50}$$

ou b est un paramètre d'échelle et c est un paramètre de forme qui caractérise la dispersion. $F_1(x)$ est la probabilité pour qu'une éprouvette de largeur unité (appelée dans la suite CT_1) ait une ténacité inférieure à x. L'effet d'échelle est décrit par ce type de fonction. Ainsi la probabilité pour qu'une éprouvette CT_α ait une ténacité inférieure à x sera donnée par

$$F_\alpha(x) = 1 - \exp\left(-\left[\frac{\alpha^{1/c} \times x}{b}\right]^c\right) \tag{II.51}$$

L'utilisation de ce type de fonction de distribution a ensuite été largement employée dans la contruction de modèles statistiques permettant de décrire la rupture par clivage.

a) Théorie du maillon le plus faible

La plupart des modèles statistiques décrivant la rupture par clivage à basses températures sont basés sur la théorie du maillon le plus faible. On considère un volume V soumis à un champ de contrainte. V est divisé en plusieurs volumes élémentaires δV. La rupture d'un volume élémentaire δV conduit à la rupture totale de V. Chaque volume élémentaire est caractérisé par son état de contrainte, $\sigma_{ij}(K)$ (K représente le chargement macroscopique), et son état de déformation, $\bar{\varepsilon}(K)$. La probabilité de rupture de δV dépend d'une mesure scalaire de l'état de contrainte notée, $\sigma_m(\sigma_{ij})$ et linéairement du volume de l'élément, on obtient donc pour la probabilité de rupture d'un élément de volume :

$$\delta\phi = F(\sigma_m)\frac{\delta V}{V_{ref}} \tag{II.52}$$

où V_{ref} est un volume de référence et F une fonction décrivant le comportement statistique. L'indépendance statistique des volumes élémentaires est supposée. La probabilité de survie de V est égale au produit des probabilités de survie de chacun des volumes δV (indépendance statistique). On a alors la probabilité de survie pour le volume V :

$$\begin{aligned} 1-\Psi(\sigma_m) = (1-\phi) &= \lim_{\delta V_i \to 0} \prod_1^\infty \left[1 - F(\sigma_m(L,x_i))\frac{\delta V_i}{V_{ref}}\right] \\ &= \exp\left(-\int_V F(\sigma_m(L,x_i))\frac{\delta V}{V_{ref}}\right) \end{aligned} \tag{II.53}$$

L représente la dépendance des contraintes d'un paramètre de chargement extérieur. Ce paramètre est celui qui est contrôlé expérimentalement.
La fonction $F(\sigma_m)$ est une fonction dite de Weibull qui prend la forme :

$$F(\sigma_m) = \begin{cases} \left(\frac{\sigma_m - \sigma_{th}}{\sigma_u}\right)^m & \text{si } \sigma_m \geq \sigma_{th} \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \tag{II.54}$$

C'est donc l'expression de F qui va décrire l'aspect statistique associé à la rupture par clivage. Pour les aciers ferritiques, la plupart des modèles proposés considèrent que le mécanisme critique est la propagation de micro–fissures amorcées sur des particules fragiles[12] au grain adjacent [Curry and Knott, 1979, Beremin, 1983].
Ces modèles s'appuient sur la connaissance de la distribution de la taille des ces micro–fissures, soit directement [Beremin, 1983], soit par l'intermédiaire de la détermination de la distribution de la taille des particules fragiles [Curry and Knott, 1979] en faisant intervenir une fraction de la population des particules comme sites potentiels pouvant déclencher le clivage[13]. D'autres modèles ont considéré la phase de germination de ces micro–fissures. On a été conduit à distinguer deux mécanismes critiques différents[14], l'un étant contrôlé par la germination et agissant à basses températures et l'autre contrôlé

[12] La distribution spatiale des particules fragiles est considérée comme aléatoire
[13] Une fraction de l'ordre de 0.1 à 1% est généralement considérée [Curry and Knott, 1979, Wallin et al., 1984]
[14] Les particules fragiles impliquées sont les carbures présents aux joints de grains ferritiques

par la propagation à la matrice ferritique et agissant à plus hautes températures [Godse and Gurland, 1989]. Dans les modèles les plus complets, on considère que les différents mécanismes agissent successivement [Martìn-Meizoso et al., 1994], chacun des mécanismes déterminant la population initiale de sites potentiels pour le suivant.

b) Modèle de Beremin

Le modèle de Beremin [Beremin, 1983,Mudry, 1987] a été développé à partir du mécanisme de clivage observé à basses températures sur les aciers bainitiques revenus. Le mécanisme critique est la propagation d'une micro–fissure de clivage dans le grain adjacent.

On considère une structure soumise à une histoire de sollicitations à partir d'un instant $t = 0$. On cherche la probabilité de rupture cumulée de cette structure à tout instant.

Hypothèses du modèle. On considère un volume élémentaire représentatif V du matériau considéré. Les hypothèses sur lequel repose le modèle sont les suivantes :

1. (H1) On suppose que l'hétérogénéité microstructurale du matériau conduit à l'existence de micro–fissures (défauts, sites d'endommagement) dès l'apparition de la plasticité. Ces micro–fissures n'existent pas en dehors de la zone plastique. Le nombre de ces micro–fissures créées n'augmente plus au cours de l'histoire des sollicitations.

2. (H2) Un défaut devient instable lorsque $\sigma \cdot \vec{n} > \sigma_n = k/\sqrt{a}$ où a est la longueur du défaut et k est considéré comme une constante matériau, k est donnée par (II.55).

$$k = \sqrt{\frac{E\gamma_{eff}}{\alpha}} \tag{II.55}$$

avec
$\left\{ \begin{array}{ll} \gamma_{eff} & \text{énergie par unité de surface nécessaire à la séparation du plan de clivage} \\ & \text{et à la propagation du défaut} \\ \alpha & \text{constante dépendant de la géométrie du défaut, généralement } \alpha = \pi(1-\nu^2) \end{array} \right.$

3. (H3) Seule la contrainte principale maximale σ_I va intervenir dans l'instabilité d'un défaut. (Les défauts sont orientés perpendiculairement à σ_I.)

4. (H4) Un volume représentatif V soumis à un champ de contraintes hétérogène peut être divisé en N volumes V_u qui sont chacun soumis à un champ de contraintes homogène. V_u est le plus petit volume unitaire pour lequel l'indépendance statistique est vérifiée. On pose $V_u = du^3$ [15]. V_u doit être assez grand pour que la probabilité d'y trouver un défaut de taille suffisamment importante ne soit pas faible.

5. (H5) La rupture va s'initier à partir des défauts les plus importants, seule la connaissance de la distribution de ces derniers est nécessaire (voir fig. II.12). Soit $p(a)\mathrm{d}a$ la probabilité qu'un défaut de longueur comprise entre a et $a + \mathrm{d}a$ est présent

[15] L'indépendance statistique est vraie pour $du >> a$ mais $du <$ distance entre défauts

dans V_u. On suppose $p(a)$[16] la forme[17]:

$$p(a) = \frac{\alpha}{a^\beta} \tag{II.56}$$

6. (H6) On applique la théorie du maillon le plus faible.

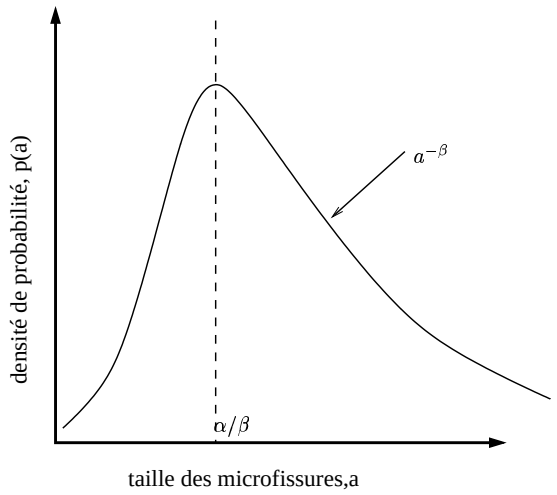


Figure II.12 : représentation schématique de la fonction de distribution de la taille des défauts.

Volume important soumis à un champ de contraintes. La probabilité de non rupture de V_u est donnée par (II.57) avec les hypothèses (H2) et (H3). Pour un volume V plus important, on divise ce volume en n volumes unitaires indépendants , chaque volume unitaire i étant soumis à σ_I^i. La probabilité de non rupture de V est alors donnée par(II.58).

$$p_{nF}(\sigma_I) = \int_0^{\left(\frac{k}{\sigma_I}\right)^2} p(a)\mathrm{d}a \tag{II.57}$$

$$P_{nF}(V, \sigma_I) = \prod_{i=1}^{n} p_{nF}(\sigma_I^i) \tag{II.58}$$

Comme $p_F(\sigma_I^i)$ la probabilité de rupture d'un volume unitaire ($p_F(\sigma_I^i) = 1 - p_{nF}(\sigma_I^i)$) est petite, on peut écrire :

$$\ln(P_{nF}(V, \sigma_I)) = \sum_{i=1}^{n} \ln\left[1 - p_F(\sigma_I^i)\right] \sim \sum_{i=1}^{n} -p_F(\sigma_I^i) \tag{II.59}$$

[16] $p(a)$ est la densité de probabilité de la distribution de la taille des défauts, expérimentalement une expression de la forme $p(a) = \frac{\alpha^{\beta-1}}{(\beta-2)!} a^{-\beta} \exp -\frac{\alpha}{a}$ où α désigne un paramètre d'échelle a été obtenue.

[17] Il faut suffisamment de défauts dans V_u pour pouvoir définir α et β. De plus ils vont dépendre du choix de V_u

Si on suppose que le volume V est soumis à une contrainte homogène, alors (II.59) devient (II.60)

$$P_{nF}(V,\sigma_I) = \exp\left[-n \times p_F(\sigma_I)\right] = \exp -\frac{V}{V_u} p_F(\sigma_I) = \exp -\frac{V}{V_u}\Phi(\sigma_I) \tag{II.60}$$

En posant $\Phi = (\sigma_I/\sigma_u)^m$, on obtient :

$$P_{nF}(V,\sigma_I) = \exp\left[-\sum_{V=V_p}\left(\frac{\sigma_I}{\sigma_u}\right)^m \frac{\Delta V}{V_u}\right] \tag{II.61}$$

On définit alors la contrainte de Weibull σ_W par :

$$\sigma_W^m = \sum \sigma_I^m \Delta V/V_u \tag{II.62}$$

La signification physique de m est obtenue en remplaçant $p(a)$ dans l'expression II.57 par l'expression II.56, soit $F(\sigma) = K(\beta)\sigma^{2\beta-2}$. Cette expression est similaire à l'expression II.54 pour $m = 2\beta - 2$. Le paramètre m décrit donc la distribution de la taille des microfissures dans un matériau fragile. $K(\beta) = \frac{\alpha}{\beta-1}\frac{k^{2\beta-2}}{\pi^{1-\beta}}$.

Pointe de fissure. En pointe de fissure, la distribution de contrainte peut être exprimée (plasticitée confinée, état de déformation plane) par :

$$\sigma_{ij} = \sigma_Y f\left(\frac{r}{\left(\frac{K}{\sigma_Y}\right)^2}\right) g_{ij}(\theta) \tag{II.63}$$

avec
- σ_Y la contrainte d'écoulement
- r et θ coordonnées cylindriques en avant de la fissure
- K facteur d'intensité de contrainte
- f et g_{ij} fonctions dépendantes de l'écrouissage
- $\left(\frac{K}{\sigma_Y}\right)^2$ taille de la zone plastique

Si les gradients en pointe de fissure sont suffisamment faibles pour que la distance du soit très inférieure à la taille de la zone plastique, on obtient alors :

$$P_{nF}(V,\sigma_I) = \exp -\sum_{i=1}^{n}\Phi(\sigma_I^i) \times \frac{\Delta V}{V_u} = \exp\left[-\int_V \Phi(\sigma_I)\frac{dV}{V_u}\right] \tag{II.64}$$

En remplaçant σ_I par (II.63), on arrive à :

$$P_{nF}(K) = \exp -\left[\frac{K^4 B_f \sigma_Y^{m-4} C_m}{{\sigma_u}^m V_u}\right] \tag{II.65}$$

avec
- B_f la longueur du front de la fissure
- C_m constante numérique

L'équation (II.65) montre que la ténacité obéit à une loi de Weibull avec un paramètre $m_W = 4$ et ce, quelle que soit la fonction Φ. L'effet de taille dans la distribution de la ténacité est pris en compte via B_f. La variation de K_{Ic} avec la température intervient uniquement via σ_y avec les hypothèses émises.

Si les gradients de contraintes en pointe de fissure sont très importants, l'hypothèse $du \ll (K/\sigma_Y)^2$ n'est plus valide. On introduit alors la notion de contrainte moyenne qui est la contrainte atteinte à une distance du du front de fissure. Cette longueur du introduit la notion de **distance caractéristique**. Dans le modèle de Beremin, la contrainte σ_I est une contrainte moyennée sur le volume V_u. Pour les basses températures, il se pose alors le problème de la définition de V_u qui doit rester suffisamment grand devant la taille des micro-fissures.

c) Modèle WST

Le modèle WST [Wallin et al., 1984] repose également sur une rupture contrôlée par la propagation des micro–fissures. Ce modèle bidimensionnel introduit explicitement la distribution des carbures. La contrainte critique pour déclencher la rupture à partir d'un carbure rond est de la forme de (II.48) avec $c_0 = 2r_0$ où r_0 est le rayon d'un carbure possédant une micro–fissure et γ_s est remplacé par γ_{eff}. En avant de la pointe d'une fissure, la rupture va se produire quand la contrainte d'ouverture, $\sigma_{yy} = f(\sigma_Y, X, K_I, n, E)$ va être supérieure à σ_c au site où un carbure à un rayon critique r_0. La taille du carbures qui va conduire à la rupture va donc varier avec la valeur de σ_{yy}. La probabilité de rupture est alors donnée par :

$$P_F(K) = 1 - \prod_{X=0}^{X=X_p} [1 - p(r \geq r_0)]^{N_a \times B \times dX \times F} \tag{II.66}$$

avec
- $p(r \geq r_0)$: prob. pour qu'un carbure ait un rayon $r \geq r_0$
- B : épaisseur de l'éprouvette
- F : fraction des carbures intervenant dans la rupture, constante avec T
- N_a : nombre de carbures par unité d'aire
- X_p : taille de la zone plastique

Ce modèle s'appuie sur une description de la distribution des carbures par :

$$p(r_0) = \frac{c^{a-1}}{(a-2)!} \left(\frac{r_0}{r}\right)^{-a} \exp\left[-c/(r_0/\bar{r})\right] \tag{II.67}$$

avec
- c, a : constantes
- $\bar{r}$: rayon moyen des carbures

d) Modèle Martin

Ce modèle [Martìn-Meizoso et al., 1994] développé pour décrire la rupture par clivage dans les aciers bainitiques s'appuie sur la description des trois événements de la rupture par clivage :

- La germination d'une micro–fissure dans une particule fragile par empilement de dislocations

- La propagation de cette micro–fissure à la matrice dans le grain adjacent
- La propagation d'une fissure de la taille du grain aux grains voisins à travers les joints de grains.

La taille de grain considérée est prise comme la taille du paquet bainitique

II.8.6 En résumé

Le clivage dans l'acier de cuve est déclenché à partir de micro–défauts dont la création est liée à la plasticité. Il répond essentiellement à un critère en contrainte critique. L'évènement qui régit la rupture finale, est la propagation de ces micro–défauts sur une distance caractéristique. Dans le cas des structures bainitiques revenues, il semble que c'est le paquet bainitique qui contrôle la propagation du clivage. Les modèles permettant de décrire le clivage et notamment la dispersion qui lui est inhérente, sont basés sur la théorie du maillon le plus faible. Il est à noter que la réalisation de ces modèles a surtout été faites sur des éprouvettes fissurées. L'application de ces modèles à l'éprouvette Charpy apparaît d'autant plus intéressante. Dans le cas de l'acier de cuve, le modèle de Beremin a montré qu'il était capable de décrire les effets d'échelle caractéristiques de la rupture fragile. Ce modèle nécessite l'identification de deux paramètres à partir d'essais mécaniques simples.

II.9 Description de la transition ductile–fragile

Les aciers ferritiques présentent un mécanisme de transition ductile–fragile. Lorsqu'on parcourt le domaine de température des basses températures vers les températures plus élevées, il existe un domaine, appelé domaine ductile–fragile, où la rupture par clivage est précédée par des fortes déformations plastiques et pour les fortes énergies, par l'amorçage et la propagation d'une déchirure ductile. Ce domaine est généralement caractérisé par une dispersion importante des énergies à rupture, qui reflète directement la dispersion sur les longueurs de la déchirure ductile qui précède le clivage. Le domaine de la transition ductile fragile peut être décomposé en deux parties. La première correspond au déclenchement du clivage après peu ou pas de déchirure ductile. Pour la seconde, le clivage se déclenche après propagation de la déchirure ductile. Celle–ci se produit sur l'ensemble de l'éprouvette lorsque la température du plateau ductile est atteinte.

II.9.1 Mécanismes

Sur le plateau bas et dans la partie basse de la transition, la rupture fragile (clivage) est amorcée à partir de petites fissures formées à partir des particules de secondes phases, comme les carbures ou les sulfures. Dans cette gamme de température, les contraintes sont suffisamment hautes pour que la plus grande partie des défauts potentiels soient assez gros pour déclencher le clivage. Si on retient un critère de type maillon le plus faible, la résistance du matériau est déterminée par la taille des défauts qui sont le plus nombreux dans la distribution qui les caractérise. Dans ce cas la probabilité de trouver un défaut avec cette taille proche de la pointe de fissure est grande et il en résulte une faible dispersion expérimentale.
Quand la température augmente, les défauts nécessaires pour déclencher le clivage doivent être plus gros. Une explication de la remontée de la résilience est liée à la dépendance de la limite d'écoulement avec la température, mais il est probable que d'autres effets jouent un rôle important. La résistance du matériau est alors fortement dépendante de la position de ces gros défauts suffisamment faibles pour déclencher le clivage. Des chargements importants et même une propagation ductile peuvent alors être nécessaires pour élever suffisamment le niveau de contrainte ou explorer suffisamment de matériau pour trouver ce maillon faible. Par contre, un défaut peut se trouver à proximité de la pointe de la fissure et il en résulte un niveau de chargement faible pour déclencher la rupture.

Des études récentes sur l'acier de cuve semblent également indiquer un changement dans la population de défauts à l'origine du clivage dans le domaine de la transition ductile–fragile [Renevey et al., 1996, Rossoll et al., 1998]. L'examen fractographique des surfaces de rupture révèle que la contribution des inclusions de sulfure de Manganèse est de plus en plus importante avec l'augmentation de température.

La description de la dispersion inhérente à la transition passe par la compréhension de plusieurs phénomèmes :

1. Le rôle de la propagation ductile qui précède le déclenchement du clivage :
    - Tout d'abord, au niveau mécanique, il est nécessaire de comprendre et de décrire

correctement comment la propagation de la fissure amorcée à partir de l'entaille affecte l'état mécanique du matériau.

- Le rôle de la déformation plastique sur les conditions d'apparition du clivage doit être étudié.

2. La nature des défauts qui déclenchent le clivage.

3. Le rôle de l'élévation de température (différent en ténacité et en résilience).

II.9.2 Modèles

Durant ces dernières années, la description de la transition ductile–fragile a fait l'objet de plusieurs études. La plupart d'entre–elles considèrent que ce sont toujours les micro–défauts apparus avec la déformation plastique qui vont déclencher le clivage dans la transition ductile–fragile. La rupture fragile est toujours traduite par un critère en contrainte critique atteint dans une zone d'élaboration de la rupture. Certaines études considèrent un critère déterministe, et postulent que la rupture se produit lorsque la plus grande contrainte principale est supérieure à une contrainte critique, σ_c, dans le volume d'un grain [Gao et al., 1996]. La dispersion inhérente au clivage peut également être reproduite en distribuant des contraintes de clivage dans chaque "grain"[18] de façon aléatoire [Tvergaard and Needleman, 1993, Needleman and Tvergaard, 2000]. La distribution expérimentale des contraintes de clivage étant une donnée difficile à obtenir, cette approche est généralement utilisée dans des études paramétriques. La majorité des études décrit cependant le déclenchement du clivage par une approche de type Weibull.

La plupart des études ont été réalisées sur la ténacité mesurée à partir d'éprouvettes fissurées. Les premières approches développées dans ce cadre, que nous appellerons approches globales, ont combiné une approche à un (J) [Joyce, 1997] ou deux paramètres (J + T ou $J + Q$[19]) [Anderson, 1989] pour décrire l'état de contrainte dû à la déchirure ductile pour une fissure stationnaire, avec l'application d'un critère pour décrire le clivage. Ces approches sont valides lorsque c'est l'initiation de la rupture ductile qui contrôle la rupture, c'est à dire lorsque l'on déclenche le clivage très tôt. Dans ces approches, la contrainte T a été introduite afin de prendre en compte l'effet de confinement propre aux différents types d'éprouvettes et cherche à décrire l'effet de géométrie.
Lorsque la déchirure ductile est importante avant de déclencher le clivage, il faut mettre en oeuvre des modèles de type approche locale qui permettent de décrire l'adoucissement dû à l'endommagement ductile. Deux modèles sont principalement utilisés dans les études réalisées pour décrire l'endommagement ductile précédant la transition ductile–fragile, le modèle GTN [Tvergaard and Needleman, 1993, Needleman and Tvergaard, 1995, Needleman, 1996, Gao et al., 1996, Rossoll, 1998] et le modèle de Rousselier [Eripret et al., 1996, Carassou et al., 1998], le premier étant largement le plus utilisé. L'application d'un modèle de

[18] Un grain est défini par un ensemble d'éléments.

[19] Les paramètres T ou Q sont utilisés pour représenter le degré de confinement de la plasticité en pointe de fissure. La contrainte T, utilisée pour un matériau élastique linéaire, apparaît comme une contrainte parallèle au plan de la fissure et intervient uniquement sur σxx. Le paramètre Q est utilisé pour un matériau élastique non linéaire et traduit la différence entre le champ réel généré dans la structure et le champ de référence HRR.

rupture fragile, à partir du champ de contrainte et de déformation obtenu par les modèles d'endommagement permet de décrire la transition ductile–fragile à l'échelle des milieux continus. Cette description de la transition ductile fragile est basée d'une part, sur le fait que l'apparition du clivage va conduire à la rupture totale de l'éprouvette (théorie du maillon le plus faible) et d'autre part sur un couplage faible entre l'endommagement ductile et le mécanisme du clivage.
Ce type d'approche a été utilisé pour prévoir l'évolution de la ténacité sur un acier de cuve A533 en combinant le modèle de Rousselier et le modèle de Beremin [Eripret et al., 1996]. Les valeurs basses de la ténacité sont bien prédites jusqu'à une température RT_{NDT}[20]+ 50°C améliorant les prévisions obtenues à partir du modèle de Beremin appliqué sans prendre en compte la propagation. Au delà de cette température, lorsque la fissure ductile peut se propager sur plusieurs millimètres, le modèle fournit des valeurs trop basses pour la ténacité par rapport aux valeurs expérimentales. Des résultats semblables sont obtenus à partir du modèle de Gurson [Busso et al., 1998, Goldthorpe and Wiesner, 1999, O'Dowd et al., 2000].

Contrairement aux éprouvettes fissurées, les éprouvettes de résilience n'ont pas fait l'objet de beaucoup d'études dans le domaine de la transition ductile–fragile. L'état mécanique qui caractérise cette éprouvette est très différent de celui des éprouvettes fissurées (plasticité généralisée avant d'amorcer la déchirure ductile, formation de lèvres de cisaillement, forts gradients de vitesses de déformation) et est également beaucoup plus difficile à modéliser. Ce dernier point explique peut être le faible nombre d'études qui ont été consacrées à l'essai Charpy dans le domaine de la transition ductile–fragile et il en fait également tout l'intérêt. Parmi les études réalisées, on peut séparer les travaux en deux groupes : les études paramétriques [Tvergaard and Needleman, 1986, Tvergaard and Needleman, 1988] et les études qui ont confronté les modèles utilisés avec l'expérience [Rossoll, 1998, Böhme, W. and Bernauer, G. and Schmitt, W., 1999, Bernauer et al., 1999]. Ces dernières, qui sont très récentes, ont porté sur des aciers de cuves de type A508 ou A533. Seul le modèle de GTN a été utilisé dans ces travaux pour modéliser l'endommagement ductile. Il apparait donc intéressant de poursuivre cette démarche et d'étudier la transition ductile–fragile sur l'éprouvette Charpy. De plus, l'utilisation du modèle de Rousselier et sa comparaison par rapport au modèle de GTN n'ont jamais été effectuées sur ce type d'éprouvette.

A partir de l'ensemble des études consacrées à la transition ductile–fragile, on peut dégager plusieurs approches proposées pour prendre en compte l'effet de la déformation et de l'endommagement ductile sur le déclenchement du clivage :

- Lorsque l'endommagement modifie la nature des défauts à l'origine du clivage :
  - Introduire une contrainte effective dans le modèle de Beremin afin de rendre compte de l'augmentation de contrainte avec l'augmentation de la taille des

[20] La RT_{NDT} est une température de référence considérée comme une propriété caractéristique de l'acier de cuve. On détermine d'abord la NDTT (Nil Ductility Transition Temperature) sur des éprouvettes de l'essai Pellini, NDTT étant la température minimale pour laquelle la fissure se propage dans le matériau et s'arrête. Trois éprouvettes de résilience sont rompues à NDTT + 33°C : si elles donnent simultanément une résilience et une expansion latérale supérieures ou égales à 8.5 daJ/cm^2 et 0.9 mm, RT_{NDT}=NDTT. Sinon les essais sont renouvelés de 5 en 5°C. La RT_{NDT} sera alors égale à la température des essais valides à laquelle on retire 33°C.

défauts [Rossoll et al., 1998]. Cette modification conduit à une augmentation de la contrainte de Weibull.

- Le modèle "MnS" [Renevey, 1997, Carassou et al., 1998] qui décrit la probabilité de rupture d'une structure en considérant les amas de MnS comme les sites d'amorçage du clivage. Ce modèle, est appliqué en post–traitement après la description de la propagation ductile par le modèle de Rousselier. Ce modèle implique également un changement du volume élémentaire où se produit la rupture. La description des résultats expérimentaux en termes de ténacité, nécessite une augmentation de la contrainte de clivage locale avec la température.

- Pour décrire l'effet de la plasticité sur le clivage :
  - Introduire une correction de déformation plastique dans le modèle de Beremin [Beremin, 1983] afin de rendre compte de l'augmentation de la contrainte de clivage avec la déformation plastique. Cette modification conduit à une diminution de la contrainte de Weibull.
  - Introduire un terme prenant en compte la probabilité de germination de cavités autour des carbures dans le modèle de Beremin [Koers et al., 1995, Xia and Cheng, 1997, Bernauer et al., 1999]. L'idée est que la germination d'une cavité autour d'une particule, la rend inoffensive pour le déclenchement du clivage. Cette modification conduit également à une diminution de la contrainte de Weibull.

- Pour décrire l'effet de la température sur le déclenchement du clivage :
  - Introduire une dépendance du travail associé à la rupture γ_p vis à vis de la température [Wallin et al., 1984, Martìn-Meizoso et al., 1994].

Comme on peut le voir, des solutions très différentes ont été proposées, certaines de ces solutions conduisant à des résultats opposés. L'étude de la transition ductile–fragile reste donc un domaine ouvert.

II.10 En résumé

L'étude et la simulation de l'essai Charpy dans le domaine de la transition ductile–fragile doit être abordée en plusieurs étapes.

- Il faut tout d'abord constituer une base expérimentale propre à cet essai pour le matériau étudié. Le but de l'étude expérimentale réalisée dans ce travail est, d'une part, d'obtenir des données expérimentales qui permettront de valider la mise en oeuvre des modèles et la simulation de l'essai. D'autre part, cette étude doit permettre de répondre à des questions qui restent soulevées dans la littérature : faut-il considérer un effet d'échauffement dans le domaine de la transition ductile-fragile? Quel est l'effet de la vitesse de sollicitation sur les courbes de résilience? Quel est l'ordre de grandeur de la déformation plastique en fond d'entaille? ... Le chapitre IV est consacré à l'étude expérimentale de l'essai Charpy. On y présente également l'essai

Charpy instrumenté qui permet d'obtenir des données expérimentales telles que les courbes charge–déplacement, données précieuses pour la validation de la simulation numérique.

- La transition ductile–fragile est la succession d'un mécanisme de déchirure ductile et de rupture fragile par clivage. La rupture ductile et la rupture fragile sont bien connues dans l'acier 16MND5, et des modèles ont été établis. Ils permettent de décrire chacun de ces mécanimes. Les modèles couplés d'endommagement ductile (GTN ou Rousselier) permettent d'obtenir une description des champs mécaniques locaux à l'échelle des milieux continus. Le clivage est décrit par des modèles statistiques tel que le modèle de Beremin. Chacun de ces modèles nécessite l'identification de paramètres à partir d'essais mécaniques simples. Les chapitres V et VII présentent ces essais mécaniques et l'identification des paramètres intervenant dans les différents modèles. L'utilisation des modèles d'endommagement ductile implique la définition d'une distance caractéristique. Pour l'acier 16MND5, cette distance est en rapport avec l'espacement entre inclusions de sulfure de Manganèse, qui peut être obtenu par une analyse inclusionnaire (Chapitre III).
  Certains résultats de la littérature sur l'acier 16MND5 indiquent un changement de nature des sites à l'origine du clivage dans le domaine de la transition ductile–fragile. Une étude fractographique doit donc être réalisée sur notre matériau pour analyser les mécanismes de rupture dans la transition ductile–fragile. Cette étape est effectuée au chapitre VI.

- L'essai Charpy est caractérisé par des conditions limites sévères avec notamment une vitesse de sollicitation importante. Une étape indispensable dans le succès de sa modélisation est une bonne description du comportement du matériau, notamment pour des déformations et des vitesses de déformation importantes. L'étude du comportement et sa modélisation est présentée aux chapitres V et VII.

- Enfin, la mise en oeuvre de ces éléments est réalisée au chapitre VIII consacré à la simulation de l'essai Charpy. Cette partie permettra notamment d'analyser l'influence de certaines hypothèses de calcul sur les résultats numériques.

L'ensemble de la démarche adoptée est résumé sur la figure II.13.

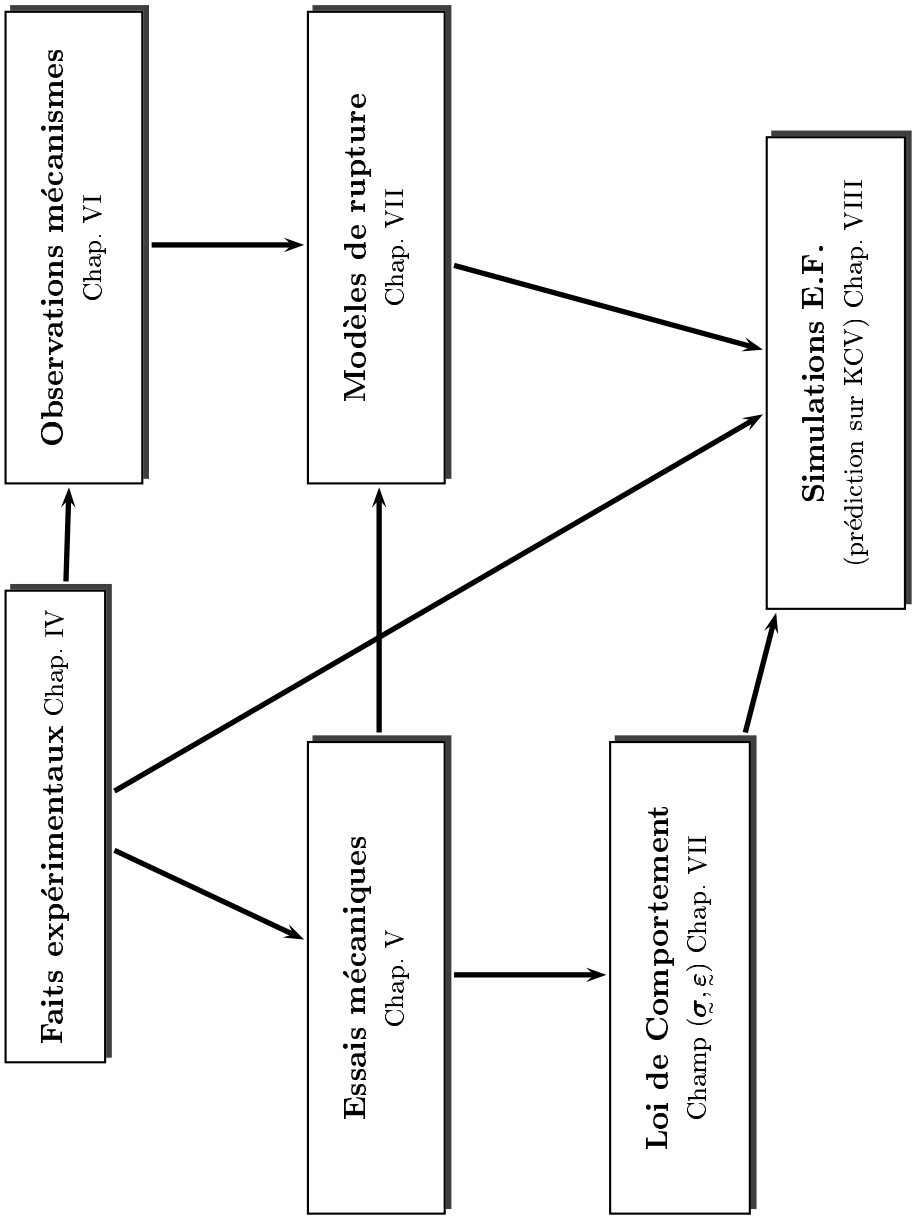


Figure II.13 : Démarche adoptée pour la simulation de l'essai Charpy à l'aide de l'approche locale de la rupture.

Bibliographie

AFNOR (1990). *Essai de flexion par choc sur éprouvette Charpy. Partie 1 : méthode d'essai.* Association française de normalisation, La Défense, France.

AFNOR (1992). *Essai de flexion par choc sur éprouvette Charpy. Partie 2 : Vérification de la machine d'essai.* Association française de normalisation, La Défense, France.

Alexander, J. and Komoly, T. (1962). On the yielding of a rigid/plastic bar with an Izod notch. *J. Mech. Phys. Solids*, 10:265–275.

Anderson, T. (1989). A combined statistical and constraint model for the ductile–brittle transition region. In Landes, J., Saxena, A., and Merkle, J., editors, *Nonlinear Fracture Mechanics : Volume II – Elastic-Plastic Fracture*, pages 563–583. ASTM STP 995.

Argon, A. (1976). Formation of cavities from non deformable second–phase particles in low temperature ductile fracture. *Journal of Engineering Materials and Technology*, 98(1):60–68.

Argon, A. (1987). Brittle to ductile transition in cleavage fracture. *Acta Metall.*, 35(1):185–196.

Argon, A. and Im, J. (1975). Separation of second phase particles in spheroidized 1045 steel, Cu–0.6 Pct Cr alloy, and maraging steel in plastic straining. *Met. Trans. A*, 6A:839–851.

ASTM (1992). *Standard test methods for notched bar impact testing of metallic materials.* American Society for Testing and Materials, Philadelphia,USA.

ASTM (1997). *Standard test methods for determination of reference temperature , T_0, for ferritic steels in the transition range.* American Society for Testing and Materials, Philadelphia,USA.

Aurich, D. and Helms, R. and Kühn, H.J. and Wobst, K. and Ziebs, J. (1985). Charpy upper shelf energy and crack resistance. *Nuclear Engineering and Design*, 87:109–121.

Barsom, J. and Rolfe, S. (1970). Correlations between K_{Ic} and Charpy V–notch test results in the transition–temperature range. In for Testing, A. S. and Materials, editors, *Impact testing of metals*, pages 281–302. ASTM STP 466.

Bates, R. and Santhanam, A. (1978). Notch tip stress distribution in strain hardening materials. *Int. Jour. of Frac.*, 14(5):501–508.

Benzerga, A. (2000). *Rupture ductile des tôles anisotropes. Simulation de la propagation longitudinale dans un tube pressurisé.* PhD thesis, Ecole des Mines de Paris.

Beremin, F. (1980). Influence de la triaxialité des contraintes sur la rupture par déchirement ductile et la rupture fragile par clivage d'un acier doux. *Journal de mécanique appliquée*, 4(3):327–342.

Beremin, F. (1981). Cavity formation from inclusions in ductile fracture of A508 steel. *Met. Trans.*, 12A:723–731.

Beremin, F. (1983). A local criterion for cleavage fracture of a nuclear pressure vessel steel. *Met. Trans.*, 14A:2277–2287.

Bernauer, G., Brocks, W., and Schmitt, W. (1999). Modifications of the Beremin model for cleavage fracture in the transition region of a ferritic steel. *Eng. Frac. Mech.*, 64:305–325.

Besson, J. (1999). Modélisation numérique de la rupture ductile des matériaux hétérogènes. Technical report, Dossier de candidature à l'habilitation à diriger les recherches, ENSMP, Evry.

Besson, J., Devillers-Guerville, L., and Pineau, A. (2000). Modeling of scatter and size effect in ductile fracture : Application to thermal embrittlement of duplex stainless steels. *Engng Fracture Mechanics*, 67(2):169–190.

Besson, J., Steglich, D., and Brocks, W. (2001). Modeling of crack growth in round bars and plane strain specimens. *Int. J. Solids Structures, accepted.*

Bilby, B., Howard, I., and Li, Z. (1992). Prediction of the first spinning cylinder test using ductile damage theory. *Fatigue Fract. Engng Mater. Struct.*, 16(1):1–20.

Bilby, B., Howard, I., and Li, Z. (1994). Mesh independent cell models for continuum damage theory. *Fatigue Fract. Engng Mater. Struct.*, 17(10):1221–1233.

Böhme, W., Sun, D., Schmitt, W., and Höning, A. (1992). Application on micromechanical material models to the evaluation of Charpy tests. In Giovanola, J., editor, *Advances in fracture/damage models for the analysis of engineering problems*, pages 203–216. ASME.

Böhme, W. and Bernauer, G. and Schmitt, W. (1999). Scatter of a ferritic steel in the transition region analyzed by Charpy tests and dynamic tensile tests. *Nuc. Engng and Design*, 188:149–154.

Bouyne, E. (1999). *Propagation et arrêt de fissure de clivage dans l'acier 21/4 Cr–1 Mo.* PhD thesis, École des Mines de Paris.

Brocks, W., Klingbeil, D., Kunecke, G., and Sun, D. (1995). Application of the Gurson model to ductile tearing resistance. In Kirk, M. and Bakker, A., editors, *Constraint effects in fracture theory and applications : Second volume*, pages 232–252. ASTM STP 1244.

Brozzo, P., Buzzichelli, G., Mascanzoni, A., and Mirabile, M. (1977). Microstructure and cleavage resistance of low–carbon bainitic steels. *Metal Science*, 11:123–129.

Busso, E., Lei, Y., O'Dowd, N., and Webster, G. (1998). Mechanistic prediction of fracture processes in ferritic steel welds within the transition temperature regime. *J. Engng. Mater. Tech.*, 120:328–337.

Carassou, S. (2000). *Déclenchement du clivage dans un acier faiblement allié : rôle de l'endommagement ductile localisé autour des inclusions.* PhD thesis, Ecole des Mines de Paris.

Carassou, S., Renevey, S., Marini, B., and Pineau, A. (1998). Modelling of the ductile to brittle transition of a low alluy steel. In *ECF 12, Fracture from defect*, volume II, pages 691–696.

Chaouadi, R., De Meester, P., and Scibetta, M. (1996). Micromechanical modeling of ductile fracture initiation to predict fracture toughness of reactor pressure vessel steels. *Journal de physique IV*, 6:C6–53–C6–64.

Charpy, G. (1901). Note sur l'essai des métaux à la flexion par choc de barreaux entaillés. *Mémoires et comptes rendu de la société des ingénieurs civils de France*, pages 848–877.

Charpy, G. (1904). Sur l'essai des métaux par flexion de barreaux entaillés. *Mémoires et comptes rendu de la société des ingénieurs civils de France*, pages 468–482.

Charpy, G. (1906). Sur l'influence de la température sur le fragilité des métaux. *Mémoires et comptes rendu de la société des ingénieurs civils de France*, pages 562–569.

Chu, C. and Needleman, A. (1980). Void nucleation effects in biaxially stretched sheets. *J. Engng Mater. Technol.*, 102:249–256.

Cottrell, A. (1958). Theory of brittle fracture in steels and similar metals. *Transactions of the Metallurgical Society of AIME*, 212:192–203.

Cox, T. and Low, J. (1974). An investigation of the plastic fracture of AISI 4340 and 18 Nickel–200 grade maraging steels. *Metallurgical Trans.*, 5:1457–1470.

Curry, D. and Knott, J. (1976). The relationship between fracture toughness and microstructure in the cleavage fracture of mild steel. *Metal Science*, pages 1–6.

Curry, D. and Knott, J. (1979). Effect of microstructure on cleavage fracture toughness of quenched and tempered steels. *Metal Science*, pages 341–345.

Decamp, K., Bauvineau, L., Besson, J., and Pineau, A. (1998). Size and geometry effects on ductile rupture of notched bars in a C–Mn steel: Experiments and modelling. *Int. J. Fracture*, 88(1):1–18.

Echeverría-Zubiría, A., Linaza, M., and Rodriguez-Ibabe, J. (2000). Influence of microstructure on cleavage fracture initiation micromechanisms in steels. In *ECF 13 , Fracture Mechanics : Applications and Challenges*. Elsevier Science.

Eripret, C., Lidbury, D., Sherry, A., and Howard, I. (1996). Prediction of fracture in the transition regime : application to an A533B pressure vessel steel. In Les Editions de Physique, editor, *1st european mechanics of materials conference on local approach to fracture, Journal de Physique IV*, volume 6, pages C6–315–C6–323, Fontainebleau, 9–11 Septembre.

Ewing, D. and Griffiths, J. (1971). The applicability of slip–line field theory to contained elastic–plastic flow around a notch. *J. Mech. Phys. Solids*, 19:389–394.

Faleskog, J. and Shih, C. (1997). Micromechanics of coalescence—I. Synergistic effects of elasticity, plastic yielding and multi–size–scale voids. *J. Mech. Phys. Solids*, 45(1):21–50.

Fearnehough, G. and Hoy, C. (1964). Mechanism of deformation and fracture in the Charpy test as revealed by dynamic recording of impact loads. *J. of the Iron and Steel Institute*, pages 912–920.

Gao, X., Shih, C., Tvergaard, V., and Needleman, A. (1996). Constraint effects on the ductile–brittle transition in small scale yielding. *J. Mech. Phys. Solids*, 44(8):1255–1282.

Geney, C. (1998). *Etude expérimentale et modélisation par approche locale de la rupture ductile de trois aciers inoxydables austénitiques et d'un acier 16MND5.* PhD thesis, Université des Sciences et technologies de Lille.

Godse, R. and Gurland, J. (1989). A statistical model for low temperature cleavage fracture in mild steels. *Acta metallurgica*, 37(2):541–548.

Goldthorpe, M. and Wiesner, C. (1999). Micromechanical prediction of fracture thoughness for pressure vessel steel using a coupled model. In Panotin, T. and Sheppard, S., editors, *Fatigue and Fracture Mechanics : Twenty–Ninth volume*, pages 341–363. ASTM STP 1332.

Grandjean, Y. (2001). Private communication.

Green, A. and Hundy, B. (1956). Initial plastic yielding in notch bend tests. *J. of the Mech. and Physics of Solids*, 4:128–144.

Griffiths, J. and Owen, D. (1971). An elastic–plastic stress analysis for a notched bar in plane strain bending. *J. Mech. Phys. Solids*, 19:419–431.

Gurson, A. (1977). Continuum theory of ductile rupture by void nucleation and growth: Part I— Yield criteria and flow rules for porous ductile media. *J. Eng. Mat. Technol.*, 99:2–15.

Hill, R. (1950). *The mathematical theory of plasticity.* Clarendon Press, Oxford.

Howard, I. and Li, Z. (2000). Finite element analysis of non–local effects in ductile fracture. *Fatigue Fract. Engng Mater Struct*, 23:817–824.

Huang, Y. (1991). Accurate dilatation rates for spherical voids in triaxial stress fields. *J. of Applied Mechanics*, 58:1084–1086.

Isacsson, M. and Narström, T. (1998). Microscopic examination of crack growth in a pressure vessel steel. *Mat. Sci. and Eng. A*, 241:169–178.

Joyce, J. (1997). Predicting the ductile–to–brittle transition in nuclear pressure vessel steels from Charpy surveillance specimens. In *Recent advances in fracture*, pages 65–75. TMS.

Kobayashi, T., Takai, K., and Maniwa, H. (1967). Transition behaviour and evaluation of fracture toughness in Charpy impact test. *Transactions ISIJ*, 7:115–125.

Koers, W., Krom, H., and Bakker, A. (1995). Prediction of cleavage fracture in the brittle to ductile transition region of a ferritic steel. In Kirk, M. and Bakker, A., editors, *Constraint effects in fracture theory and applications : Second volume*, pages 191–208. ASTM STP 1244.

Koplik, J. and Needleman, A. (1988). Void growth and coalescence in porous plastic solids. *Int. J. Solids Structures*, pages 835–853.

Landes, J. and Shaffer, D. (1980). *Statistical characterisation of fracture in the transition region*, pages 368–382. ASTM.

Lautridou, J. and Pineau, A. (1981). Crack initiation and stable crack growth resistance in A508 steels in relation to inclusion distribution. *Engineering Fracture Mechanics*, 15(1-2):55–71.

Leblond, J., Perrin, G., and Devaux, J. (1995). An improved Gurson–type model for hardenable ductile metals. *Eur. J. Mech., A/Solids*, 14(4):499–527.

Lemaitre, J. (1985). A continuous damage mechanics model for ductile fracture. *J. of Eng. Materials and Technology, Trans. ASME*, 107:83–89.

Li, Z., Bilby, B., and Howard, I. (1994). A study of the internal parameters of ductile damage theory. *Fat. Frac. Engng. Mater. Struc.*, 17(9):1075–1087.

Linaza, M., Rodriguez-Ibabe, J., and Urcola, J. (1995). Comparison between brittle fracture micromechanisms at 77K in precracked specimens and notched specimens. *Int. Journal of Fracture*, 70:R3–R10.

Lindley, T., Oates, G., and Richards, C. (1970). A critical appraisal of carbide cracking mechanisms in ferrite/carbide aggregates. *Acta Metall.*, 18:1127–1136.

Manahan Sr., M. (1996). Advances in notched bar impact testing. A 100–year–old test gets a face lift. *ASTM Standardizations news*, pages 23–29.

Marandet, B. (1985). *Rupture–Contrôle–Sureté*, chapter Evaluation simple de la ténacité pour le suivi de la qualité des matériaux, pages 211–282. Masounave, J. and Bathias, C. and Dickson, I.

Marandet, B. and Sanz, G. (1976). Etude par la mécanique de la rupture de la ténacité d'aciers à résistance moyenne fournis en forte épaisseur. *Revue de Métallurgie*, pages 359–383.

Marini, B., Mudry, F., and Pineau, A. (1985). Experimental study of cavity growth in ductile rupture. *Eng. Fract. Mech.*, 22(6):989–996.

Martìn-Meizoso, A., Ocaña-Arizcorreta, I., Gil-Sevillano, J., and Fuentes-Pèrez, M. (1994). Modelling cleavage fracture of bainitic steels. *Acta metall. mater.*, 42(6):2057–2068.

Mathur, K., Needleman, A., and Tvergaard, V. (1993). Dynamic 3D analysis of the Charpy V-notch test. *Modelling Simul. Mater. Sci. Eng.*, 1:467–484.

Mathur, K., Needleman, A., and Tvergaard, V. (1994a). 3D analysis of failure modes in the Charpy impact test. *Modelling Simul. Mater. Sci. Eng.*, 2:617–635.

Mathur, K., Needleman, A., and Tvergaard, V. (1994b). Ductile failure analyses on massively parallel computers. *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.*, 119:283–309.

McMahon, C. and Cohen, M. (1965). Initiation of cleavage in polycrystalline iron. *Acta metall.*, 13:591–604.

Moyer, E., McCoy, H., and Sarkani, S. (1997). Predictions of stable crack growth using continuum damage. *Int. J. of Fracture*, 86:375–384.

Mudry, F. (1987). A local approach to cleavage fracture. *Nuclear Engineering and Design*, 105:65–76.

Needleman, A. (1996). Numerical modelling of the ductile–brittle transition. In Les Editions de Physique, editor, *1st european mechanics of materials conference on local approach to fracture, Journal de Physique IV*, volume 6, pages C6–325–C6–333, Fontainebleau, 9–11 Septembre.

Needleman, A. and Tvergaard, V. (1994). Mesh effects in the analysis of dynamic ductile crack growth. *Engng. Fract. Mech.*, 47:75–91.

Needleman, A. and Tvergaard, V. (1995). Analysis of a brittle–ductile transition under dynamic shear loading. *Int. Journal of Fracture*, 32(17):2571–2590.

Needleman, A. and Tvergaard, V. (2000). Numerical modeling of the ductile–brittle transition. *Int. J. of Fracture*, 101:73–97.

Norris, D. (1979). Computer simulation of the Charpy V–notch toughness test. *Eng. Fract. Mech.*, 11:261–274.

Oates, G. (1968). Effect of hydrostatic stress on cleavage fracture in a mild steel and a low carbon manganese steel. *Journal of the Iron and Steel Institute*, pages 930–935.

O'Dowd, N., Lei, Y., and Busso, E. (2000). Prediction of cleavage failure probabilities using the Weibull stress. *Eng. Frac. Mech.*, 67:87–100.

Pardoen, T., Delannay, F., and Doghri, I. (1998). On the use of the Lemaitre and Chaboche model for the prediction of ductile fracture by void coalescence. *Int. J. of Fracture*, 88:L71–L76.

Perrin, G. and Leblond, J.-B. (1990). Analytical study of a hollow sphere made of plastic porous material and subjected to hydrostatic tension— application to some problems in ductile fracture of metals. *Int. J. Plasticity*, 6(6):677–699.

Pineau, A. (1981). Review of fracture micromechanisms and a local approach to predicting crack resistance in low strength steels. In *ICF 5*, volume 2, pages 553–575.

Pineau, A. and Besson, J. (2001). Some new trends in modeling ductile rupture of structural alloys. In *Colloque Lemaitre*. to be published.

Pluvinage, G. and al. (1999). Effect of ferritic microstructure on local damage zone distance associated with fracture near notch. *Theoretical and applied fracture mechanics*, 31:149–156.

Radon, J. and Turner, C. (1969). Fracture toughness measurements by instrumented impact test. *EFM*, 1:411–428.

Renevey, S. (1997). *Approches globale et locale de la rupture dans le domaine de la transition fragile–ductile d'un acier faiblement allié.* PhD thesis, Université Paris XI Orsay.

Renevey, S., Carassou, S., Marini, B., Eripret, C., and Pineau, A. (1996). Ductile–brittle transition of ferritic steels modelled by the local approach to fracture. In Les Editions de Physique, editor, *1st european mechanics of materials conference on local approach to fracture, Journal de Physique IV*, volume 6, pages C6–343–C6–352, Fontainebleau, 9–11 Septembre.

Rice, J. and Thomson, R. (1974). Ductile versus brittle behaviour of crystals. *Phil. Mag.*, pages 73–97.

Rice, J. and Tracey, D. (1969). On the enlargement of voids in triaxial stress fields. *J. Mech. Phys. Sol.*, 17:201–217.

Ritchie, O., Knott, J., and Rice, J. (1973). On the relationship between critical tensile stress and fracture toughness in mild steel. *J. Mech. Phys. Solids*, pages 395–410.

Ritchie, R. O., Server, W., and Wullaert, R. (1979). Critical fracture stress and fracture strain models for the prediction of lower and upper shelf toughness in nuclear pressure vessel steels. *Met. Trans. A*, 10A:1557–1570.

Rolfe, S. and Barsom, J. (1977). *Fracture and fatigue control in structures. Applications of fracture mechanics*, chapter Correlations between K_{Ic} or K_{Id} and other fracture–toughness tests, pages 167–207. Prentice–Hall,Inc.

Rossoll, A. (1998). *Détermination de la ténacité d'un acier faiblement allié à partir de l'essai Charpy instrumenté.* PhD thesis, Ecole Centrale Paris.

Rossoll, A., Berdin, C., Forget, P., Prioul, C., and Marini, B. (1998). A local approach to cleavage fracture of A508 steel. In *ECF 12, Fracture from defect*, volume II, pages 637–642.

Rousselier, G. (1986). Les modèles de rupture ductile et leurs possibilités actuelles dans le cadre de l'approche locale de la rupture. In *Séminaire international sur l'approche locale de la rupture*, pages 257–284, Moret–sur–Loing.

Rousselier, G. (1987). Ductile fracture models and their potential in local approach of fracture. *Nuclear Engineering and Design*, 105:97–111.

Rousselier, G., Devaux, J., Mottet, G., and Devesa, G. (1989). A methodology for ductile fracture analysis based on damage mechanics : An illustration of a local aproach to fracture. In Landes, J., Saxena, A., and Merkle, J., editors, *Nonlinear fracture mechanics : Volume II Elastic-Plastic fracture.* ASTM STP 995.

Russell, S. (1898). Experiments with a new machine for testing materials by impact. *Transactions of American Society of Civil Engineers*, 39(826):237–250.

Sainte Catherine, C., Hourdequin, N., Galon, P., and Forget, P. (2000). Finite element simulations of Charpy–V and sub–size tests for a low alloy RPV ferritic steel. In *ECF 13 , Fracture Mechanics : Applications and Challenges.* Elsevier Science.

Sainte-Catherine, C., Poussard, C., Vodinh, J., Schill, R., Hourdequin, N., Galon, P., and Forget, P. (2001). Finite element simulations and empirical correlation for Charpy–V and sub–size Charpy tests on an un–irradiated low alloy RPV ferritic steel. In *Fourth Symposium on small specimen test techniques.* to be published.

Schill, R., Forget, P., and Sainte Catherine, C. (2000). Correlation between charpy–v and sub–size charpy tests results for an un–irradiated low alloy rpv ferritic steel. In *ECF 13 , Fracture Mechanics : Applications and Challenges.* Elsevier Science.

Schindler, H. (1998). The correlation between Charpy fracture energy and fracture toughness from a theoritical point of view. In publishing, E., editor, *Fracture from defects ECF12*, pages 841–846, Sheffield, 14–18 Septembre.

Schmitt, W., Böhme, W., and Sun, D. (1994a). New developments in fracture toughness evaluation. In *ECF10, Structural Integrity*, pages 159–170.

Schmitt, W., Sun, D., and Blauel, J. (1997a). Damage mechanics analysis (Gurson model) and experimenatl verification of the behaviour of a crack in a weld–cladded component. *Nuc. Eng. Design*, 174:237–246.

Schmitt, W., Sun, D., and Blauel, J. (1997b). Recent advances in the application of the Gurson model to the evaluation of ductile fracture thoughness. In *Recent advances in fracture*, pages 77–87. TMS.

Schmitt, W., Sun, D., Böhme, W., and Nagel, G. (1994b). Evaluation of fracture toughness based on results of instrumented Charpy tests. *Int. J. Pres. Ves. and Piping*, 59:21–29.

Server, W. (1978). General yielding of Charpy V–notch and precracked Charpy specimens. *Jour. of Eng. Materials and Technology*, 100:183–188.

Siegmund, T., Bernauer, G., and Brocks, W. (1998). Two models of ductile fracture in contest : porous metal plasticity and cohesive elements. In publishing, E., editor, *Fracture from defects ECF12*, pages 933–938, Sheffield, 14–18 Septembre.

Siewert, T., Manahan, M., McCowan, C., Holt, J., Marsh, F., and Ruth, E. (2000). The history and importance of impact testing. In Sievert, T. and Manahan, M., editors, *Pendulum Impact Testing : A Century of Progress*, pages 3–16. ASTM STP 1380.

Skallerud, B. and Zhang, Z. (1999). Effects of finite element mesh on numerical prediction of ductile tearing. In Panotin, T. and Sheppard, S., editors, *Fatigue and Fracture Mechanics : Twenty–Ninth volume*, pages 201–214. ASTM STP 1332.

Smith, E. (1966). The nucleation and growth of cleavage microcracks in mild steel. In Institute of Physics and Physical Society, editor, *Physical basis of yield and fracture : conference proceedings*, pages 36–46, Oxford, Septembre.

Tahar, M. (1998). *Applications de l'approche locale de la rupture fragile à l'acier 16MND5 : Corrélation résilience–ténacité, Probabilité de rupture bimodale (clivage et intergranulaire).* PhD thesis, École des Mines de Paris.

Thompson, A. and Knott, J. (1993). Micromechanisms of brittle fracture. *Metall. Transactions A*, pages 523–534.

Tvergaard, V. (1982). Influence of void nucleation on ductile shear fracture at a free surface. *J. Mech. Phys. Solids*, 30:399–425.

Tvergaard, V. and Needleman, A. (1984). Analysis of cup–cone fracture in a round tensile bar. *Acta metall.*, 32:157–169.

Tvergaard, V. and Needleman, A. (1986). Effect of material rate sensitivity on failure modes in the Charpy V–Notch test. *J. Mech. Phys. Solids*, 34(3):213–241.

Tvergaard, V. and Needleman, A. (1988). An analysis of the temperature and rate dependence of Charpy V–Notch energies for a high nitrogen steel. *Int. Jour. of Fracture*, 37:197–215.

Tvergaard, V. and Needleman, A. (1993). An analysis of the brittle–ductile transition in dynamic crack growth. *Int. Jour. of Fract.*, pages 53–67.

Válka, L., Holzmann, M., and Dlouhý (1997). The role of microstructure in brittle fracture behaviour of low alloy tempered bainitic steel. *Materials Science and Engineering*, A234–236:723–726.

Van Stone, R., Cox, T., Low, J. J., and Psioda, J. (1985). Microstructural aspects of fracture by dimple rupture. *International Metals Reviews*, 30(4):157–179.

Wallin, K. (1989). A simple theoretical Charpy-V—K_{Ic} correlation for irradiation embrittlement. In Marriott and al., editors, *Innovative approaches to irradiation damage and fracture analysis*, volume 170, pages 93–100. The American society of mechanical engineers.

Wallin, K. (1994). Relevance of fracture mechanical material properties for structural integrity assessment. In Schwalbe, K.-H. and Berger, C., editors, *ECF 10 , Structural integrity : Experiments–Models–Applications*, volume 1, pages 81–95. EMAS.

Wallin, K., Saario, T., and Törrönen, K. (1984). Statistical model for carbide induced brittle fracture in steel. *Metal Science*, 18:13–16.

Wilshaw, T. (1966). Deformation and fracture of mild steel specimens. *J. Iron Steel Inst.*, 204(9):936–942.

Wilshaw, T. and Pratt, P. (1966). On the plastic deformation of Charpy specimens prior to general yield. *J. of the Mech. and Physics of Solids*, 14:7–19.

Wilshaw, T., Rau, C., and Tetelman, A. (1968). A general model to predict the elastic–plastic stress distribution and fracture strengh of notched bars in plane strain bending. *Eng. Frac. Mech.*, 1:191–211.

Xia, L. and Cheng, L. (1997). Transition from ductile tearing to cleavage fracture: a cell–model approach. *Int. J. Fracture*, 87:289–306.

Zhang, X. and Knott, J. (1999). Cleavage fracture in bainitic and martensitic microstructures. *Acta mater.*, 47(12):3483–3495.

Zhang, Z. (1996). A sensitivity analysis of material parameters for the Gurson constitutive model. *Fatigue Fract. Engng Mater. Struct.*, 19(5):561–570.

Zhang, Z. and Hauge, H. (1999). On the Gurson micro–mechanical parameters. In Panotin, T. and Sheppard, S., editors, *Fatigue and Fracture Mechanics : Twenty–Ninth volume*, pages 364–383. ASTM STP 1332.

Zhang, Z. and Niemi, E. (1995). A new failure criterion for the Gurson–Tvergaard dilational constitutive model. *Int. J. Fracture*, 70:321–334.

Zia-Ebrahimi, F. and Krauss, G. (1983). The evaluation of tempered martensite embrittlement in 4130 steel by instrumented Charpy V–notch testing. *Met. Trans. A*, 14:1109–1119.

Chapitre -III-

Matériau de l'étude

Sommaire

III.1 Présentation du matériau 79
III.1.1 Origine 79
III.1.2 Composition chimique 79
III.1.3 Traitements thermiques 80
III.1.4 Microstructure 81
III.1.5 Caractéristiques mécaniques de base 83
III.2 Etude des inclusions 86
III.2.1 Nature des inclusions 86
III.2.2 Analyse inclusionnaire 88
III.3 Conclusion 97
Bibliographie 97

Ce chapitre est consacré au matériau de cette étude. Après avoir présenté sa microstructure et ses caractéristiques mécaniques de base, les résultats issus d'une analyse inclusionnaire sont exposés. La fraction volumique d'inclusions et l'espacement inter–inclusionnaire sont déterminés dans l'optique d'être utilisés lors de la modélisation de l'endommagement ductile.

III.1 Présentation du matériau

Le matériau utilisé pour cette étude est un acier faiblement allié de type 16MND5 (SA 508 cl3) issu de l'anneau de recette de la virole de coeur C2 provenant de la cuve C16 de la tranche B2 de Chinon. La virole étudiée est issue de la coulée 21443/39297 et a été élaborée à partir d'un lingot plein.

III.1.1 Origine

Un anneau de 80 mm de hauteur est prélevé par EDF après l'élaboration de la virole et sert, d'une part, à caractériser l'état de référence du matériau puis, par comparaison, à étudier les effets de l'irradiation sur le matériau au cours de la vie de la virole. Pour les viroles de coeur, le prélèvement de l'anneau est issu du coté du pied du lingot (fig. III.1). Pour cette étude, on a utilisé quelques blocs restants de l'étude précédente [Tahar, 1998] et un coupon d'environ 800 mm de longueur approvisionné par EDF. Le prélèvement est effectué par oxycoupage. L'origine angulaire du coupon dans la virole n'est pas connue.

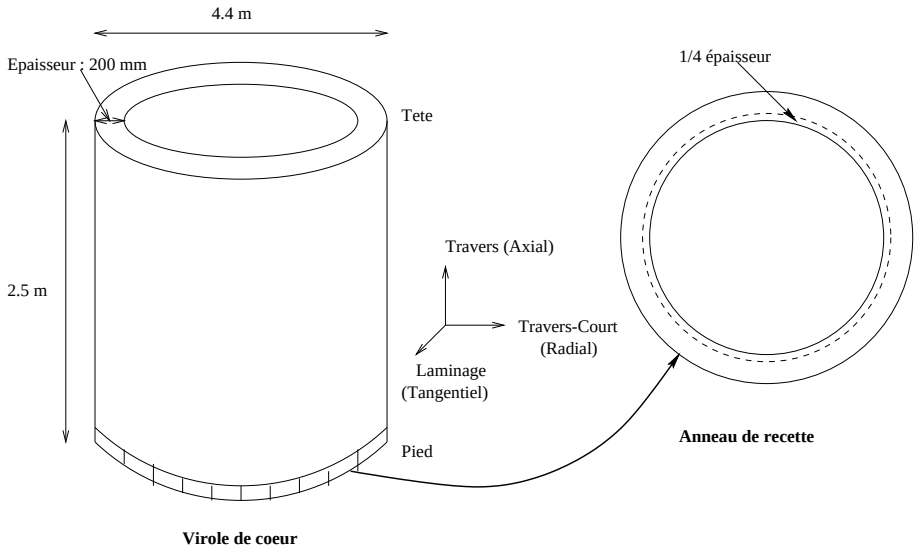


Figure III.1 : Prélèvement de l'anneau de recette dans la virole de coeur.

III.1.2 Composition chimique

La composition chimique de la coulée est reportée dans le tableau III.1.

C	S	P	Si	Mn	Ni	Cr	Mo	Cu	Co	V
0.16	**0.004**	0.008	0.22	**1.33**	**0.76**	0.22	**0.51**	0.07	0.017	≤ 0.01

Tableau III.1 : Composition chimique en % poids de l'acier 16MND5 de la cuve C16.

III.1.3 Traitements thermiques

Les aciers qui sont utilisés pour les cuves REP sont soumis à trois traitements thermiques [Tahar, 1998] :

1. Traitement de précaution : son but est d'éliminer les effets du forgeage. Il conduit à une homogénéisation de la pièce et comporte plusieurs étapes :

   - Refroidissement lent au four après forgeage, jusqu'à une température de 350°C.
   - Austénisation à $900 - 950$°C.
   - Trempe à l'eau salée activée jusqu'à une température de 350°C.
   - Revenu vers 650°C.
   - Refroidissement au four ou à l'air.

2. Traitement de qualité : Les propriétés métallurgiques du matériau final dépendent de ce traitement qui comporte les opérations suivantes :

   - Austénitisation à $865 - 890$°C.
   - Maintien 3 heures.
   - Trempe à l'eau par immersion.
   - Revenu $635 - 655$°C.
   - Maintien 5h30.
   - Refroidissement à l'air.

3. Traitement de détensionnement simulé : Il est effectué sur l'anneau de recette pour rendre compte de tous les traitements thermiques effectués sur la virole lors de l'assemblage de la cuve par soudage : il a pour objectif de relaxer les contraintes créées par le cyclage thermique résultant de l'opération de soudage. Ce traitement inclut les opérations suivantes :

   - Mise au four entre 150 et 200°C.
   - Chauffage 55°C $/h$ jusqu'à 550°C.
   - Maintien 8 heures.
   - Chauffage 30°C $/h$ jusqu'à 615°C.
   - Maintien 16 heures.
   - Refroidissement 30°C $/h$ jusqu'à 315°C, puis air calme

III.1.4 Microstructure

La microstructure de l'acier 16MND5 est observée après polissage et attaque au Nital (fig. III.2 et III.3a). L'attaque révèle une bainite revenue avec une taille de l'ancien grain austénitique de 20 à 30 μm [Tahar, 1998]. A l'intérieur de ces grains, la structure de trempe est difficilement observable. L'observation en microscopie électronique à balayage en électrons rétrodiffusés[1], met nettement en évidence les paquets de lattes selon leur orientation cristallographique (fig. III.3c). Bouyne [Bouyne, 1999] à l'aide de la technique de l'EBSD, a déterminé ,pour cet acier, un diamètre du paquet bainitique de l'ordre de 8 μm. La présence de carbures visibles sous forme de points sombres en microscopie optique, est mise en évidence par observation en microscopie électronique en électrons secondaires (fig. III.3b). Une observation à des grossissements plus importants (fig. III.4) montre que ces carbures peuvent être de nature inter ou intragrannulaire, avec une forme allongée ou sphérique. Leur diamètre est de l'ordre de 0.1 μm [Renevey, 1997]. On note, par ailleurs, la présence d'inclusions de sulfure de Manganèse (MnS).

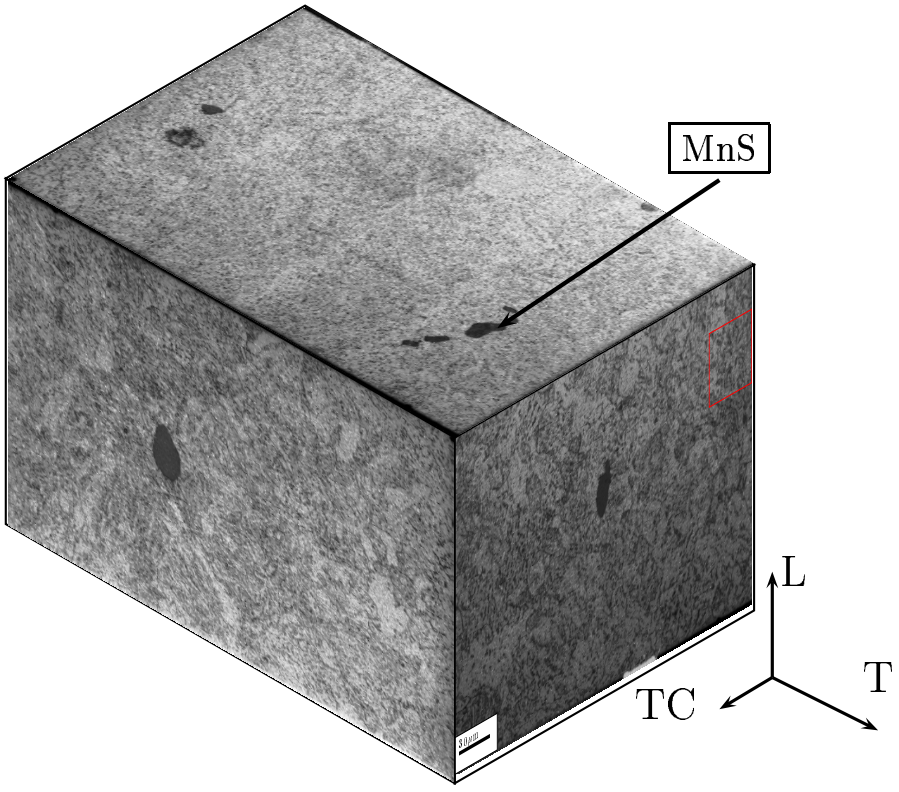


Figure III.2 : Microstructure de l'acier 16MND5 de la virole C2 (attaque Nital 2%).

[1] Après polissage électrolytique dans une solution composée de 90 % d'éthanol et 10 % d'acide perchlorique [40 mn, 12 V, 10 mA, 0°C].

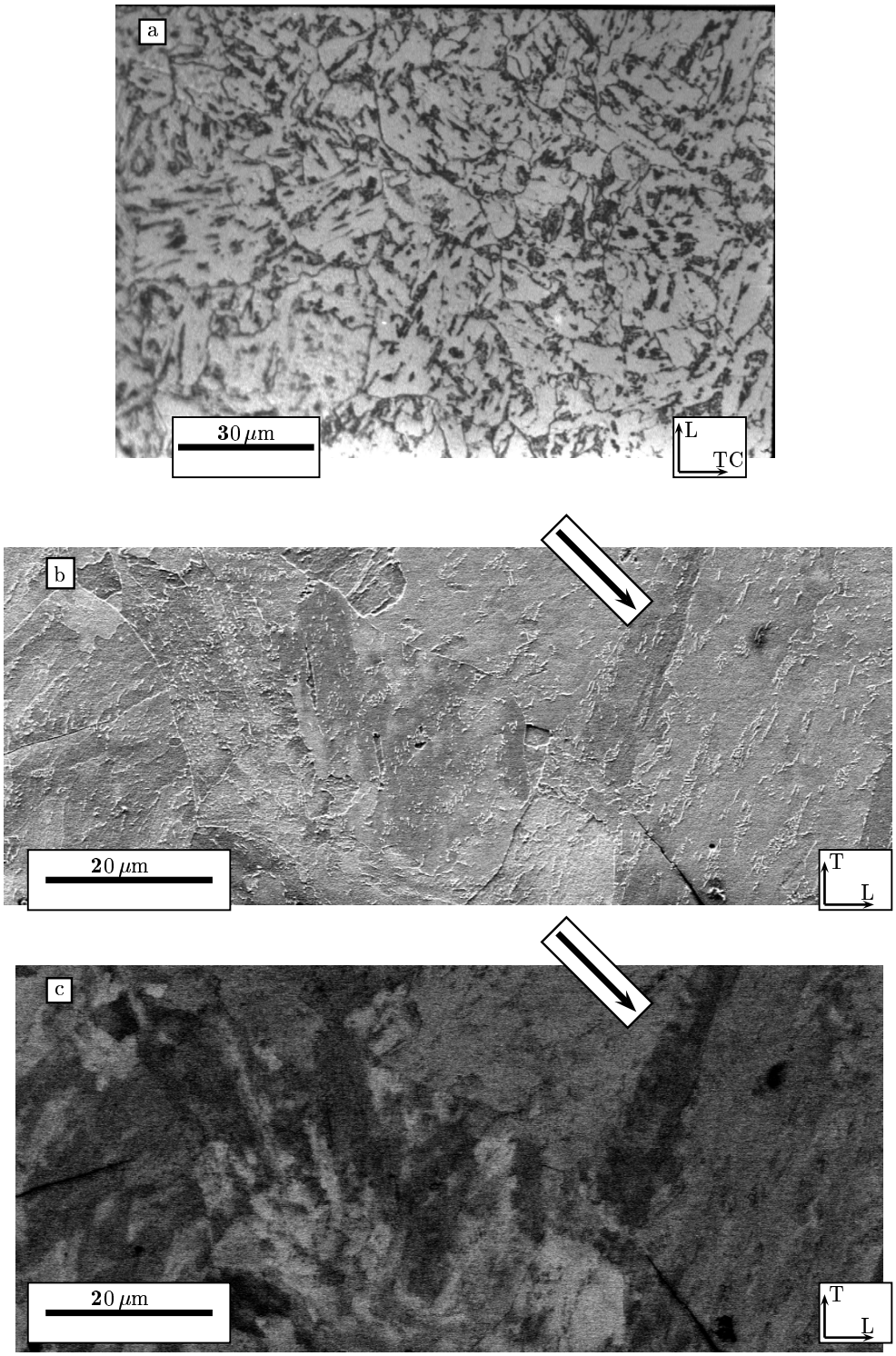


Figure III.3 : Microstructure de l'acier 16MND5. a: microscopie optique (attaque nital) b: microscopie électronique en électrons secondaires (attaque électrolytique) c: microscopie électronique en électrons rétrodiffusés. Les flèches indiquent un paquet bainitique.

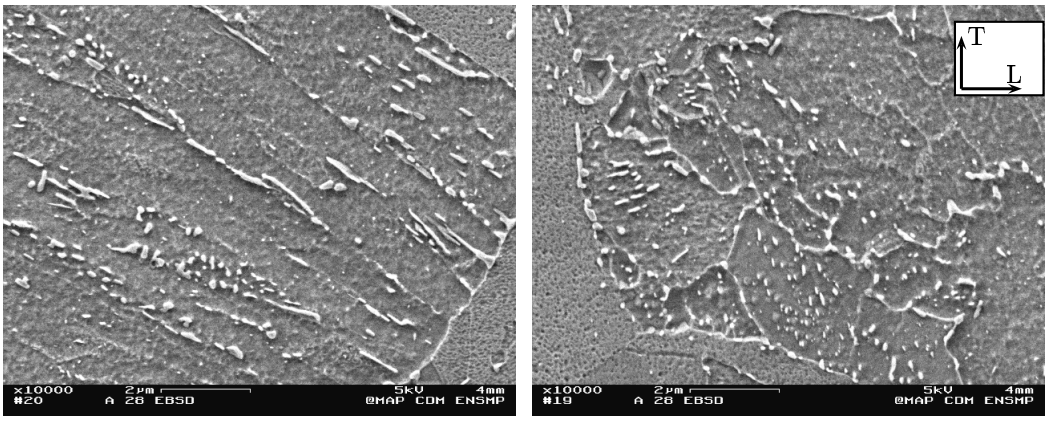


Figure III.4 : Observations au MEB en électrons secondaires des carbures inter et intragranulaires (polissage électrolytique).

III.1.5 Caractéristiques mécaniques de base

Ces propriétés ont été obtenues par Creusot–Loire après élaboration de la virole. Des essais sont effectués aux différents stades des traitements thermiques (traitement thermique de qualité puis de détensionnement simulé) afin de vérifier l'évolution des propriétés mécaniques. On reporte dans les tableaux III.2 et III.3, les données obtenues en traction et la résilience (KCV) en indiquant le sens de prélèvement.

T (°C)	Orientation	$Rp_{0.2}$ (MPa)	R_m (MPa)	A (%)	striction Σ_s (%)
20	L	497	615	25.6	75
343	L	427	580	23.5	73

Tableau III.2 : Propriétés mécaniques de traction de l'acier 16MND5 (virole C2) après traitement thermique de qualité et de détensionnement simulé.

La courbe de transition en résilience obtenue à partir de ces essais est reportée sur la figure III.5. Après lissage suivant une loi en tangente hyperbolique, on obtient une température de transition $TK_7 = -58°C$ [2]. La RTNDT est de $-27°C$ [Grandjean, 2001].

Des filiations de dureté ont été réalisées sur le matériau approvisionné. Ces filiations ont pour but, d'une part de caractériser la dureté du matériau et, d'autre part, d'examiner son hétérogénéité suivant l'épaisseur de la virole (plan $T-TC$). On reporte sur la figure III.6 deux filiations de macro–dureté (HV_{20}) effectuées à travers l'épaisseur (e=230 mm) de la virole (face $T-TC$, sens TC) effectuées à deux hauteurs $H1 = 20$ mm et $H2 = 40$ mm et une filiation suivant la hauteur (face $T-TC$, sens T) à mi–épaisseur. La dureté HV_{20}

[2] TK_7 est définie pour KCV = 7 daJ/cm^2.

T (°C)	Orientation	KCV (daJ/cm^2)	Cristallinité (%)	Expansion latérale (mm)
50	L-T	26.5–25.4–24.4	0–0–0	2.4–2.3–2.3
20	L-T	25–22.2–26.3	0–20–0	2.3–2.1–2.3
10	L-T	22.5–22.5–21.5	25–25–30	2.2–2.2–2.1
0	L-T	21.5–25–22.8	25–15–20	2.2–2.3–2.2
-10	L-T	23.4–15.4–14.9	25–60–60	2.3–1.7–1.7
-20	L-T	19.5–20.9–20.1	45–35–40	2–2.1–2
-50	L-T	15.2–15.9–8.5	70–65–85	1.5–1.5–1
-80	L-T	0.9–2.2–1.5	100–100–100	0.2–0.2–0.2

Tableau III.3 : Propriétés de résilience de l'acier 16MND5 (virole C2) après traitement thermique de qualité et de détensionnement simulé. RTNDT=-27°C.

moyenne est de l'ordre de 200, résultat comparable à ceux obtenus sur un acier 16MND5 de composition proche [Renevey, 1997]. Une augmentation sensible de la dureté se produit lorsqu'on se rapproche des bords, pouvant atteindre $\Delta HV_{20} \sim 25$. Cette augmentation peut être due au corroyage et à un effet de trempe pour la peau externe et aux macro–ségrégations pour la peau interne. Dans la zone comprise entre le 1/4 et le 3/4 épaisseur, les écarts sur la dureté HV_{20} peuvent atteindre 20. La filiation suivant la hauteur du coupon (fig. III.6b) met en évidence un écart maximum de l'ordre de 15.

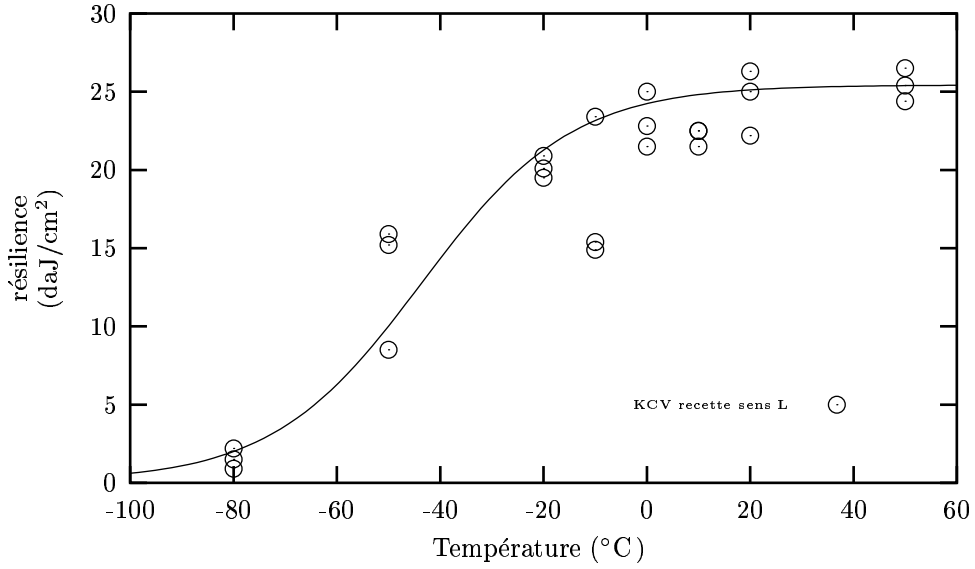


Figure III.5 : Courbe de transition en résilience obtenue à partir des essais de recette. Cuve C16, orientation L–T. Paramètres du lissage en tanh : A=12.76, B=12.66, T_0 = 43.6, C=29.

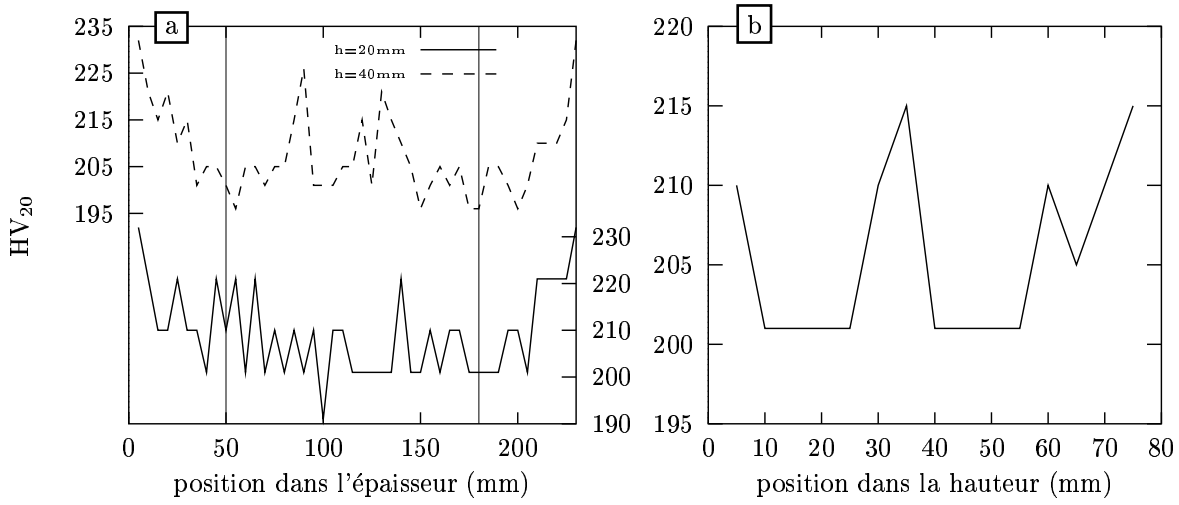


Figure III.6 : Filiation de dureté HV_{20} sur une face $T-TC$. a: Filiation suivant l'épaisseur de la cuve à deux hauteurs différentes (la zone de prélèvement des éprouvettes est délimitée par les deux droites verticales). b: Filiation suivant la hauteur du coupon à mi–épaisseur.

III.2 Etude des inclusions

Cette partie est consacrée à l'étude des inclusions présentes dans le matériau de cette étude. Le rôle des inclusions dans les mécanismes de rupture et notamment dans celui de la rupture ductile a été montré par de nombreuses études (voir e.g. [Benzerga, 2000]). On cherche ici à déterminer la nature des inclusions, et surtout à déterminer les valeurs moyennes des paramètres inclusionnaires pour notre acier.

III.2.1 Nature des inclusions

Les inclusions présentes dans l'acier 16MND5 sont essentiellement des particules non–métalliques. Les principales inclusions sont les sulfures de Manganèse (MnS) et les oxydes. Les sulfures de Manganèse observés sur des coupes polies semblent être de type I [Baker and Charles, 1972]. Il apparaissent nettement sur les micrographies optiques avec une couleur grise. Ils peuvent être monophases ("purs") (fig. III.7) mais on trouve également certaines particules qui contiennent un ou plusieurs noyaux d'oxydes (Al_2O_3, CaO, MgO, SiO_2, etc...). La présence de ces noyaux d'oxydes est mise en évidence par spectrométrie X (spectromètre à sélection des longueurs d'ondes des rayons X)(fig. III.8).

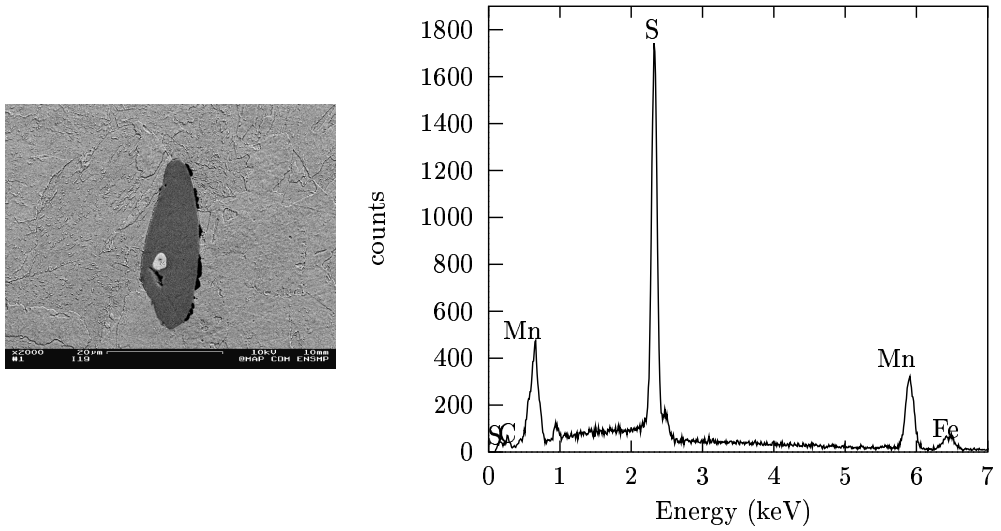


Figure III.7 : Inclusion de sulfure de Manganèse "pure". Observation en électrons rétrodiffusés.

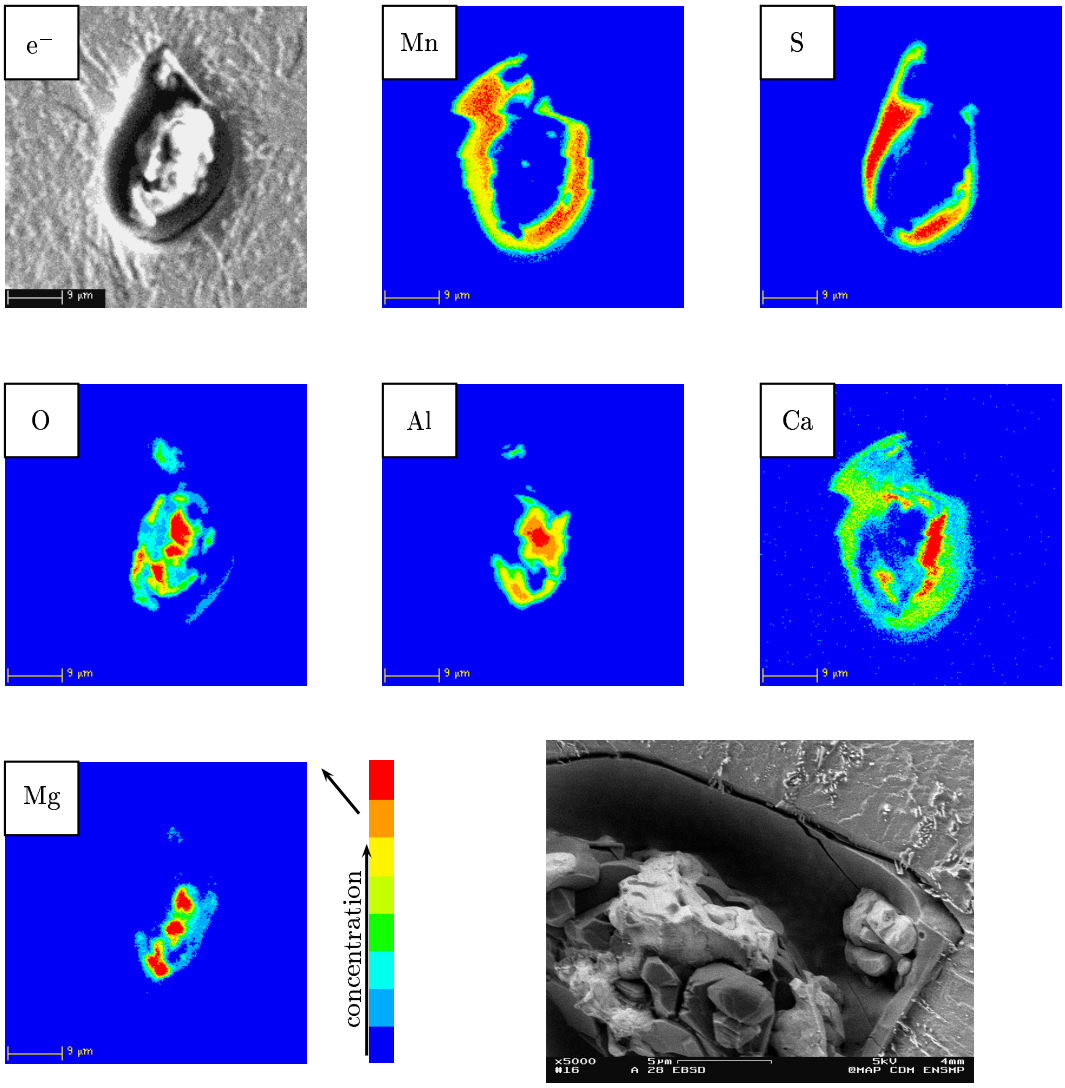


Figure III.8 : Inclusion de sulfure de Manganèse contenant des noyaux d'oxydes. Observation au MEB en électrons rétrodiffusés.

III.2.2 Analyse inclusionnaire

On s'intéresse à l'obtention de deux paramètres microstructuraux, la fraction volumique d'inclusions de sulfure de Manganèse, f_v, et leur distance inter–inclusionnaire. Pour obtenir la distribution spatiale des MnS sur ce type d'acier, on se reportera au travaux de Renevey [Renevey, 1997].

a) Rappels de microscopie quantitative

1. Sur une coupe plane d'un échantillon, si on note A_A la teneur en surface d'un constituant X, on montre que

$$\overline{A}_A = V_v \tag{III.1}$$

où V_v est la fraction volumique occupée par ce constituant, et $\overline{A}_A$ est la valeur moyenne de A_A obtenue pour toutes les positions du plan dans l'échantillon.

2. Propriétés du covariogramme. On rappelle ici les propriétés principales de la fonction covariance en analyse **locale**. Pour plus de détails, on se reportera utilement à [Coster and Chermant, 1989].

La fonction covariance, C(X,h), est la probabilité pour qu'un point x et un point x+h appartiennent à l'ensemble X (X un ensemble connu globalement dans l'espace R^n (ensemble borné) :

$$C(X,h) = P\{x \in X, x+h \in X\} \tag{III.2}$$

Pour X défini dans R^2 et avec un masque de mesure Z :

$$C(X,h) = A_A E^h(X \cap Z) \tag{III.3}$$

$A_A(X)$ est la fraction surfacique de l'ensemble X. On obtient les propriétés suivantes :

- $$C(X,0) = A_A(X) \tag{III.4}$$

  la covariance à l'origine est égale à la teneur en X.

- $$\lim_{h\to\infty} C(X,h) = (A_A(X))^2 \tag{III.5}$$

  la covariance admet une valeur asymptotique théorique égale au carré de la teneur en X.

- la covariance présente un caractère directionnel lié à la direction du vecteur $\vec{h}$ et renseigne sur l'anisotropie de la phase X.

- les variations entre l'origine et sa valeur asymptotique dépendent de l'état de dispersion de la phase X.
- Si la limite de l'équation III.5 peut être pratiquement atteinte avant $h \to \infty$, par exemple pour une valeur $h = p$, les points de la structure distants d'au moins p seront très peu ou pas corrélés. Cette distance est appelée **portée de la covariance**. Cette portée nous donne des renseignements sur la taille du champ de mesure pour que les paramètres mesurés dans celui–ci aient une bonne représentativité statistique.

b) Procédure expérimentale

Trois échantillons ont été analysés :

- 1 échantillon (L) (section contenue dans le plan $T - TC$) avec une surface d'analyse de (2.99 mm $\times$ 2.99 mm), soit 8.94 mm^2.
- 1 échantillon (T) (section contenue dans le plan $TC - L$) avec une surface d'analyse de (3.213 mm $\times$ 3.366 mm), soit 10.81 mm^2.
- 1 échantillon (S) (section contenue dans le plan $T - L$) avec une surface d'analyse de (3.213 mm $\times$ 3.06 mm), soit 9.83 mm^2.

Les échantillons utilisés pour l'analyse inclusionnaire sont découpés au trois quart épaisseur et leur position dans la hauteur du coupon est indiquée sur la figure III.9. Les échantillons sont soigneusement préparés et polis au quart de micron (sans attaque). Après polissage, certaines particules de petites tailles sont arrachées, formant des cavités sur la surface à analyser. La forme des cavités formées est plutôt arrondie et leur taille de l'ordre du micron. Cependant les pointés par analyse X effectués sur ces cavités, peuvent révéler des traces d'oxygène laissant penser à la présence d'un oxyde ou des traces de Manganèse et de Soufre laissant penser à la présence d'un sulfure de Manganèse de petite taille.

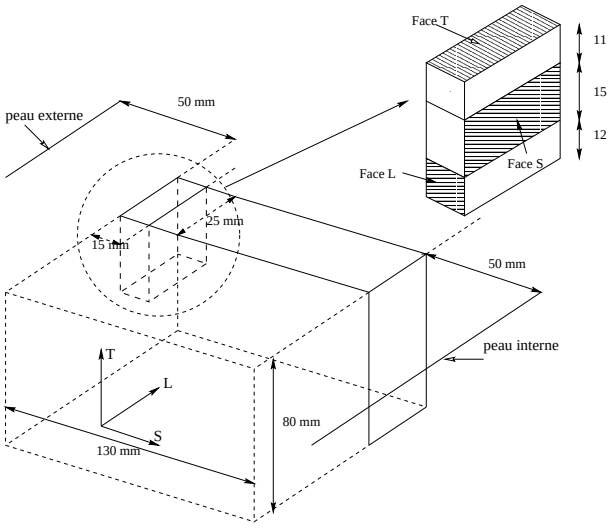


Figure III.9 : Repérage des échantillons ayant servi à l'analyse inclusionnaire.

Trois types d'inclusions (MnS "purs", MnS "mixtes" et oxydes) sont présents dans l'acier 16MND5. Il n'a pas été possible de les dissocier au niveau du traitement d'images. La population des oxydes sera donc retirée de la population globale par un seuillage sur la taille. Ce choix est lié à la simplification du mode opératoire.

Moyens utilisés . L'acquisition des données et le traitement en analyse d'image ont été effectués au Centre des Matériaux. Une première tentative d'acquisition a été effectuée à l'aide d'un microscope optique. Cependant devant la difficulté à séparer les particules réelles du bruit de fond, cette solution a été finalement abandonnée. L'acquisition des images s'est donc faite à l'aide d'un microscope électronique à balayage. Les images sont obtenues en électrons secondaires, sous une tension accélératrice de 10 kV et une distance de travail de 8mm. Chaque image est la moyenne de 4 balayages. Le format de l'image est de 512*512 pixels (format utilisé par l'analyseur) et comporte 256 niveaux de gris. La résolution de l'image est la taille du pixel (voir tableau III.4), qui est inférieure au micron. La taille de chaque champ élémentaire est définie à partir d'observations préliminaires. Plusieurs critères ont suggéré le grandissement choisi:

- la taille d'une particule ne doit jamais être supérieure à la taille du champ élémentaire
- le traitement des nombreuses petites particules observées par le logiciel d'analyse d'images présente une bonne fiabilité.

Le choix de pouvoir étudier les petites particules conduit à des tailles de champs élémentaires assez faibles. Etant donné la faible teneur du matériau en inclusions, de nombreux champs élémentaires seront vides.
L'utilisation d'une platine motorisée suivant X et Y pour acquérir les champs élémentaires permet une acquisition en semi-automatique, l'opérateur devant surveiller l'évolution de la mise au point au cours du temps. Le MEB utilisé dispose d'un auto-focus, mais de nombreux champs élémentaires étant vides son utilisation n'a pas été possible.
Le logiciel pilotant la platine permet uniquement l'acquisition de champs jointifs et limite ainsi la taille du champ global exploré pour des raisons de temps d'acquisition. On donne dans le tableau III.4, les caractéristiques de l'acquisition pour chaque plan.

La partie traitement d'images est réalisée avec un analyseur d'image TRACOR. L'image subit deux seuillages, le premier, numérique, effectué à partir de l'histogramme des niveaux de gris nous renvoie une image binaire et le deuxième, binaire, permet avec différents traitements d'extraire l'information désirée. Lors de ce deuxième seuillage, tout ensemble de pixels d'une taille inférieure à trois par trois pixels a été supprimé. On obtient ensuite les informations concernant la taille (Ferets, aire, périmètre, projections min et max), la forme et l'orientation des particules. La position de chaque particule est obtenue dans le repère local lié à chaque champ élémentaire puis, par post–traitement, est exprimée dans le repère global lié à la surface analysée.

Echantillonnage . Cette partie consiste à choisir la taille de la surface analysée (champ global) pour que le champ étudié soit représentatif du matériau ou de la microstructure et que les mesures obtenues puissent être extrapolées, à une erreur ε près, à n'importe quel

volume du matériau. Pratiquement, il s'agit de déterminer la taille minimale du champ élémentaire et la surface totale à analyser.

1. La taille minimale de champ doit réaliser un compromis entre :
   (a) D'une part, la taille de champ doit être suffisante pour résoudre la taille minimale des inclusions que l'on souhaite analyser.
   (b) D'autre part, la taille de champ doit être supérieure à la portée géostatistique d'ordre 1, a_1, afin de garantir l'indépendance statistique des mesures. La portée géostatistique a_1 est définie comme la distance pour laquelle la covariance atteint un palier.
2. La surface à analyser, S_{cg}, doit permettre d'estimer la fraction surfacique avec une erreur relative ε que l'on relie à S_{cg} par

$$S_{cg} = \frac{[1 - C(0)]\bar{a}_2}{0.25\varepsilon^2 C(0)} \tag{III.6}$$

L'équation III.6 suppose un intervalle de confiance de 95 % [Hersant and Jeulin, 1976]. $C(0)$ y représente la covariance à l'origine (qui est égale à la teneur surfacique d'après III.4) et a_2 la portée géostatistique d'ordre 2, $\bar{a}_2$ étant la moyenne de plusieurs estimation de a_2 selon des sections différentes. Cette relation est valable si les champs de mesure peuvent être considérés comme grands devant la portée.

Dans un premier temps, et en utilisant l'équation III.4, la valeur C(0) peut être estimée en utilisant la formule de Franklin (III.7) [Franklin, 1969] basée sur une analyse chimique. Ne disposant pas de mesure de la teneur en oxygène pour notre acier, une estimation de f_v sera obtenue avec une valeur connue [Renevey, 1997] pour un acier très proche, soit % O=0.0035, on obtient $f_v = C(0) = 0.035$ %. La portée d'ordre 2, a_2 est calculée à partir de l'expression III.8 [Batisse, 1988]. On obtient une portée d'ordre 2 moyenne de l'ordre de 100 μm. On a donc 95 chances sur 100 pour que la teneur surfacique mesurée sur une surface moyenne de 10 mm^2 soit la fraction volumique des inclusions à moins de 11% près.

La dimension du champ élémentaire a été prise égale à $153 \times 153\mu$m^2 pour les faces T et TC et de $115 \times 115\mu$m^2 pour la face L. On reporte dans le tableau III.4 l'ensemble des données relatives aux trois faces analysées.

$$f_v{}^{S+Ox} = f_v{}^{S} + f_v{}^{Ox} \tag{III.7}$$

$$f_v{}^{S}(\%) = 5.4\left(\%S - \frac{0.001}{\%Mn}\right) \tag{III.7'}$$

$$f_v{}^{Ox} = 5.0(\%O) \tag{III.7''}$$

$$a_2 = \frac{2\pi}{C(0)[1 - C(0)]} \int_0^{100} h[C(h) - C^2(0)]\, dh \tag{III.8}$$

Plan	N_{ce}	S_{ce} (mm^2)	G	T_{pix} (μm)	S_{cg} (mm^2)	T_{ce} (μm^2)	T_{cg} (μm^2)
T–L	420	0.0264	600	0.3	9.83	153*153	3213*3060
R–T	676	0.0132	800	0.22	8.94	115*115	2990*2990
R–L	462	0.0264	600	0.3	10.81	153*153	3213*3366

Tableau III.4 : Données relatives à l'acquisition dans les trois plans. La première lettre correspond à la direction horizontale lors de l'acquisition. (N_{ce} : nombre de champs élémentaires, S_{ce} : surface champ élémentaire, G : grossissement, T_{pix} : taille du pixel, S_{cg} : surface du champ global, T_{ce} : dimensions du champ élémentaire, T_{cg} : dimensions du champ global)

c) Résultats

Pour les trois champs, les particules dont la surface est inférieure à 1 μm^2 (diamètre équivalent de 1.1 μm) ont été supprimées de l'analyse. Ce seuil correspond à la suppression d'un bruit rémanent pour les faces S et T. Afin de comparer des populations de particules identiques, on a également appliqué ce seuil à la face L. On vérifie a posteriori l'évolution de la fraction surfacique moyenne et du diamètre équivalent apparent moyen en fonction respectivement du nombre de champs et du nombre de particules observées (fig. III.10).
La fraction surfacique moyenne des faces T et L se stabilise avec le nombre de champs, tandis que pour la face S, la stabilité n'est pas encore atteinte. Pour le diamètre équivalent moyen seule la face T présente une stabilité. On note que pour les faces T et L, la fraction surfacique moyenne tend vers une même valeur, alors que pour la face S, elle tend vers une valeur plus importante.

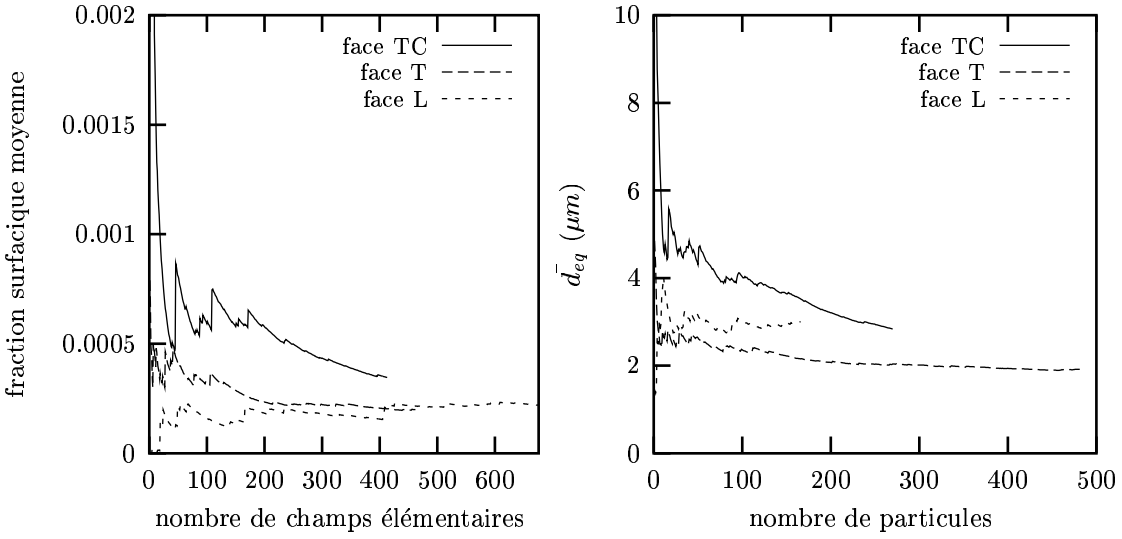


Figure III.10 : Evolution de la fraction surfacique moyenne et du diamètre équivalent moyen avec respectivement le nombre de champs élémentaires et du nombre de particules.

Analyse des covariogrammes Pour chaque face analysée, les covariances moyennes sont reportées suivant les deux directions principales (fig. III.11). Les courbes de covariance nous donnent a priori une information qualitative sur la direction suivant laquelle les particules sont le plus allongées. La direction suivant laquelle la covariance est le plus en "retard" est la direction où l'allongement de la particule est le plus prononcé. Pour la face S, les particules sont plus allongées suivant la direction L que T, etc.. On obtient donc $L > T > TC$ pour l'allongement des particules.

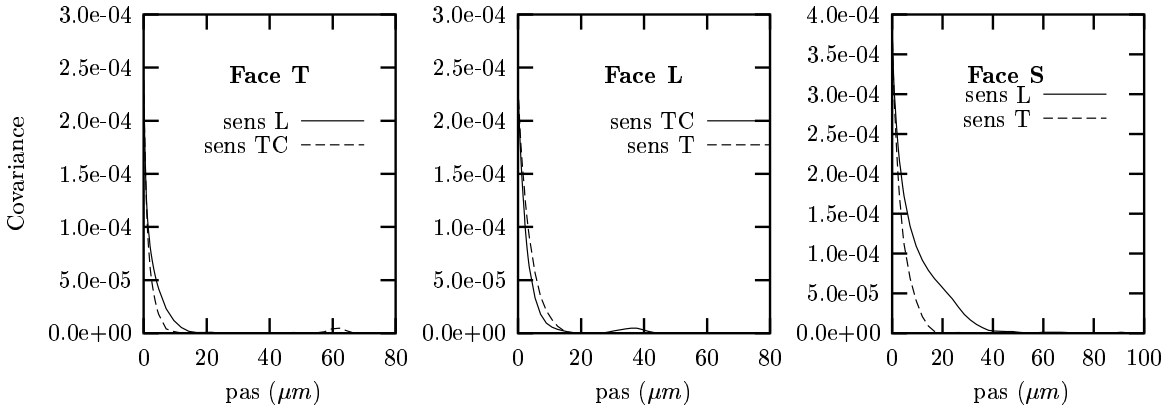


Figure III.11 : Covariogrammes moyens pour les trois faces analysées.

Grandeurs bidimensionnelles On reporte dans le tableau III.5 les résultats obtenus pour chaque face. Dans ces tableaux, on note ${A_A}^i$ la teneur surfacique en particules sur la face i, N_T le nombre de particules analysées, ${N_A}^i$ le nombre d'inclusions par unité de surface, $\bar{a}$ l'aire moyenne d'une particule, $\overline{d^i}_X$ la longueur moyenne suivant la direction X dans le plan i, $\bar{w}^i = \bar{q}_i = \frac{\bar{d^i}_X}{\bar{d^i}_Y}$ le facteur de forme, $S^i = \frac{1}{2\sqrt{N_A}}$ la distance moyenne inter–inclusionnaire dans le plan i [Lautridou and Pineau, 1981], $\bar{circ}$ la circularité moyenne.
Il faut souligner que les différents types d'inclusions sont mélangés dans ce tableau. Tout d'abord, on remarque le nombre élevé de traces de particules pour la face T (plan de rupture pour nos essais) par rapport aux deux autres faces. L'analyse des champs élémentaires montre une proportion de petites particules arrachées beaucoup plus importante pour cette face. Ces particules étant généralement des oxydes de forme sphérique, il n'y a pas de raison pour qu'il y en ait une proportion plus importante dans cette face par rapport aux deux autres. L'arrachement de ces particules est certainement dû à un polissage plus "sévère".
La figure III.12 montre que les particules de faibles surfaces (aire $< 5\mu m^2$) représentent un pourcentage important en nombre de l'ensemble des particules (supérieur à 60% pour les trois faces), ce pourcentage étant le plus fort pour la face T (88% des particules observées). Les moyennes obtenues dans le tableau III.5 vont donc être plutôt représentatives de cette population de petites particules. Si on représente l'évolution de la fraction surfacique des particules en fonction de leur aire (III.13), on observe que pour les faces L et S, les particules dont l'aire est inférieure à 5 μm^2 représentent moins de 10 % de la fraction surfacique totale. Pour la face T, ces particules représentent environ 35 % de la fraction surfacique totale. De

plus pour les faces L et S, on a respectivement 3 et 7 particules dont l'aire est supérieure à 100 μm^2 qui représentent 22 et 46 % de la fraction surfacique des particules. D'autre part, ces figures nous montrent que, malgré la surface analysée, peu de MnS de taille importante sont présents dans notre matériau.

On considère généralement que dans le processus de germination et de croissance, seules les particules de taille assez importante interviennent. On se propose donc de recalculer les paramètres du tableau III.5 mais en éliminant une partie de la population de particules. Le choix d'une surface seuil pour éliminer la population des petites particules repose sur deux arguments : d'une part l'information donnée par la figure III.12 et d'autre part la comparaison par rapport aux analyses inclusionnaires pratiquées sur le même type d'acier et disponibles dans la littérature. On choisit une surface seuil de 4 μm^2 soit un diamètre équivalent de 2.2 μm. Les grandeurs bidimensionnelles obtenues avec ce seuil sont reportées dans le tableau III.6.

Les valeurs de la covariance à l'origine obtenues pour chaque face, A_A^i, permettent d'estimer une valeur moyenne de la fraction volumique de particule. On obtient $V_v = 0.026\%$ et $V_v = 0.022\%$ en considérant toutes les particules analysées ou la population avec une surface seuil de $4\mu\text{m}^2$, respectivement. Ces valeurs sont à comparer avec les valeurs issues de la formule de Franklin (eq. III.7), soit $f_v = 0.0175\%$ et $f_v = 0.035\%$ en considérant uniquement les inclusions de sulfure de Manganèse, ou l'ensemble inclusions de sulfure de Manganèse et oxydes. L'accord entre l'analyse inclusionnaire et les résultats obtenus par l'équation III.7 est bon, ce qui rejoint les conclusions d'études précédentes consacrées aux aciers C–Mn [Spitzig et al., 1983, Lautridou, 1980, Batisse, 1988].

Face (i)	${A_A}^i$ (%)	N_T	${N_A}^i$ (mm^{-2})	$\bar{a}$ (μm^2)	$\overline{d^i}_X$ (μm)	$\overline{d^i}_Y$ (μm)	$\bar{w}^i$	S^i (μm)	$\bar{circ}$
S	0.037	270	27.5	13.45	3.48	2.93	1.14	95	
L	0.022	166	18.56	11.91	3.56	3.	1.13	116	
T	0.02	484	44.75	4.45	2.11	2.22	1.18??	74.7	

Tableau III.5 : Résultats de l'analyse inclusionnaire pour la population globale. Les Ferets sont donnés dans l'ordre de permutation circulaire (L,T,S).(N_T :nombre de particules, ${N_A}^i$: nombre d'inclusions par unité de surface, $\bar{a}$: aire moyenne d'une particule, $\bar{w}^i = \bar{q}_i = \frac{\overline{d^i}_X}{\overline{d^i}_Y}$: facteur de forme, $S^i = \frac{1}{2\sqrt{N_A}}$: distance moyenne inter–inclusionnaire dans le plan i [Lautridou and Pineau, 1981]

Face (i)	${A_A}^i$ (%)	N_T	${N_A}^i$ (mm^{-2})	$\bar{a}$ (μm^2)	$\overline{d^i}_X$ (μm)	$\overline{d^i}_Y$ (μm)	$\bar{w}^i$	S^i (μm)	$\bar{circ}$
S	0.034	100	10.2	33.5	6.8	5.15	1.34	157	1.5
L	0.02	71	8	25.5	6.21	4.8	1.33	177	1.45
T	0.0135	75	7	19.4	4.1	5.9	0.83	190	1.57

Tableau III.6 : Résultats de l'analyse inclusionnaire pour la population seuillée. Les Ferets sont donnés dans l'ordre de permutation circulaire (L,T,S).

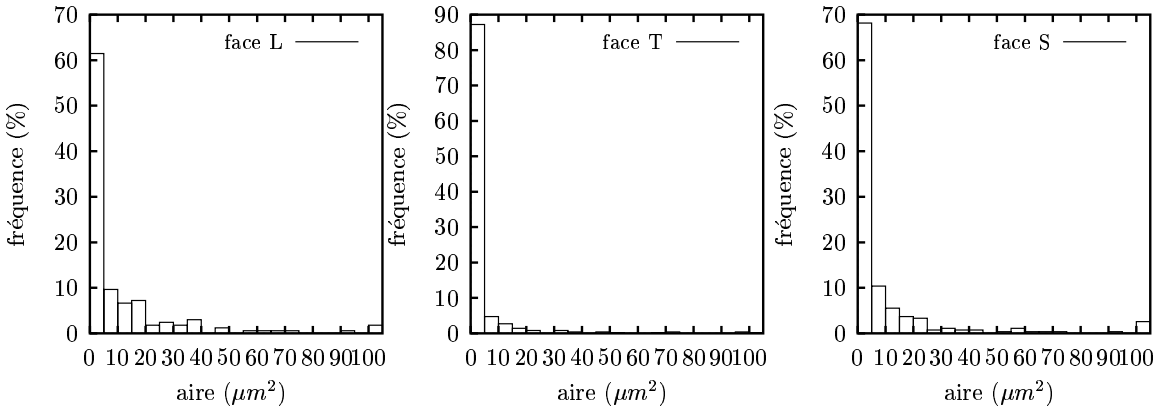


Figure III.12 : Histogrammes de la distribution 2D des tailles d'inclusions.

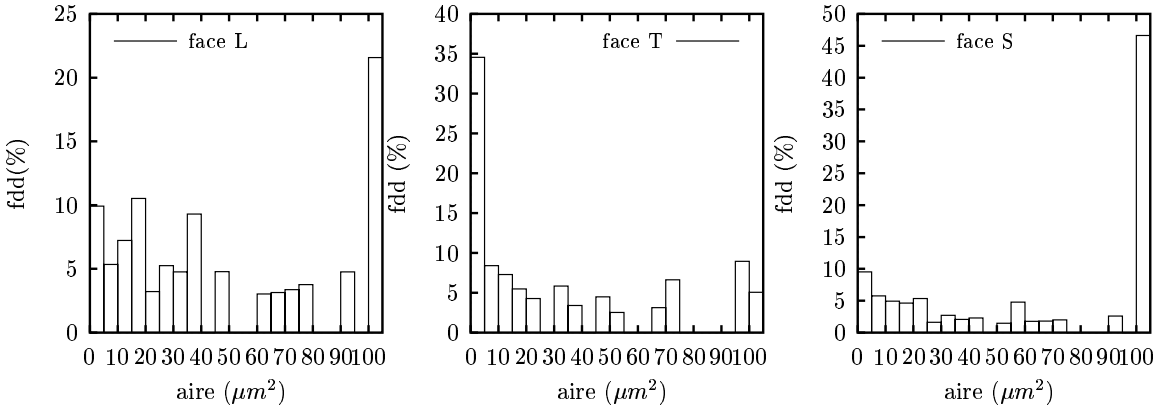


Figure III.13 : Histogrammes de la distribution 2D. Fonction de distribution de densités des aires (fdd).

A partir des résultats présentés dans les tableaux III.5 et III.6, il est possible d'obtenir des informations sur l'espacement inter–inclusionnaire et sur le nombre d'inclusions par unité de volume en nous appuyant sur les formules données par Lautridou [Lautridou and Pineau, 1981]. La distance moyenne entre particule dans un plan de normale i est donnée par $S^i = \frac{1}{2\sqrt{N_A^i}}$ où N_A^i est le nombre d'inclusions par unité de surface dans le plan de normale i. De même, le nombre d'inclusions par unité de volume, N_v, est donné par la relation :

$$N_A^i = N_v \bar{d}_i \tag{III.9}$$

où $\bar{d}_i$ est la distance moyenne entre des plans parallèles à la direction i et tangents aux particules considérées. La détermination de $\bar{d}_i$ est très difficile sans hypothèses sur la forme des particules et sur leur distribution. En première approximation, on peut prendre pour $\bar{d}_i$ la longueur moyenne des particules suivant la direction i, mesurée dans le plan qui contient cette direction [Lautridou and Pineau, 1981].

Les résultats obtenus par Lautridou ont montré que la distance caractéristique intervenant dans l'amorçage de l'endommagement ductile à la pointe d'une fissure ou d'une géométrie fortement entaillée était approximativement la distance inter–inclusionnaire dans le plan perpendiculaire au front de la fissure ductile [Lautridou and Pineau, 1981]. Dans cette étude, la fissure se propage suivant la direction L et le front de fissure est suivant la direction S, le plan considéré est donc le plan $T-L$. Si on considère l'ensemble des particules analysées (tab. III.5), on obtient une distance $S^S = 95\mu$m. En considérant la population seuillée (tab. III.6), on obtient $S^S = 157\mu$m. En pratique, cette distance sera mise en relation avec la taille des éléments finis, l_c, utilisés dans la modélisation de l'endommagement ductile.

III.3 Conclusion

Le matériau de cette étude, un acier 16MND5, est issu de l'anneau de recette de la virole de coeur C2 de la cuve C16 de Chinon B2. Il présente une microstructure de bainite revenue caractérisée par une taille des anciens grains austénitiques de $20 - 30\mu$m. Les particules présentes dans ce matériau sont essentiellement des inclusions de sulfure de Manganèse (purs ou mixtes), des oxydes et des carbures. La fraction volumique des inclusions de sulfure de Manganèse obtenue à partir de la formule de Franklin est de 0.0175%. Un bon accord entre cette valeur et la fraction volumique des inclusions issue d'une analyse inclusionnaire est obtenu. D'autre part, la distance caractéristique intervenant dans le mécanisme de la rupture ductile a été estimée entre 95 et 150μm à partir de l'espacement inter–inclusionnaire dans le plan perpendiculaire au front de la déchirure ductile. Cette distance servira pour estimer la taille de maille dans les calculs E.F. menés avec les modèles d'endommagement.

Bibliographie

Baker, T. and Charles, J. (1972). Morphology of manganese sulphide in steel. *J.I.S.I.*, pages 702–706.

Batisse, R. (1988). *Contribution à la modélisation de la rupture ductile des aciers.* PhD thesis, Université de Technologie de Compiègne.

Benzerga, A. (2000). *Rupture ductile des tôles anisotropes. Simulation de la propagation longitudinale dans un tube pressurisé.* PhD thesis, Ecole des Mines de Paris.

Bouyne, E. (1999). *Propagation et arrêt de fissure de clivage dans l'acier 21/4 Cr–1 Mo.* PhD thesis, École des Mines de Paris.

Coster, M. and Chermant, J. (1989). *Précis d'analyse d'image.* Presse du CNRS.

Franklin, A. G. (1969). Comparison between a quantitative microscope and chemical methods for assessment of non-metallic inclusions. *J. of The Iron and Steel Institute*, 207:181–186.

Grandjean, Y. (2001). Private communication.

Hersant, T. and Jeulin, D. (1976). L'échantillonnage dans les analyses quantitatives d'images. Exemples d'application aux mesures des teneurs de phases dans les agglomérés et des inclusions dans les aciers. *Mémoires Scientifiques Revue de Métallurgie*, pages 503–517.

Lautridou, J. (1980). *Etude de la déchirure ductile d'aciers à faible résistance. Influence de la teneur inclusionnaire.* PhD thesis, Ecole des Mines de Paris.

Lautridou, J. and Pineau, A. (1981). Crack initiation and stable crack growth resistance in A508 steels in relation to inclusion distribution. *Engineering Fracture Mechanics*, 15(1-2):55–71.

Renevey, S. (1997). *Approches globale et locale de la rupture dans le domaine de la transition fragile–ductile d'un acier faiblement allié.* PhD thesis, Université Paris XI Orsay.

Spitzig, W., Sober, R., Panseri, N., and Lee, R. (1983). SEM–based automatic image analysis of sulfide inclusions in hot–rolled carbon steels. *Metallography*, 16:171–198.

Tahar, M. (1998). *Applications de l'approche locale de la rupture fragile à l'acier 16MND5 : Corrélation résilience–ténacité, Probabilité de rupture bimodale (clivage et intergranulaire).* PhD thesis, École des Mines de Paris.

Chapitre -IV-

Etude expérimentale de l'essai Charpy

Sommaire

IV.1 Principe de l'essai de flexion par choc *Charpy* 101

IV.1.1 Essai classique 101

IV.1.2 Essai instrumenté 103

IV.1.3 Principe des essais interrompus 111

IV.2 Résultats expérimentaux 111

IV.2.1 Procédure expérimentale 111

IV.2.2 Analyse des essais 112

IV.3 Effet de la vitesse de sollicitation 115

IV.3.1 Dispositif expérimental 115

IV.3.2 Résultats expérimentaux 115

IV.4 Etude de l'élévation locale de température en fond d'entaille . 124

IV.4.1 Procédure expérimentale 124

IV.4.2 Résultats 126

IV.5 Etude expérimentale de la déformation plastique en fond d'entaille 130

IV.5.1 Méthode proposée 130

IV.5.2 Résultats 130

IV.6 Application des relations empiriques résilience–ténacité 135

IV.7 Discussion et Conclusions 137

Bibliographie 139

Ce chapitre est consacré à l'étude expérimentale de l'essai Charpy.
Après avoir rappelé le principe de cet essai et présenté l'essai Charpy instrumenté, nous présentons les essais de résilience que nous avons réalisés afin de constituer une base expérimentale sur laquelle s'appuiera la simulation numérique de cet essai. Ces essais nous permettent notamment de déterminer la température de transition pour le matériau de cette étude.
L'effet de la vitesse de sollicitation de l'éprouvette est ensuite étudié. On s'attache tout d'abord à présenter cet effet sur une donnée globale telle que la résilience, et sur les courbes charge–déflexion issues des essais intrumentés. L'influence de ce paramètre sur la déchirure ductile est également étudiée.
On présente ensuite la réalisation d'essais interrompus. Ces essais, combinés à l'utilisation d'une éprouvette instrumentée, nous ont permis d'étudier expérimentalement la pertinence de l'hypothèse d'un échauffement local en fond d'entaille.
Une technique de recristallisation est ensuite appliquée à l'éprouvette Charpy pour évaluer expérimentalement la déformation plastique en fond d'entaille.

IV.1 Principe de l'essai de flexion par choc *Charpy*

IV.1.1 Essai classique

Le but de l'essai de flexion par choc *Charpy* est de mesurer la résistance d'un métal à une sollicitation dynamique. Pour celà, une éprouvette entaillée est posée sur deux appuis et est rompue sous l'action du marteau d'un pendule qui vient la solliciter en son centre sur la face opposée à celle de l'entaille (fig. IV.1). La grandeur obtenue est une énergie qui est la différence entre les énergies initiale et finale du pendule. Après correction des pertes dues au frottement, on obtient l'énergie nécessaire à la déformation et à la rupture de l'éprouvette, E_T, dont on déduit la résilience KCV ou KCU, qui est l'énergie à rupture, E_T, divisée par la section nominale au droit de l'entaille. Cette grandeur s'exprime en Joules par cm^2. La résilience n'est pas une grandeur intrinsèque au matériau et va dépendre, entre autre, de la géométrie de l'entaille. Deux types d'entailles sont normalisées, dites en U et en V. Cependant l'entaille en V est la plus couramment utilisée pour tester les aciers de structure ferritique. Dans cette étude, seules les éprouvettes avec entaille en V ont été utilisées. Les conditions de l'essai sont décrites par les normes NF EN 10045–1 et 10045–2 [AFNOR, 1990, AFNOR, 1992]. On rappelle dans le tableau IV.1 les principales dimensions caractéristiques de l'essai de flexion par choc. On accède à l'énergie dépensée lors de la rupture de l'éprouvette par un simple calcul d'énergie potentielle. L'énergie dépensée pour la rupture de l'éprouvette est donnée par l'expression (IV.1). Dans cette expression, l'énergie dépensée lors de l'envol des deux moitiés de l'éprouvette et par déformation du pendule est considérée comme négligeable.
Les essais sont effectués en balayant une plage de températures; on trace alors l'évolution de la résilience en fonction de la température. Lorsqu'on augmente la température, certains métaux présentent une transition dans leur comportement vis à vis de la rupture, passant d'une rupture fragile (faibles énergies) à une rupture ductile (fortes énergies). La plage de températures qui correspond à la zone intermédiaire entre ces deux types de rupture est appelée la **zone de transition ductile–fragile**. Dans cette zone, la rupture fragile est

précédée d'un écoulement plastique important et parfois d'une déchirure ductile.
A partir de l'examen des éprouvettes après rupture, on mesure également l'expansion latérale et la cristallinité des faciès de rupture. La cristallinité est définie comme la fraction du faciès qui présente un aspect brillant (caractéristique de la rupture fragile).
Une des caractéristiques de la courbe de résilience est la dispersion importante dans la zone de transition ductile–fragile. Les données sont donc lissées avant d'exploiter cette courbe. On utilise couramment une loi en tanh ([Oldfield, 1975]) pour lisser les données expérimentales (eq. IV.2). Les paramètres A, B, C, T_0 sont définis sur la figure IV.2. Dans le cas de la courbe de résilience, ces paramètres peuvent être reliés à des valeurs typiques par : $A + B = USE$, $A - B = LSE$, $T_0 = DBTT$ où USE est le niveau d'énergie du plateau ductile, LSE est le niveau d'énergie du plateau fragile et $DBTT$ est la température de transition ductile–fragile. Une fois le lissage effectué, on définit des index qui serviront à caractériser la courbe expérimentale. Dans le programme de surveillance des cuves, trois index sont couramment utilisés : TK_7, température pour une résilience de 7 daJ/cm^2 (on trouve également TK_{68} : température pour une énergie de 68 J), T_{FATT50} : température pour une cristallinité de 50%, $T_{0.9}$: température pour une expansion latérale de 0.9 mm.

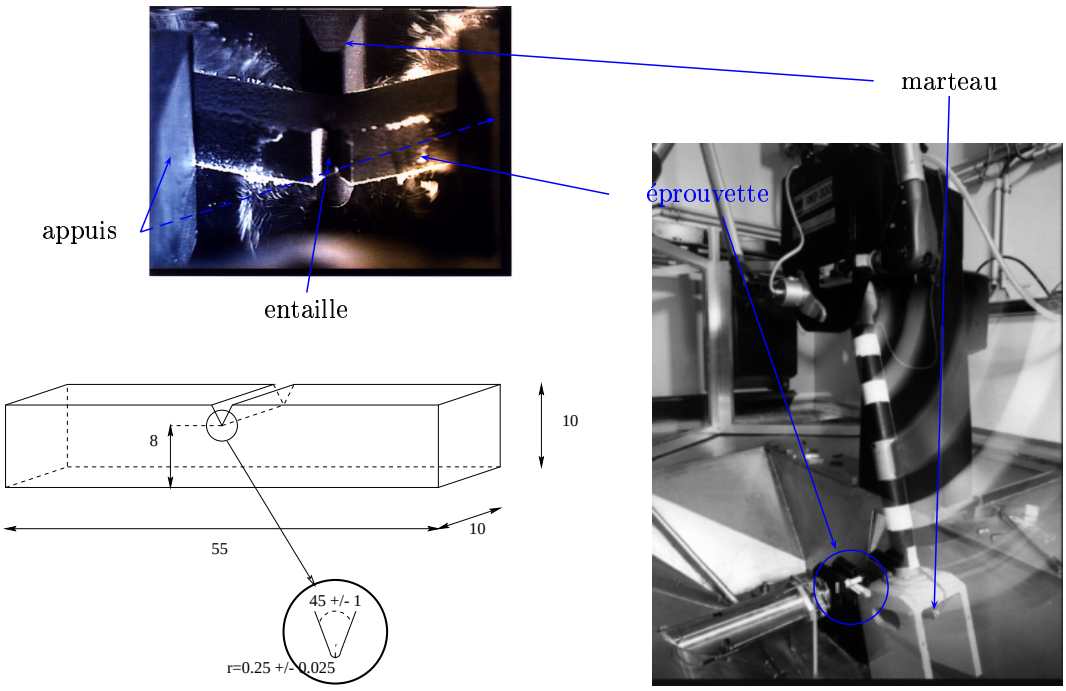


Figure IV.1 : Essai Charpy en cours de réalisation. Le marteau vient frapper l'éprouvette en son centre sur la face opposée à l'entaille. Géométrie de l'éprouvette de résilience entaillée en V

$$E_T = P_M \times h_i - P_M \times h_f - E_{frot} - E_{appuis} - E_{cin} \qquad \text{(IV.1)}$$

avec
- h_i hauteur initiale du marteau, $v_i = 0$ ms^{-1}
- h_f hauteur finale du marteau, $v_f = 0$ ms^{-1}
- E_{frot} énergie absorbée par le frottement du pendule
- E_{appuis} énergie absorbée par la déformation des appuis
- E_{cin} énergie cinétique absorbée par l'éprouvette
- P_M poids (marteau + bras)

$$F(T) = A + B \tanh\left(\frac{T - T_0}{C}\right) \tag{IV.2}$$

Caractéristiques du mouton–pendule	Dimensions
Distance entre appuis	40 mm
Rayon des appuis	1 mm
Angle au sommet du couteau du mouton	30°
Rayon de l'arête du couteau	2 mm

Tableau IV.1 : Principales dimensions caractéristiques d'un mouton pendule

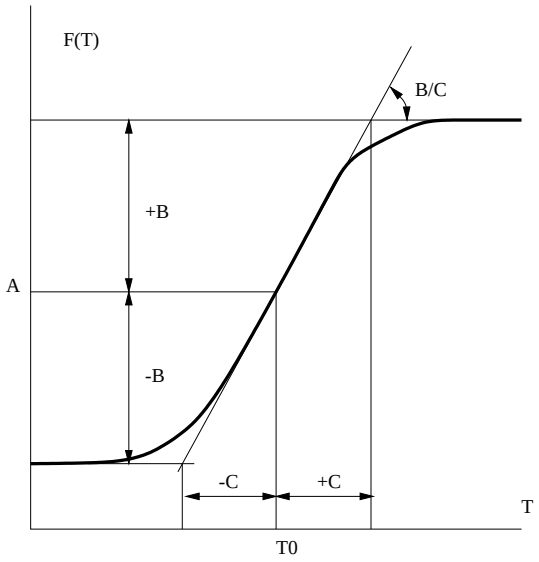


Figure IV.2 : Ajustement en tangente hyperbolique ([Oldfield, 1975])

IV.1.2 Essai instrumenté

L'instrumentation du couteau avec des jauges de contraintes permet d'obtenir l'évolution de la charge vue par l'éprouvette au cours de l'essai. A partir de cette information, et de la connaissance de certaines caratéristiques du mouton, on peut obtenir par intégration l'évolution de la vitesse et de la déflexion de l'éprouvette, et mais aussi l'énergie dépensée pour la rupture de celle–ci.

Nous détaillons ci–dessous l'analyse mécanique permettant d'obtenir la courbe $F(t) = f(\delta(t))$. On se reportera à la figure IV.3 pour les notations.
On considère le système Σ (bras+marteau). Avant le choc, ce système est conservatif, on peut donc écrire l'intégrale première de l'énergie :

$$E_{gc}(\Sigma) + E_p(\Sigma) = H \tag{IV.3}$$

Entre les instants i et 0 :

$$\underbrace{E^i_{gc}(\Sigma)}_{0} + E^i_p(\Sigma) = E^0_{gc} + \underbrace{E^0_p(\Sigma)}_{0} \tag{IV.4}$$

Au point O fixe :

$$2E^0_{gc} = \vec{\Omega}\mathcal{I}(O,\Sigma)\vec{\Omega} = \mathrm{I_O}\dot{\theta}_0^2 \tag{IV.5}$$

$$E^i_p = m^\Sigma g h^i \tag{IV.6}$$

d'où :

$$\frac{1}{2}\mathrm{I_O}\dot{\theta}_0^2 = m^\Sigma g h^i \tag{IV.7}$$

Soit v_0 la vitesse au point P (centre de percussion) à l'instant précédant le choc, t_0^- et l_P la distance OP, on a $\dot{\theta}_0 = \frac{v_0}{l_P}$. h^i est donné par (IV.8) où a est la distance du point 0 au centre de gravité G du système Σ.

$$h^i = a(1 - \cos\theta^i) \tag{IV.8}$$

En introduisant R^O_Σ le rayon de giration de Σ par rapport à O, $R^O_\Sigma = \sqrt{\frac{\mathrm{I_O}}{m^\Sigma}}$, on obtient l'expression de la vitesse en P à l'instant t_0^- :

$$v_0 = \sqrt{2\left(\frac{l_P}{R^O_\Sigma}\right)^2 ga(1 - \cos\theta^i)} \tag{IV.9}$$

Au moment du choc, on peut écrire le théorème du moment dynamique au point O fixe : $\vec{\delta_g}(O,\Sigma) = \vec{\mathcal{M}}(O, \mathcal{F}_{\bar{\Sigma}\to\Sigma})$. En projetant suivant l'axe z, on obtient :

$$\mathrm{I_O}\ddot{\theta} = -l_P P(t) + \underbrace{(\overrightarrow{OG} \wedge m\vec{g}) \cdot \vec{z}}_{\sim 0} \tag{IV.10}$$

où l'on émet l'hypothèse que le deuxième terme de la partie droite de (IV.10) est un infiniment petit du premier ordre et que l'éprouvette reste en contact avec le marteau au cours du choc. En utilisant $\dot{\theta}(t) = \frac{v(P,t)}{l_P}$, on obtient l'expression donnant la vitesse du point P (IV.11) et sa déflexion (IV.12) au cours du temps. On en déduit alors l'évolution de l'énergie $E(\delta(t))$ (IV.13).

$$v(P,t) = v_0 - \int_{t_0}^{t} \left(\frac{l_P}{R^O_\Sigma}\right)^2 \frac{P(t)}{m^\Sigma} dt \tag{IV.11}$$

$$\delta(P,t) - \underbrace{\delta(P,t_0)}_{0} = \int_{t_0}^{t} v(t)dt \tag{IV.12}$$

$$E(\delta(t)) = \int_0^{\delta(t)} F(\delta)d\delta \tag{IV.13}$$

Pour un pendule pesant et dans le cas de petites amplitudes, la période T_0[1] est donnée par (IV.14).

$$T_0 = 2\pi\sqrt{\frac{R_\Sigma^{O\,2}}{ga}} \tag{IV.14}$$

Il faut de plus déterminer la position du centre d'inertie G du système. On peut avoir accès à cette information expérimentalement à l'aide d'un dynamomètre placé en P lorsque le bras est horizontal. On obtient à partir d'un bilan statique des moments au point 0 : $l_P F_{mes} = am^\Sigma g$ où F_{mes} est la force mesurée par le dynamomètre. On peut s'affranchir de la mesure de T_0 en assimilant le système Σ à un pendule simple dont toute la masse m_{eq} est concentrée en P (c'est à dire en admettant que le centre de percussion du pendule est confondu avec son centre de gravité). On a alors $l_P = a$ et $m_{eq} = \frac{F_{mes}}{g}$. L'expression (IV.11) est alors remplacée par (IV.15).

$$v(P,t) = v_0 - \frac{g}{F_{mes}} \int_{t_0}^{t} P(t)dt \tag{IV.15}$$

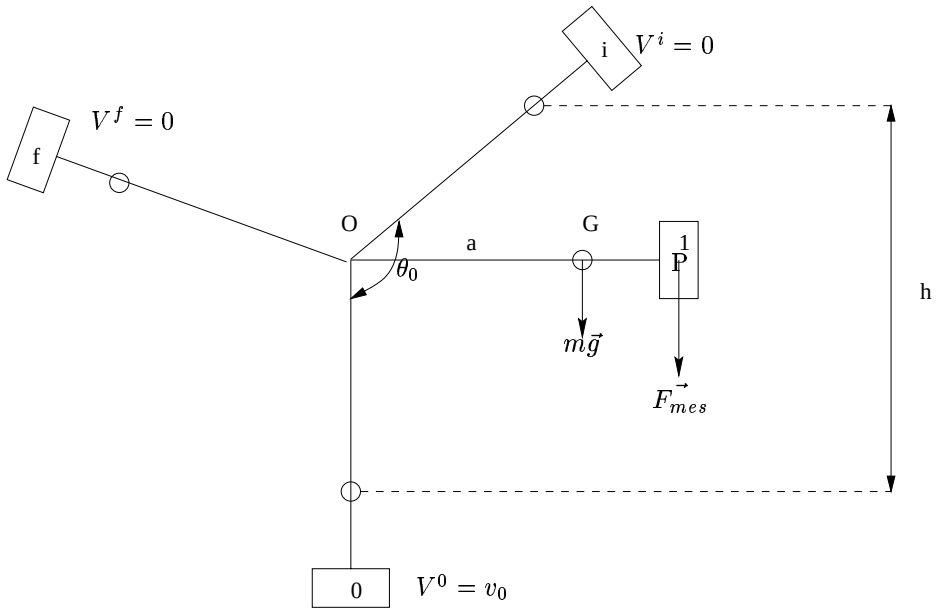


Figure IV.3 : Schéma de principe d'un pendule pesant

On reporte sur la figure IV.4, trois types de courbes $P = f(\delta)$ qui sont représentatives des trois modes de rupture : fragile, fragile après déchirure ductile et ductile. La durée de l'essai varie entre 0.1 ms et la dizaine de millisecondes selon le type de rupture. Dans la zone de transition ductile–fragile, cette durée est typiquement de l'ordre de la milliseconde. Les courbes reflètent la nature dynamique de l'essai en présentant des oscillations importantes surtout lors du début du chargement. Ces oscillations rendent difficiles l'exploitation des

[1] La période d'oscillation du mouton utilisé est 1.735 s.

courbes pour les très basses températures lorsque la rupture intervient très tôt [Ireland, 1974]. Rossoll [Rossoll, 1998] a montré à partir d'un calcul dynamique (en prenant en compte les termes inertiels) qu'il fallait prendre en compte la complaisance du système (bras+marteau) pour reproduire les oscillations observées lors des premiers instants de chargement. Lorsqu'on calcule $\delta(t)$ à partir de $P(t)$, on commet donc une erreur, si on ne prend pas en compte la complaisance du pendule. De plus, pour un temps de l'ordre de 20μs, l'énergie cinétique et l'énergie interne de l'éprouvette sont identiques, ce n'est qu'à partir de 60μs que l'énergie cinétique devient négligeable. Ces résultats sont en accord avec ceux présentés par Ireland [Ireland, 1974], qui montre qu'au delà de 60μs, le temps à rupture indiqué par le signal issu du marteau est une bonne approximation du temps réel à rupture. On peut avoir une idée de la rigidité du mouton–pendule utilisé en calculant la période des oscillations dynamiques sur l'enregistrement de la charge. Pour nos essais, on obtient une période de l'ordre de 30–35μs, proche de celle calculée pour l'éprouvette (26μs) en considérant une machine infiniment rigide et obtenue par analyse modale (26–30μs selon les conditions limites) [Rossoll, 1998]. On peut donc admettre que le mouton utilisé dans notre étude est très rigide, l'erreur engendrée sur le calcul de la déflexion à partir de l'enregistrement de la charge est donc faible, même aux basses températures.

Un premier avantage de l'instrumentation du mouton–pendule, est que la courbe obtenue est caractéristique du mode de rupture de l'éprouvette (fig. IV.4), de plus elle permet de visualiser le bon déroulement de l'essai. En effet, un mauvais positionnement de l'éprouvette sur les appuis se traduit par une évolution atypique de $P(t)$ (fig. IV.5), information indécelable au travers de l'énergie lue au cadran. Il faut également souligner que pour les très basses températures (plateau bas de la courbe de transition), l'interprétation de la courbe charge–déplacement est difficile à cause des effets inertiels (voir la figure IV.4 pour $T = -166°\mathrm{C}$).

De plus l'examen de la courbe Charge–temps (P, t) ou Charge–déflexion (P, δ) permet l'obtention d'informations sur les mécanismes de déformation et de rupture de l'éprouvette Charpy, enrichissant ainsi la nature comparative de l'essai. Une courbe typique idéalisée [Fearnehough and Hoy, 1964] représentative d'un essai dans le domaine de la transition est reportée sur la figure IV.6.
La première partie de la courbe (jusqu'au point A) correspond au chargement élastique de l'éprouvette. On considère généralement [Fearnehough and Hoy, 1964, Server, 1978] qu'au point A, la charge limite (P_{GY}) de l'éprouvette est atteinte. P_{GY} correspond à un écoulement de la plasticité à travers toute la section située sous l'entaille. La première description théorique de l'écoulement macroscopique de la plasticité au chargement limite dans une éprouvette entaillée est due à Green et Hundy [Green and Hundy, 1956] et se place dans le cadre des déformations planes et d'un comportement rigide plastique. A partir de cette analyse, l'évolution de la déformation au cours du chargement et avant l'apparition d'endommagement est décrite comme suit [Wilshaw, 1966] (voir fig. IV.7):

- Création d'une zone plastique confinée en fond d'entaille ($P < P_{GY}$) (instant 1)
- Formation de deux lobes plastiques à travers la section de l'éprouvette ($P = P_{GY}$) dans lesquels s'écoule la plasticité ([Hill, 1950]) (instant 2). L'instabilité après le point A correspond à la propagation subite de la plasticité suivant les deux lobes (hinges) et

est caractéristique des aciers ayant un écoulement discontinu, c'est à dire présentant un crochet de traction.

- Lorsque la charge augmente au–delà de P_{GY}, dans un premier temps, les lobes s'élargissent et l'éprouvette se déforme autour d'une rotule élastique, puis il se produit un écoulement de la plasticité vers la face entaillée le long de deux ailes (wings) de part et d'autre de l'entaille reliant les lobes plastiques à la surface libre. Il en résulte alors une perte de confinement de la plasticité en fond d'entaille (instant 3).

- La plasticité envahit progressivement toute la zone sous l'entaille (instant 4).

Après avoir atteint sa valeur maximale (point B), la charge décroît jusqu'à une valeur nulle. L'évolution de la charge au delà du point D correspond à la déformation des lèvres de cisaillement sur les bords de l'éprouvette et de la zone ductile en compression qui a pu arrêter la propagation de la fissure fragile. Des variations de la courbe "idéale" peuvent être obtenues en cas de successions de 2 zones fragiles à travers la section ou de chaque coté d'un délaminage.
On décompose l'énergie totale consommée au cours de l'essai (obtenue par intégration de l'aire sous la courbe (P,δ)) E_T comme suit [Kobayashi et al., 1967] :

$$E_T = E_i + E_p = E_i + E_c + E_f + E_s \sim E_i + E_f + E_s$$

avec
- E_i énergie d'amorçage
- E_p énergie de propagation (au–delà du point B)
- E_c énergie absorbée pour la rupture par clivage
- E_f énergie absorbée pour la rupture ductile
- E_s énergie absorbée par les lèvres de cisaillement

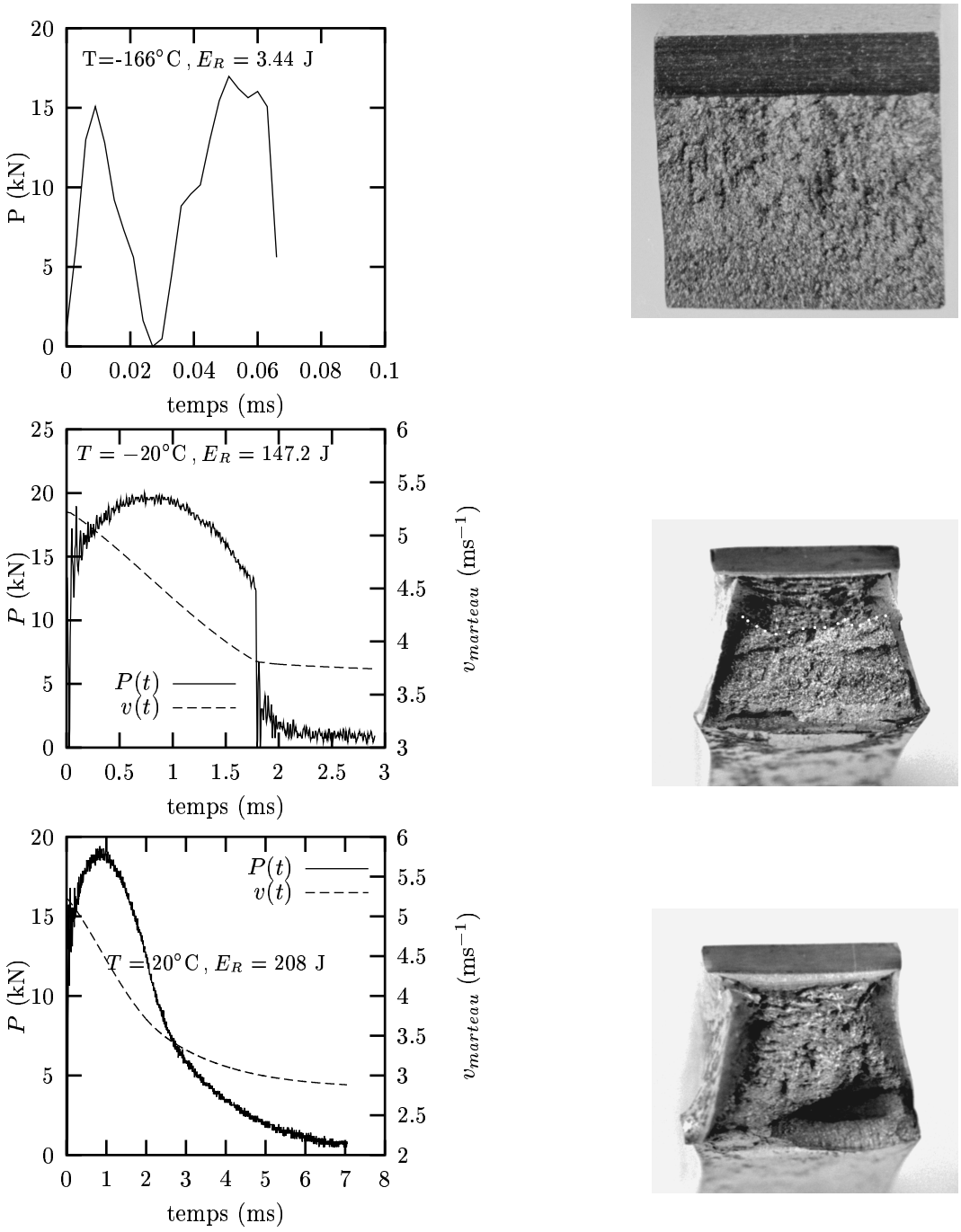


Figure IV.4 : Courbes obtenues pour différents types de rupture sur l'acier 16MND5 et faciès correspondants. De haut en bas : rupture fragile, rupture fragile après propagation ductile et rupture ductile.

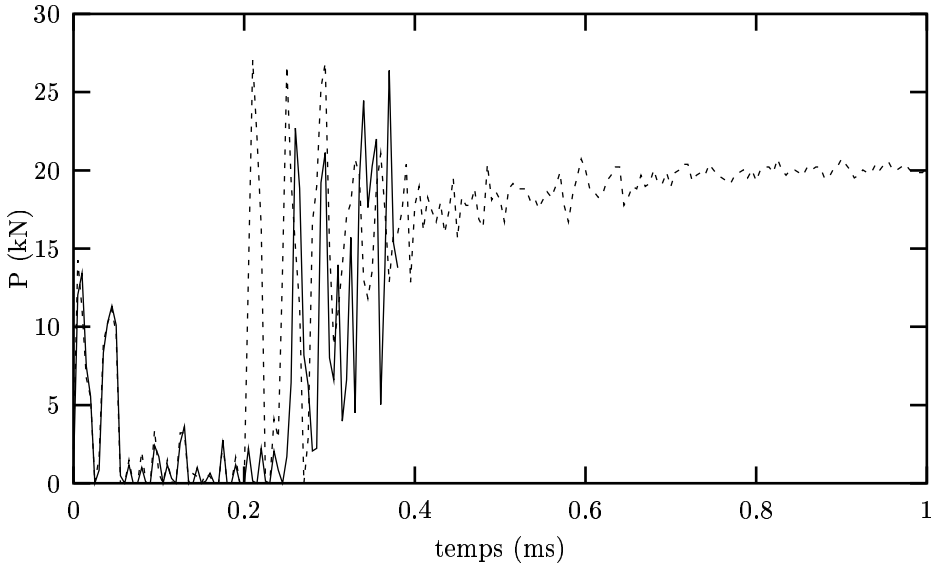


Figure IV.5 : Enregistrement de la charge montrant un positionnement incorrect de l'éprouvette sur ses appuis au cours de l'essai de résilience. Sur les deux essais réalisés, le mauvais positionnement de l'éprouvette sur les appuis (non contact) entraine des oscillations importantes sur l'évolution de la charge. Lorsque la rupture est très fragile, la part de l'énergie issue de ces ondulations peut être importante par rapport à l'énergie réelle nécessaire à la rupture.

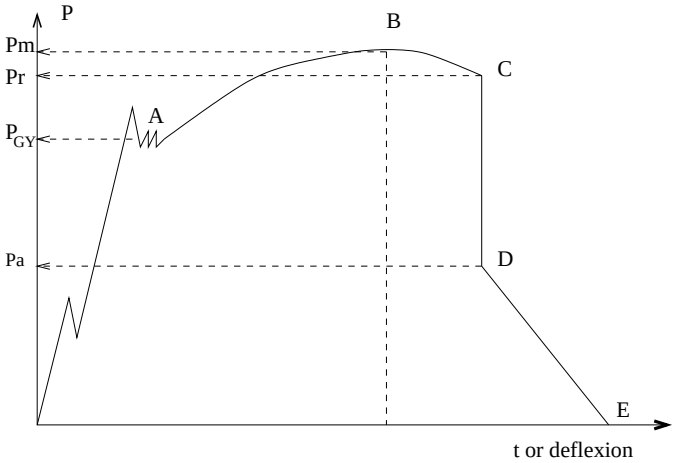


Figure IV.6 : Représentation idéalisée de l'évolution de la charge lors d'un essai de flexion 3 points dans la transition ductile–fragile (D'après [Fearnehough and Hoy, 1964])

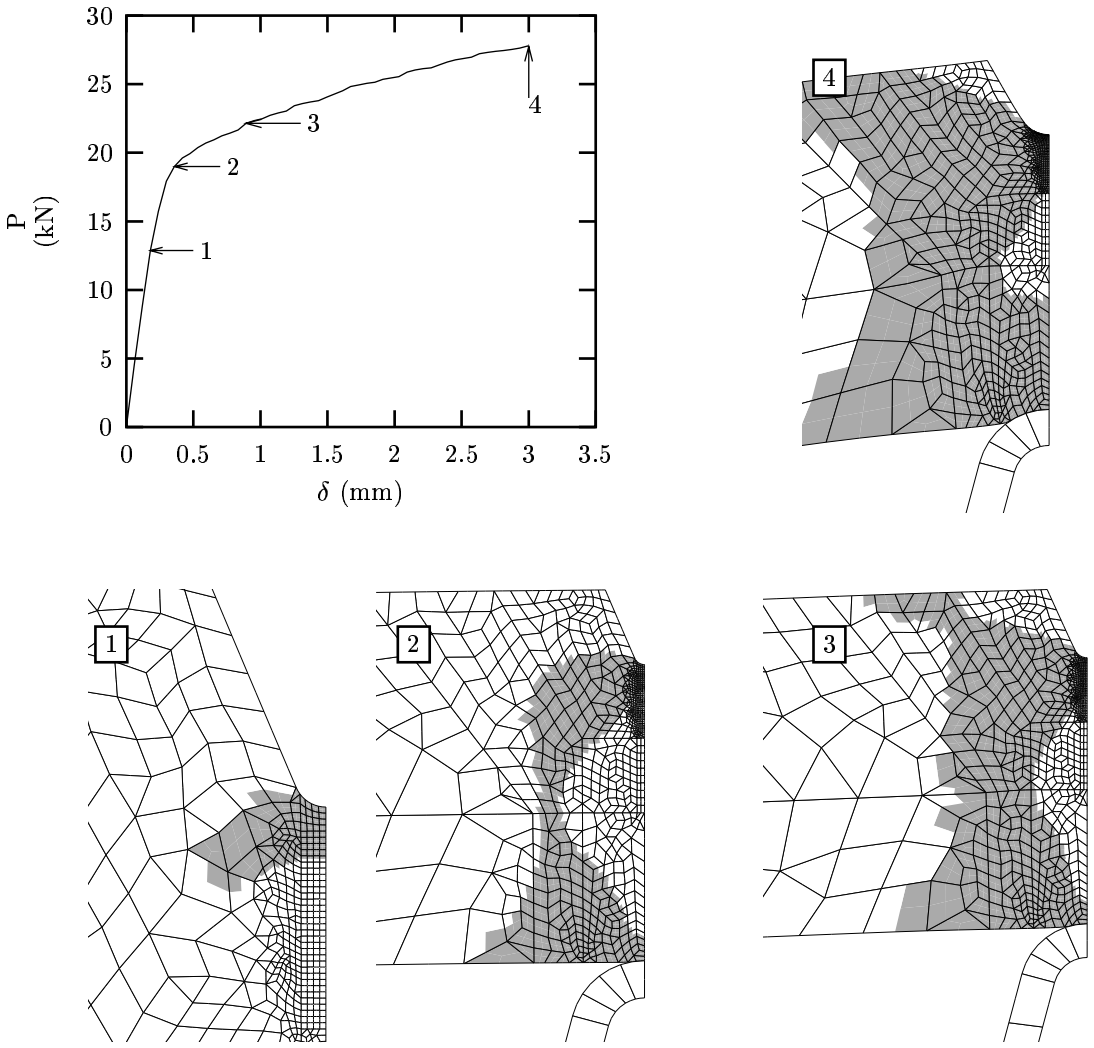


Figure IV.7 : Visualisation de l'écoulement de la plasticité ($\varepsilon_p > 0.1\%$) au cours de la déflexion. Calcul 2D DP viscoplastique isotherme à $-100°C$.

IV.1.3 Principe des essais interrompus

Le principe des essais interrompus (low–blow test) est identique à celui de l'essai Charpy à la différence que le marteau est laché d'une hauteur moins importante (donc avec une énergie initiale plus faible) et que l'on ne cherche pas à rompre l'éprouvette. Lorsque la rupture de l'éprouvette n'a pas lieu, le marteau rebondit et doit être rattrapé avant qu'il ne réimpacte l'éprouvette.
La correspondance (énergie initiale–vitesse d'impact de l'éprouvette) pour les essais que nous avons effectués est donnée dans le tableau IV.2.

E_I (J)	V_0 (ms^{-1})
359	5.12
85.5	2.49
56	2.022
32.1	1.529

Tableau IV.2 : Correspondance Energie initiale–Vitesse d'impact des éprouvettes. Essais SRMA.

IV.2 Résultats expérimentaux

Tous les essais dynamiques ont été effectués au service AMI de EDF Chinon sur un mouton–pendule Charpy instrumenté AMSLER RHP300 disposant d'une énergie initiale de 300 Joules. La fréquence d'acquisition du signal de charge est de 1 MHz. Les essais interrompus sont effectués sur un mouton–pendule instrumenté Tilnius-Olsen 360 J du service SRMA du CEA (Saclay).

IV.2.1 Procédure expérimentale

Le laboratoire AMI étant utilisé pour effectuer les essais de résilience du programme de surveillance, il est accrédité par un organisme extérieur (COFRAC) pour les valeurs de la résilience lues au cadran. Le fonctionnement du mouton–pendule et le déroulement des essais suivent une procédure bien établie et répondant aux normes en vigueur. Les frottements du marteau sont déterminés par cinq essais à vide avant chaque campagne d'essais, la valeur de l'énergie correspondante est directement prise en compte par le logiciel d'acquisition.
La mise en température de l'éprouvette est assurée dans une enceinte isotherme placée dans le prolongement de la position de l'éprouvette sur ses appuis. La régulation de l'enceinte est assurée par un thermocouple qui est placé en contact avec l'éprouvette, à proximité de l'entaille, et par deux thermocouples dans l'enceinte. Lorsque le thermocouple en contact indique la valeur requise pour l'essai, un temps de maintien de vingt minutes est assuré avant de placer l'éprouvette sur ses deux appuis par l'intermédiaire d'un rail. Le marteau est ensuite libéré et vient percuter l'éprouvette. Le temps écoulé entre la sortie de l'enceinte et la rupture de l'éprouvette est inférieur à trois secondes. L'expansion latérale est mesurée à l'aide d'un comparateur. La cristallinité est déterminée par convention à l'aide de la courbe

$P = f(\delta)$ suivant la formule (IV.16) (voir fig. IV.6).
Pour les essais interrompus, la mise en température est réalisée à l'aide d'un système réfrigérant constitué d'un bac contenant de l'éther de pétrole dans lequel on plonge les éprouvettes pendant 30 minutes. La régulation de la température est faite par injection d'azote suivant l'indication d'une éprouvette témoin reliée à un thermocouple et placée en permanence à la hauteur des éprouvettes utilisées. La température initiale de l'éprouvette dans le bain tient compte du temps de transfert du bain vers les appuis via l'utilisation d'abaques. Le temps de transfert est de l'ordre de 10 secondes.

$$C(\%) = \frac{P_r - P_a}{(P_m - P_{GY}) + (P_m - P_r) + (P_r - P_a) + P_a} = \frac{P_r - P_a}{2P_m - P_{GY}} \times 100 \qquad \text{(IV.16)}$$

IV.2.2 Analyse des essais

L'ensemble des courbes $P - \delta$ est reporté sur les figures A-I.7 et A-I.8 en annexe A-I. Pour chaque essai, on relève la charge limite, P_{GY}, la charge maximale, P_m, la charge à rupture, P_r, la flèche à rupture, δ_r, l'énergie consommée, E_T, la résilience, KCV, l'expansion latérale, la cristallinité et le temps à rupture, t_r. Ces résultats sont reportés dans les tableaux A-I.1, A-I.2. En admettant que l'amorçage de la déchirure ductile se produit lorsque la charge atteint son maximum, on peut également déterminer l'énergie nécessaire pour amorcer la déchirure ductile, E_i et celle dépensée pour sa propagation, E_p. On reporte sur la figure IV.8a l'évolution des énergies E_T, E_i et E_p en fonction de la température. On a également tracé l'évolution de P_{GY}, P_{max}, P_r et δ_r en fonction de la température sur cette figure (graphe b). Le lissage des points expérimentaux pour les charges P_{max} et P_r a été obtenu avec des polynômes du second et du troisième degré respectivement. Pour la charge limite, on a utilisé une expression du type IV.17 [Green and Hundy, 1956], où la constante α est dépendante de la vitesse de sollicitation de l'éprouvette. Dans cette expression, le critère retenu est celui de Mises ($k = \sigma_Y/\sqrt{3}$) et la variation de la limite d'élasticité avec la température est rappelée par (IV.18)[2]. Pour l'énergie, on utilise l'expression classique en tangente hyperbolique (IV.2). Tous les paramètres sont obtenus par optimisation en utilisant un algorithme de régression non linéaire aux moindres carrés. Les valeurs des charges obtenues à partir des essais interrompus sont également reportées sur la figure IV.8b (symboles pleins). Ces valeurs s'intègrent bien dans les résultats obtenus à 5.2 ms^{-1}, montrant qu'une variation de la vitesse d'impact de 1.5 à 5.2 ms^{-1} influe peu sur les charges obtenues.

$$\frac{P}{wa} = \alpha 0.242k \qquad \text{(IV.17)}$$

$$\sigma_Y = 421.5 + 1122.5 \exp(-0.011 \times (T + 273.15)) \qquad \text{(IV.18)}$$

On note également (voir fig. IV.8a) que les énergies pour les essais interrompus, E_T=85J à $-60°$C et E_T=56J à $-80°$C sont situées sur la courbe moyenne de transition. Les courbes donnant l'évolution de la résilience, de la cristallinité et de l'expansion latérale sont reportées en annexe A-I fig. A-I.15. Pour chacune de ces grandeurs, un ajustement en tanh (eq. IV.2)

[2]Cette relation est établie au chapitre VII.

a été effectué. On reporte dans le tableau IV.3, les paramètres A, B, T_0, C obtenus pour chacune de ces trois grandeurs.

La température de transition TK_7 pour cette nuance d'acier est de $-78°C$ pour une orientation $T-L$, ce qui est inférieur à celle obtenue à partir des essais de recette, $-58°C$, avec une orientation $L-T$. La température de transition obtenue par mesure de l'expansion latérale est assez voisine de celle donnée par la résilience ($-72°C$), alors que celle donnée par la cristallinité est nettement supérieure ($-37°C$). En fait, cette dernière température indique plutôt un mécanisme de changement de mode de propagation alors que TK_7 et $T_{0.9}$ correspondent plutôt à un mécanisme de déformation de l'éprouvette et d'amorcage de la rupture. D'ailleurs on obtient une relation linéaire entre l'énergie et l'expansion latérale sur une grande partie de l'intervalle de température. Une expansion latérale de 0.9 mm correspondant à une énergie de 67.7 J, ce qui, pour ce type d'acier, valide le choix des index $T_{0.9}$ et TK_{68}.

grandeur	A	B	T_0 (°C)	C (°C)	TK_7 (°C)	T_{FATT50} (°C)	$T_{0.9}$ (°C)
KCV (daJ/cm^2)	13.1	13.2	-53.2	50.5	-78.4		
cristallinité (%)	50	-50	-36.9	46.2		-36.9	
exp. lat. (mm)	1.32	1.28	-58.6	39.3			-72

Tableau IV.3 : Essais dynamiques de résilience. Paramètres de l'équation (IV.2) pour la résilience, la cristallinité et l'expansion latérale.

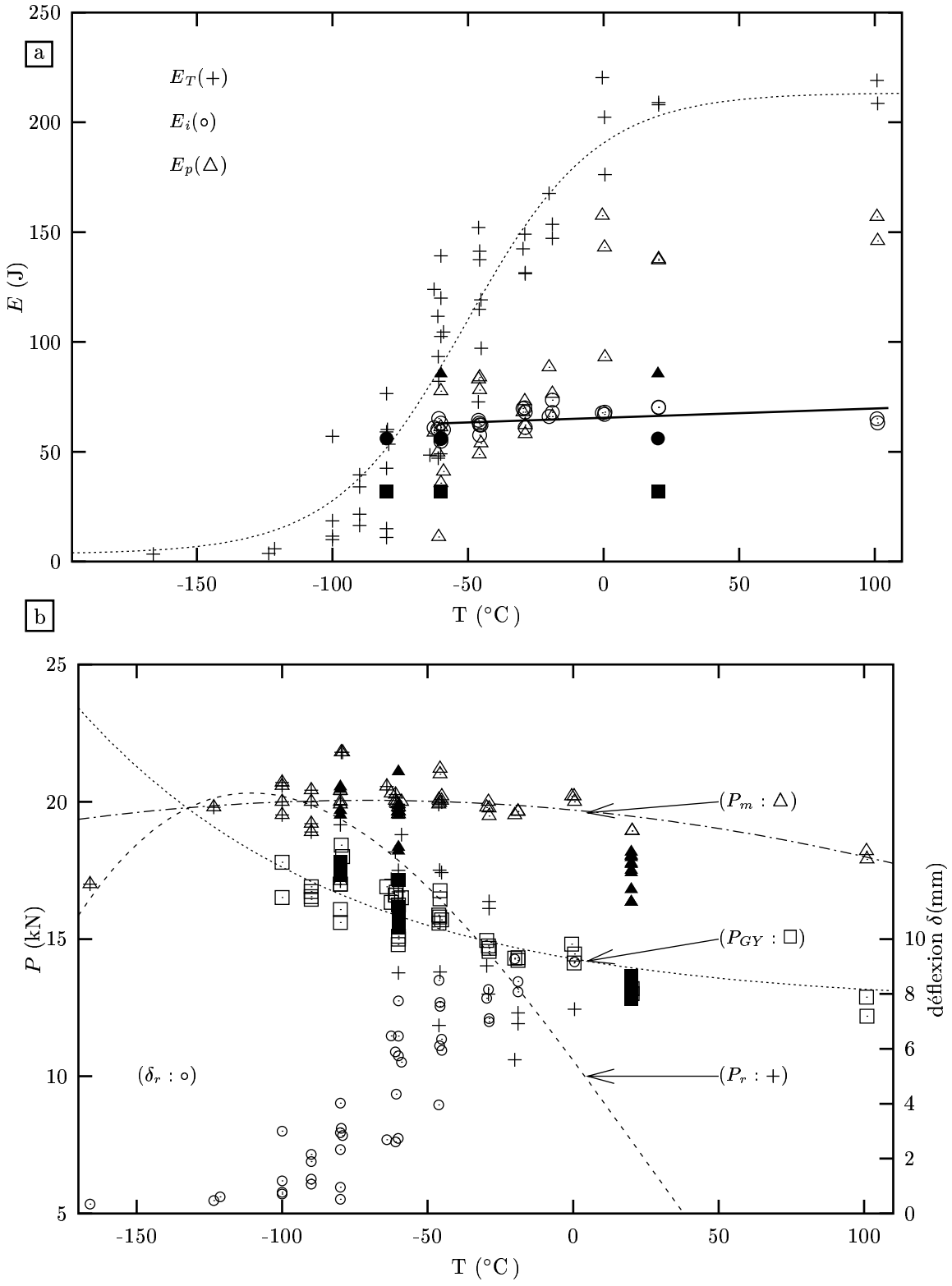


Figure IV.8 : Essais dynamiques de flexion a) Evolution de E_T, E_i et E_p avec la température. b) Evolution de P_{GY}, P_m, P_r et δ_r avec la température. (Les symboles pleins correspondent aux essais interrompus)

IV.3 Effet de la vitesse de sollicitation

Afin d'étudier l'effet de la vitesse de sollicitation sur les courbes de résilience, des essais ont été menés à deux autres vitesses de sollicitation.

IV.3.1 Dispositif expérimental

Ces essais sont réalisés sur une machine servo–hydraulique de traction–compression INSTRON 8500. Un montage spécial a été usiné (fig. IV.9) afin de respecter la géométrie des appuis et du marteau décrite par la norme NF–EN 10045 [AFNOR, 1990] pour l'essai dynamique. L'essai est contrôlé en déplacement vérin. Deux vitesses de vérin sont utilisées, l'une que l'on appellera quasi–statique, $\dot{U} = 1\mu\text{ms}^{-1}$, et l'autre intermédiaire, $\dot{U} = 500\mu\text{ms}^{-1}$. La mise en température est assurée par un brouillard d'azote projeté par des serpentins placés autour de l'éprouvette. Deux thermocouples sont soudés, l'un à proximité de l'entaille et l'autre sur le corps de l'éprouvette. Lorsque la température désirée est atteinte, le temps de maintien avant essai est de 20 minutes. Les essais sont menés entre $-196°\text{C}$ et $25°\text{C}$. La charge est mesurée par l'intermédiaire de deux cellules de capacité 50 et 250 KN. L'acquisition de la charge et du déplacement vérin est assurée par un système d'enregistrement Fluke. L'obtention de la flèche de l'éprouvette à partir du déplacement du vérin se fait via le calcul de la complaisance du montage (A-I.1.3). L'énergie dépensée est obtenue par l'aire sous la courbe $(P - \delta)$.

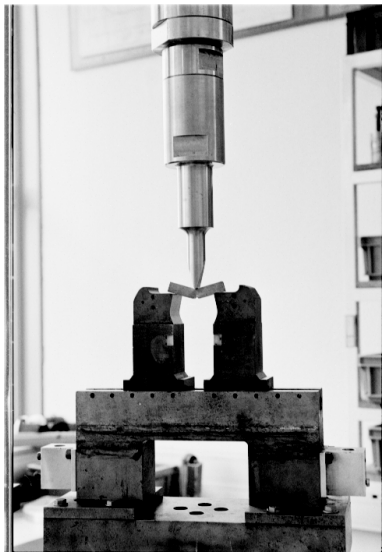


Figure IV.9 :

IV.3.2 Résultats expérimentaux

Pour chaque essai, on relève la charge limite, P_{GY}, la charge maximale, P_m, la charge à rupture, P_r, la flèche à rupture, δ_r, l'énergie consommée, E_T, la résilience, KCV, l'expansion latérale (voir tableaux A-I.4, A-I.5). Comme pour les essais dynamiques, on reporte sur les figures IV.10 et IV.11 l'évolution des énergies E_T (graphe a), de P_{GY}, P_m, P_r et δ_r en fonction de la température (graphe b) pour les deux vitesses de sollicitation.
On reporte dans le tableau IV.4 pour chaque vitesse, les valeurs de la constante α ainsi que celles des paramètres de la fonction représentant l'évolution de l'énergie en fonction de la température (eq. IV.2).

a) Effet de la vitesse sur la contrainte de clivage

Il s'agit ici de vérifier si la vitesse de sollicitation a un effet sur la contrainte locale de clivage moyenne de notre matériau. Plusieurs approches sont possibles mais reposent toutes sur la relation $\sigma_{yy}^{max} = 3.86k$ (voir le paragraphe II.4). La première approche, à partir de laquelle on obtient la contrainte de clivage notée $\bar{\sigma}_c^1$, utilise l'expression (IV.19) où $(w - a)$ est la taille du ligament, B l'épaisseur de l'éprouvette et avec un facteur de confinement

V (ms^{-1})	α	A	B	T_0 (°C)	C	TK_7 (°C)
$1.e^{-6}$	1.02	81.5	74.5	-59.9	37.3	-72
$5.e^{-4}$	1.112	85.6	83.44	−49.03	45	-68.3
5.2	1.339	108.5	105	−50.8	48.36	-78.4

Tableau IV.4 : Effet de la vitesse de sollicitation : paramètres des équations (IV.2) et (IV.17). TK_7 : température pour laquelle KCV=7 daJ/cm^2.

L prenant en compte l'indenteur [Server, 1978]. La deuxième approche, conduisant à la contrainte de clivage notée $\bar{\sigma}_c^2$, utilise l'expression (IV.20) et nécessite la connaissance de la contrainte d'écoulement quasi–statique à l'ambiante et de la charge limite en quasi–statique à l'ambiante [Fearnehough and Hoy, 1964]. Pour les deux approches, il faut déterminer expérimentalement la température pour laquelle la charge limite est égale à la charge à rupture de l'éprouvette.

$$P_{GY} = \frac{LB(w-a)^2 k}{2w} \tag{IV.19}$$

$$\sigma_Y(\dot{\varepsilon}, T) = \sigma_Y(\dot{\varepsilon} = 0, T_0) \frac{P_{GY}(\dot{\varepsilon}, T)}{P_{GY}(\dot{\varepsilon} = 0, T_0)} \tag{IV.20}$$

Les résultats pour les trois vitesses de sollicitation sont reportés dans le tableau IV.5.

V (ms^{-1})	$T_{P_{GY}=P_r}$ (°C)	P_{GY} (N)	$k(\dot{\varepsilon})$ (MPa)	$\bar{\sigma}_c^1$ (MPa)	$\bar{\sigma}_c^2$ (MPa)
$1.e^{-6}$	-165	17460	395.4	1654	1675
$5.e^{-4}$	-154	18060		1711	1732
5.2	-133	19800		1876	1900

Tableau IV.5 : Calcul de la contrainte de clivage moyenne en fonction de la vitesse de sollicitation. $\bar{\sigma}_c^1$ est obtenue à partir de l'expression (IV.19) et $\bar{\sigma}_c^2$ à partir de l'expression (IV.20).

Les résultats obtenus montrent une variation de la contrainte moyenne locale de clivage avec la vitesse de sollicitation (pour les deux méthodes employées). La contrainte de clivage augmente avec la vitesse. Ceci est opposé à un résultat couramment admis dans la littérature, la contrainte locale de clivage est considérée comme indépendante de la vitesse et de la température. Rappelons que le calcul effectué, repose sur plusieurs hypothèses : matériau rigide plastique, état de déformations planes. Au niveau expérimental, il faut également émettre une réserve sur la précision des valeurs obtenues. Notre matériau ne présente pas de palier à la charge limite ce qui conduit à une incertitude sur sa détermination, surtout en conditions dynamiques. Enfin, la température pour laquelle la charge à rupture est égale à la charge limite a été extrapolée (fig. IV.8). Les valeurs plus élevées de $\bar{\sigma}_c$ obtenues en

conditions dynamiques peuvent également être expliquées par un effet d'écrouissage. La température pour laquelle $P_{GY} = P_r$ augmente avec la vitesse de sollicitation, l'effet de l'écrouissage pourraît donc être prédominant par rapport à l'effet de la vitesse.

b) Effet de la vitesse sur les courbes de résilience

On reporte sur la figure IV.12 les courbes de résilience obtenues pour les trois vitesses de sollicitation. Lorsqu'on augmente la vitesse de sollicitation de l'éprouvette, on s'attend à observer une effet bien connu qui est, d'une part, le décalage de la courbe de résilience vers les températures supérieures et, d'autre part, l'augmentation du niveau d'énergie du plateau ductile (voir par ex. la figure 4.18 de [Rolfe and Barsom, 1977]). Cet effet est généralement reporté pour des aciers de construction.
Observons tout d'abord le plateau haut des courbes obtenues sur la figure IV.12. On vérifie bien que l'énergie des plateaux hauts est d'autant plus élevée que la vitesse de sollicitation est grande. En effet, pour ce niveau d'énergie, la rupture est entièrement ductile. La flèche à rupture est la même pour les trois vitesses de sollicitation (la flèche à rupture correspond en fait au passage de l'éprouvette entre les deux appuis). En revanche le niveau de charge est d'autant plus élevé que la vitesse est grande. L'énergie étant obtenue par l'intégration de l'aire sous la courbe $(P-\delta)$, il en résulte une énergie plus importante avec une vitesse plus élevée. Une explication en termes de critère de rupture peut également être proposée. La rupture ductile peut être décrite par un critère en CTOD critique, χ_c. L'utilisation d'un tel critère admet une faible variation de la triaxialité des contraintes, ce que nous pouvons admettre pour les essais KCV. La mécanique linéaire de la rupture propose une relation entre χ_c, le taux de libération d'énergie, G_{crit} et la limite d'élasticité, σ_Y (IV.21). Si on admet que χ_c varie peu avec la vitesse de sollicitation, comme σ_Y augmente avec celle–ci, G_{crit} augmente donc également. L'effet d'un échauffement local reste ici très faible car pour les températures en question, on se trouve quasiment déjà sur le palier athermique de la limite d'élasticité.

$$\chi_c \propto \frac{K^2}{E\sigma_Y} \simeq \frac{G_{crit}}{\sigma_Y} \qquad \text{(IV.21)}$$

Pour le palier fragile, on s'attend à ce que le niveau d'énergie soit d'autant plus faible que la vitesse de sollicitation est grande. Le mode de rupture est maintenant le clivage et répond plutôt à un critère en contrainte critique. A basses températures, il est admis que la contrainte critique de clivage, σ_c, ne dépend pas de la vitesse de sollicitation. Le niveau de contrainte étant plus élévé sous sollicitation dynamique, la rupture intervient pour une déflexion plus faible. Expérimentalement, les niveaux d'énergie atteints sont très faibles pour les trois vitesses de sollicitation et le nombre d'essais réalisés est faible, la distinction entre les niveaux d'énergie pour le palier bas reste donc difficile.

Plaçons–nous maintenant dans la zone de transition ductile–fragile et observons d'abord les courbes obtenues à $1\mu\text{ms}^{-1}$ et à 500 μms^{-1}. La vitesse de sollicitation plus rapide provoque un (léger) décalage de la courbe de résilience vers les températures plus élevées. On fragilise donc le matériau par un effet de vitesse de sollicitation.
Si on observe maintenant la courbe obtenue sous sollicitation dynamique, le décalage attendu

vers les températures supérieures n'est pas observé et c'est l'effet inverse qui se produit, la courbe dynamique est décalée vers les basses températures, rejoignant la courbe obtenue en quasi–statique. Un comportement identique est obtenu à partir de l'évolution de l'expansion latérale avec la température (voir fig. A-I.16). Cet effet "inverse" de la vitesse de sollicitation a déjà été reporté dans la littérature [Toyoda, 1997, Ishikawa et al., 1998] pour un acier de structure SN490B (ferrite–perlite) sur des courbes de transition établies à partir d'essais sur éprouvettes axisymétriques entaillées (rayon d'entaille $r = 0.25mm$). L'explication avancée est une compétition entre l'élévation de température due à la déformation plastique et l'élévation des contraintes due à l'effet de vitesse. Les élévations de température mesurées par Toyoda sont de l'ordre de 150°C. De plus, cet effet est d'autant plus marqué que la ductilité à rupture est importante. Un premier raisonnement consiste donc à mettre en opposition l'effet local de vitesse et de température. Si on admet que σ_c est constante (indépendante de la température et de la vitesse de déformation), on peut suggérer que l'augmentation de la plus grande contrainte principale (également appelée contrainte d'ouverture) due à l'effet de vitesse est compensée tout ou en partie par l'adoucissement dû à l'échauffement local. Si localement l'échauffement compensait entièrement l'effet de vitesse, pour atteindre le même état de contrainte, les flèches à rupture statique et dynamique devraient être les mêmes, on aurait donc, à une température donnée, une énergie à rupture plus forte en dynamique qu'en statique. La courbe de résilience dynamique serait donc à droite de la courbe statique (voir cas (a) fig. IV.13). En fait, pour une même énergie, la flèche à rupture statique est supérieure à celle en dynamique (voir cas (b) fig. IV.13). D'autres facteurs doivent différencier les 2 types d'essais : la taille et la forme de la zone plastique et la déformation plastique cumulée, l'avancée de la déchirure ductile qui, pour une énergie donnée, peut dépendre de la vitesse de sollicitation. L'effet de la vitesse sur le mécanisme de la déchirure ductile peut également être un facteur de différenciation. A un niveau local, l'élévation de la température favorisant la localisation de la déformation et à un niveau plus macroscopique, la formation des lèvres de cisaillement pouvant également être sensible à la vitesse de sollicitation.
L'adoucissement dû à la température ne doit donc pas être le seul effet intervenant sur la position de la courbe dynamique de résilience. De plus, s'il y a bien adoucissement, quel est son ordre de grandeur?

c) Effet de la vitesse sur l'avancée ductile

L'effet de la vitesse de sollicitation sur l'avancée ductile maximale précédant la rupture par clivage est reporté sur la figure IV.14 (voir aussi fig. A-I.17 pour l'avancée ductile moyenne). Le graphe a) de cette figure fait apparaître dans le domaine de la transition une dispersion assez forte des valeurs de Δa pour une température donnée qui correspond à la dispersion obtenue sur les valeurs de l'énergie. Si on s'intéresse au graphe b), il apparait qu'à une énergie donnée correspond une avancée ductile donnée. La dispersion observée précédemment n'est donc pas la conséquence du mécanisme de déchirure ductile qui est plutôt de nature déterministe (effet de moyennation) mais elle découle de l'aspect probabiliste de la rupture fragile.
Pour une énergie donnée, l'augmentation de la vitesse de sollicitation diminue l'avancée ductile. Cet effet est surtout visible au delà d'une déchirure de 1 mm (ou une énergie de 60–70 J).

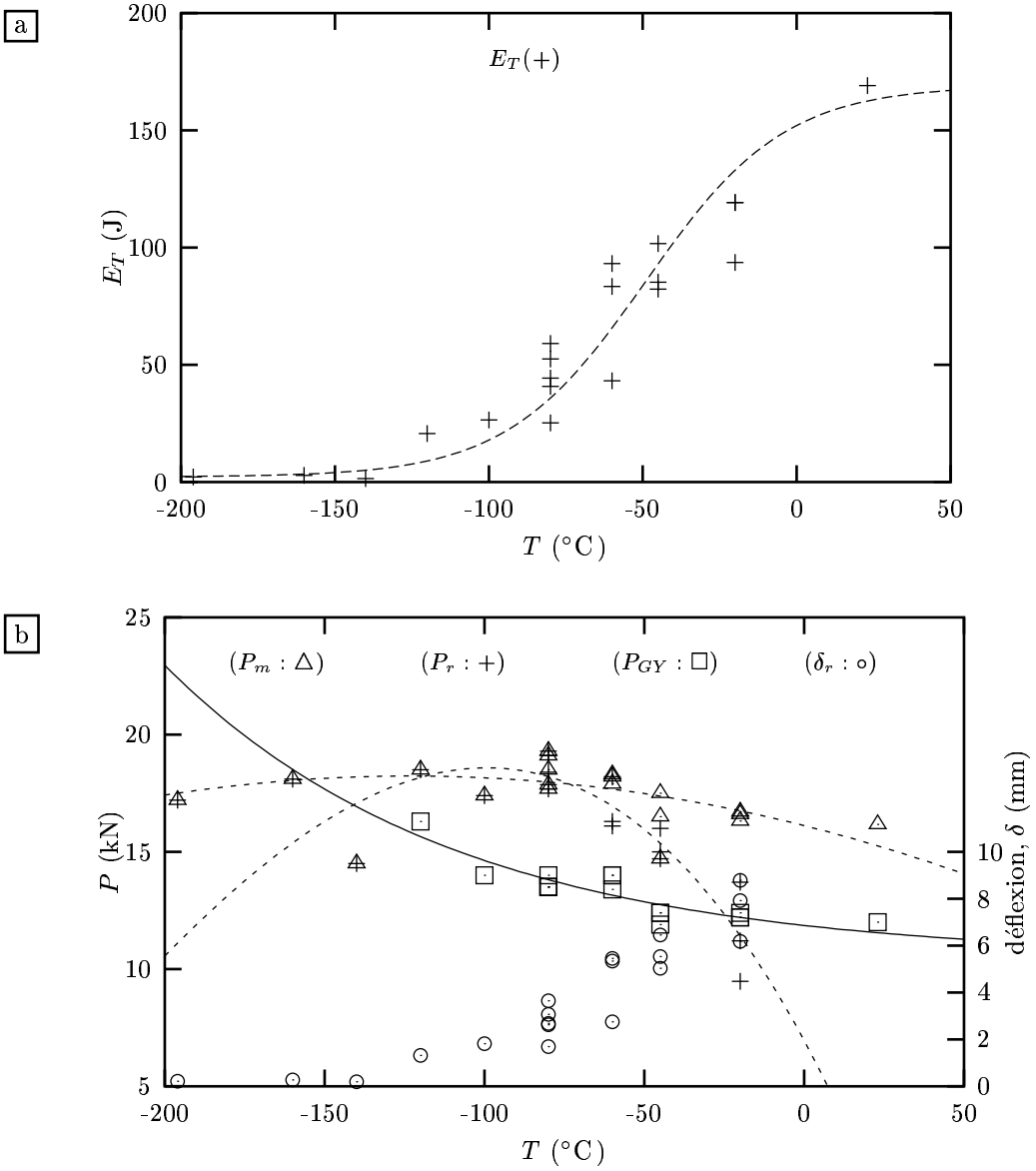


Figure IV.10 : Essais de flexion à vitesse intermédiaire a) Evolution de E_T avec la température. b) Evolution de P_{GY}, P_m, P_r et δ_r avec la température.

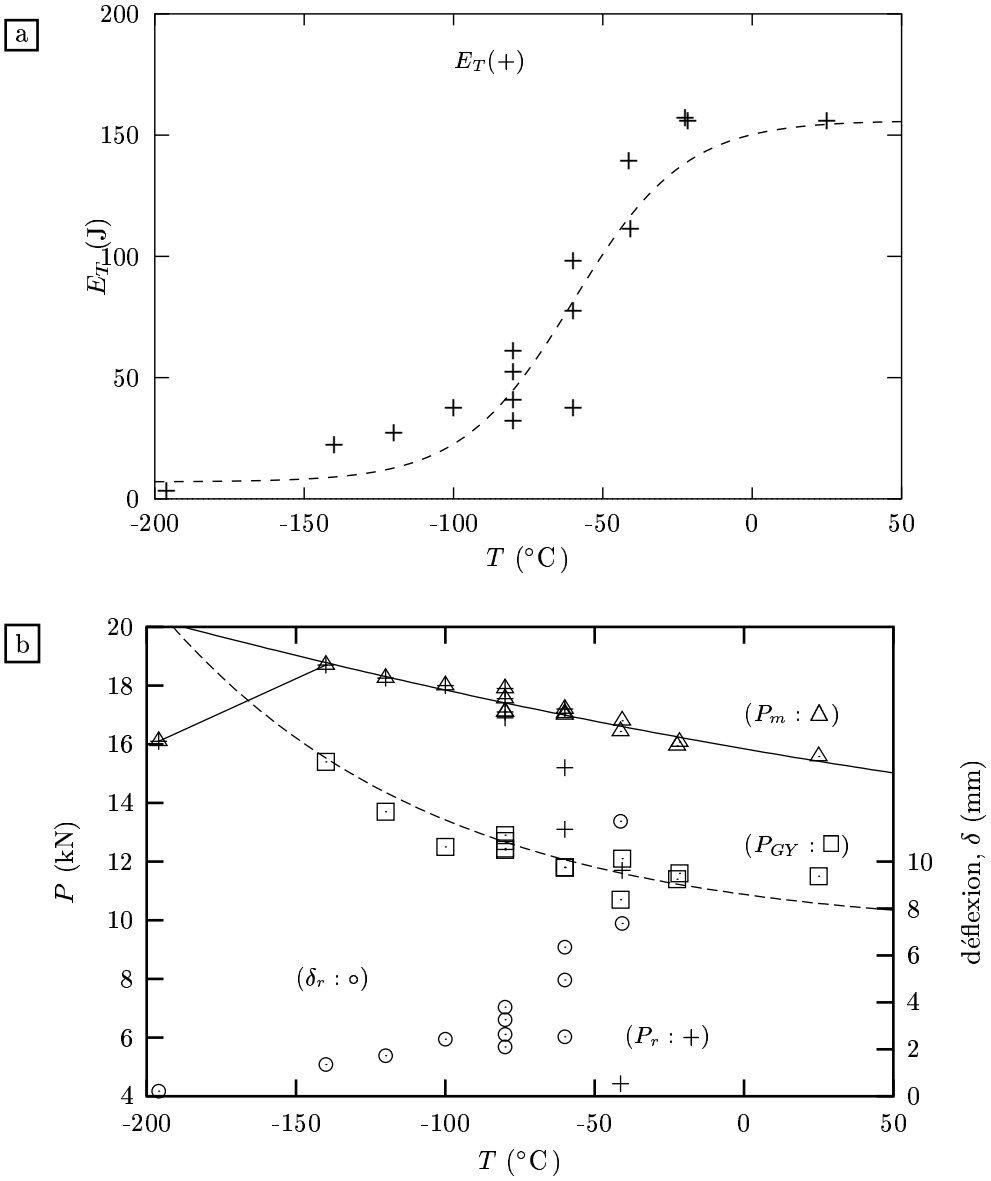


Figure IV.11 : Essais de flexion à vitesse quasi–statique: a) Evolution de E_T avec la température b) Evolution de P_{GY}, P_m, P_r et δ_r avec la température.

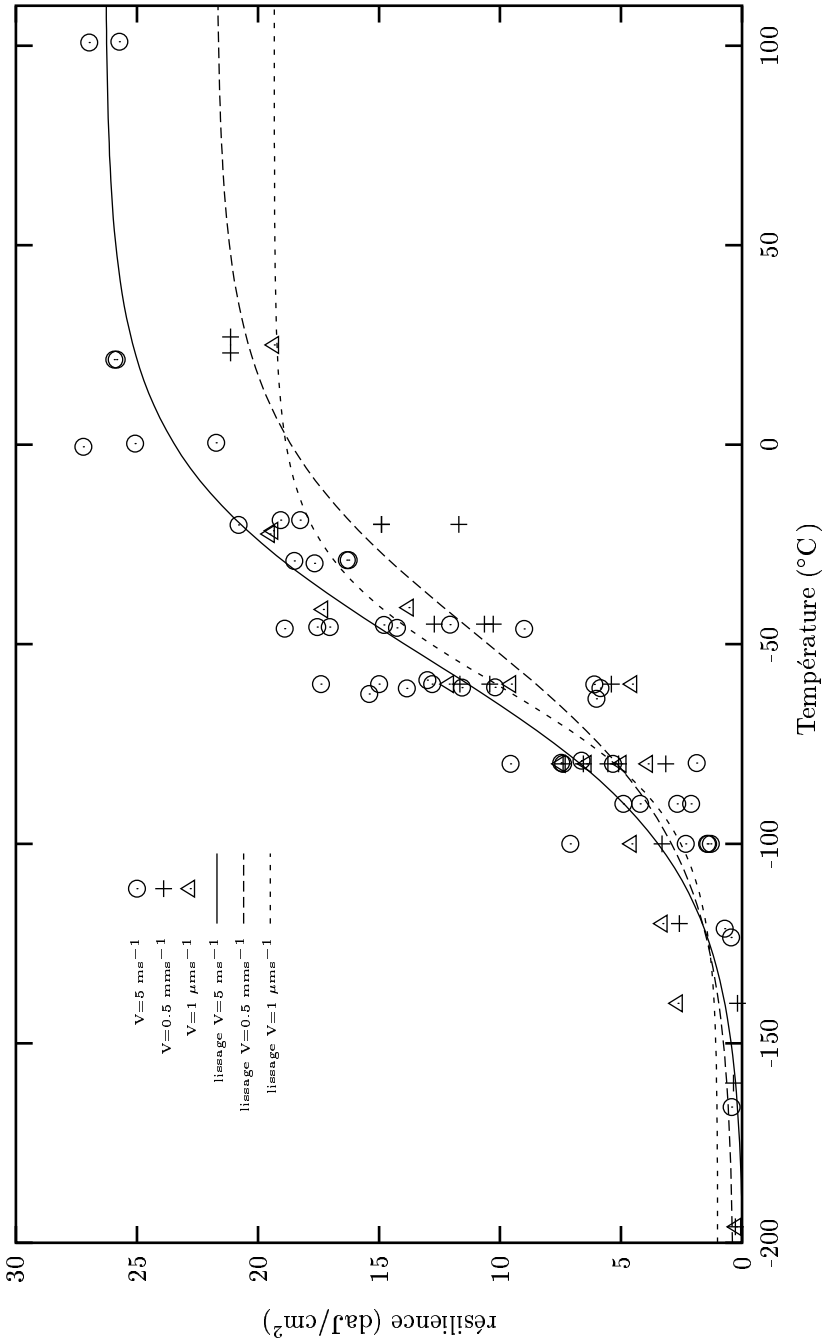


Figure IV.12 : Effet de la vitesse de sollicitation sur les courbes de résilience

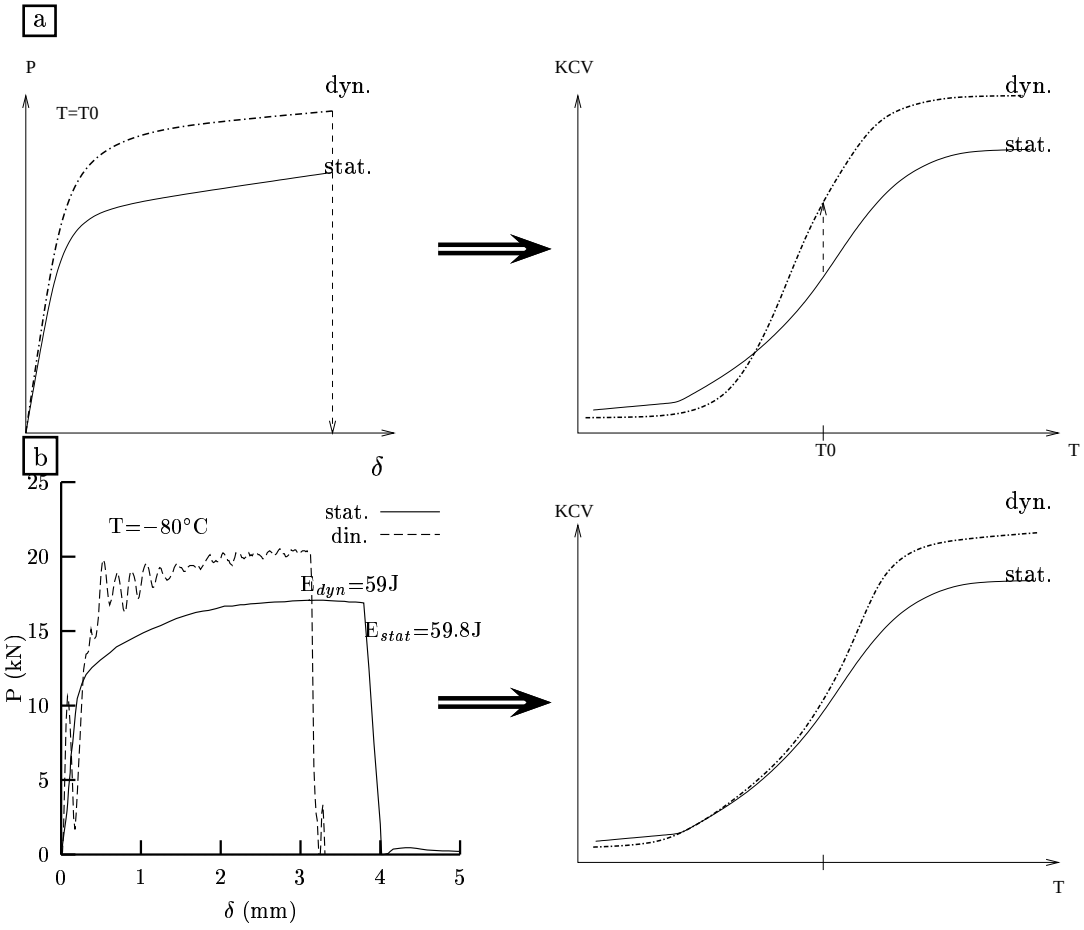


Figure IV.13 : Effet de la vitesse de sollicitation sur les courbes de résilience. a) Cas schématique où l'échauffement local annule totalement l'effet de vitesse b) Cas réel ($\Delta a_{moy}^{stat} = 0.429$ mm, $\Delta a_{moy}^{dyn} = 0.325$ mm)

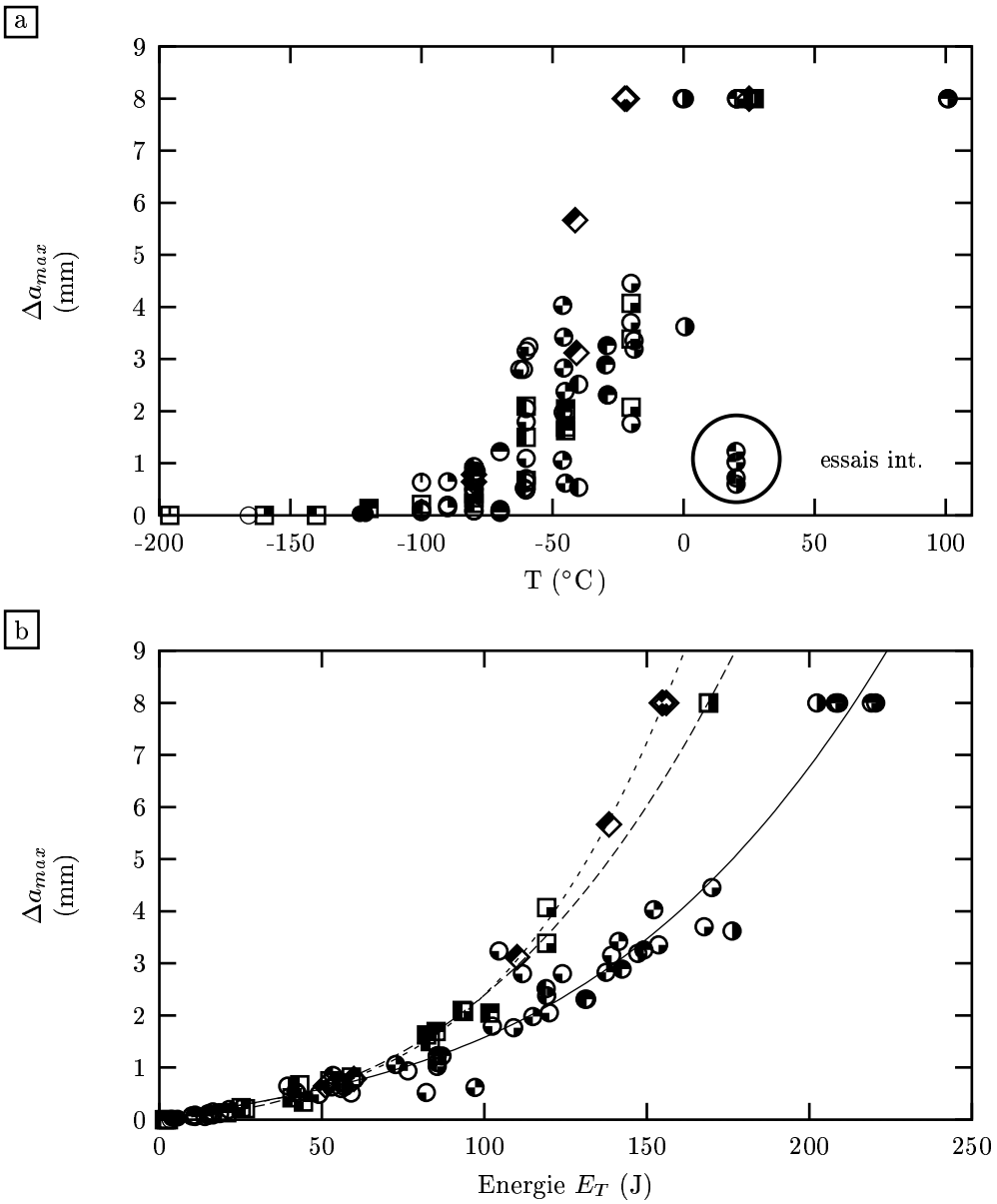


Figure IV.14 : Evolution de l'avancée ductile maximale avec la vitesse de sollicitation (symboles ronds pour V=5.2ms^{-1}, symboles carrés pour V=500μms^{-1} et symboles losanges pour V=1μms^{-1}). a) avec la température b) avec l'énergie. (Pour chaque vitesse, l'intérieur de chaque type de symbole correspond à une température donnée.)

IV.4 Etude de l'élévation locale de température en fond d'entaille

Nous cherchons ici à vérifier l'hypothèse d'un échauffement local en fond d'entaille lors des essais dynamiques. La bibliographie ne rapporte pas d'études consacrées à la mesure de température en fond d'entaille d'une éprouvette KCV lors d'un essai d'impact de type Charpy. Un premier calcul simple valide l'idée d'un échauffement local, il suffit de vérifier si l'hypothèse d'un échauffement local adiabatique peut être soutenue, c'est à dire de vérifier si la chaleur produite par la transformation du travail plastique a le temps de diffuser pendant la durée de l'essai. Soit $x_D \sim \sqrt{Dt}$ la distance caractéristique de propagation de la chaleur, avec D la diffusivité thermique (m^2s^{-1}) donnée par (IV.22). Avec les valeurs pour l'acier 16MND5 (tab. IV.6) issues de [Tigges, 1995], on obtient $D = 2.10^{-5} m^2 s^{-1}$. Pour une durée moyenne de l'essai de 1 ms, $x_D = 0.14$ mm. La front d'échauffement se propage d'environ 0.15 mm pendant 1 ms de temps de chargement. On reporte sur la figure IV.15, les temps à rupture obtenus pour chaque essai en fonction de la température et également la courbe moyenne représentant l'évolution de l'énergie à rupture en fonction de T. On observe bien entendu une dispersion sur les temps à rupture dans le domaine de la transition. On voit par ailleurs sur ce graphe qu'à $-60°C$, les temps de rupture sont compris entre 0.5 et 1.7 ms, ce qui indique qu'au delà de cette température, un calcul thermique est sûrement nécessaire pour prendre en compte la dissipation de la chaleur dans l'éprouvette. Jusqu'à cette température, l'hypothèse adiabatique est justifiée. Pour le plateau ductile, un calcul isotherme sera sensiblement équivalent à un calcul adiabatique car la limite d'élasticité du matériau atteint le plateau athermique et l'échauffement a donc moins d'effet sur les propriétés mécaniques du matériau.

$$D = \frac{\lambda}{\rho C} \tag{IV.22}$$

avec
- λ conductibilité thermique ($Wm^{-1}K^{-1}$)
- ρ masse volumique (kg m^{-3})
- C capacité thermique massique (J $kg^{-1}K^{-1}$)

$\lambda(20°C)$ ($Wm^{-1}K^{-1}$)	ρ (kg m^{-3})	$C(20°C)$ (J $kg^{-1}K^{-1}$)
70	7800	448

Tableau IV.6 : Propriétés physiques pour l'acier 16MND5

IV.4.1 Procédure expérimentale

a) Instrumentation de l'éprouvette

L'éprouvette est instrumentée à l'aide d'un thermocouple[3] positionné sur le côté au voisinage de l'entaille (fig. IV.16). Lors des essais de faisabilité, on utilise un thermocouple par face.

[3]L'utilisation d'un thermocouple pour ce type de mesure est discutée en annexe A-I paragraphe A-I.4

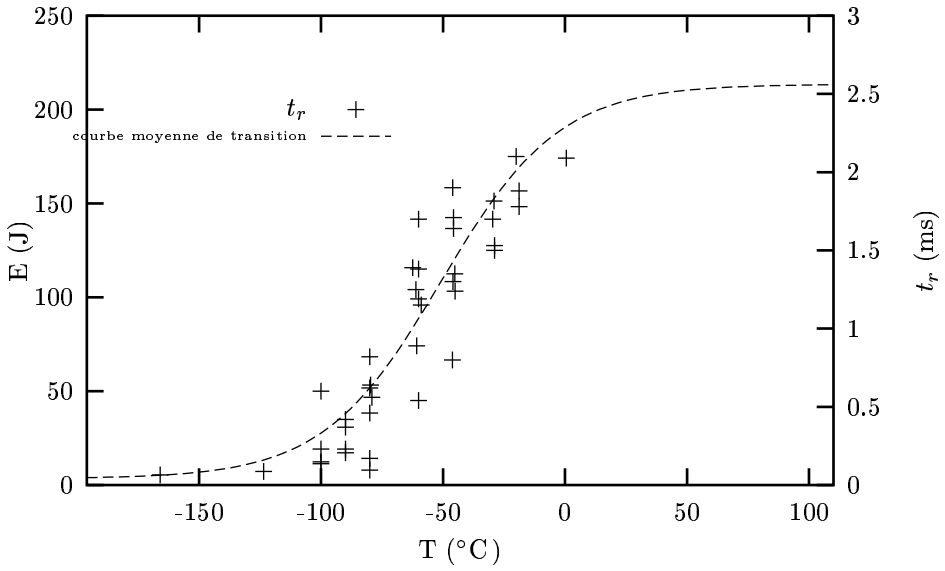


Figure IV.15 : Evolution de l'énergie et du temps à rupture en fonction de la température d'essai pour les essais Charpy ($V_0 = 5\text{ms}^{-1}$)

Lors des essais sur mouton–pendule, un seul thermocouple est utilisé. Les thermocouples ($\Phi = 100\mu$m) sont positionnés à l'aide d'une binoculaire et soudés par contact à l'aide d'une microsoudeuse à une distance d'environ 100 μm du fond d'entaille. Les conditions de soudage étant très difficiles à maîtriser un polissage des faces (papier 1200) est effectué pour améliorer la soudabilité.
L'acquisition de la température est effectuée avec un appareil de mesure FLUKE. La fréquence d'acquisition est donnée pour 1000 Hz. En fait, il s'est avéré que si on a bien 1000 acquisitions à la seconde, le logiciel fait une moyenne sur dix mesures. La fréquence réelle est donc d'une mesure tous les 1/100 de seconde. Pour les essais en température, un troisième thermocouple est fixé loin de l'entaille pour vérifier le maintien en température du reste de l'éprouvette.

b) Essais "quasi–statiques"

La faisabilité des essais est d'abord testée sur un banc de flexion trois points monté sur une machine de traction INSTRON 8500 en utilisant les vitesses de déplacement les plus élevées qu'on puisse atteindre avec cette installation, soit environ 0.1 ms^{-1}. Le banc utilisé se différencie du montage Charpy par le diamètre des appuis et du marteau ($\Phi = 8$mm dans les deux cas). La différence majeure par rapport aux conditions de l'essai Charpy est que l'essai est piloté en déplacement. Les valeurs des élévations mesurées lors de ces essais préliminaires sont reportées dans le tableau IV.7 et montrent une élévation de température sensible.

Les mesures de température sont ensuite effectuées au cours des essais dynamiques interrompus présentés précédemment (voir paragraphe IV.1.3). Ces essais ont été préférés aux essais dynamiques classiques car l'éprouvette n'est pas projetée lors de l'impact, évitant

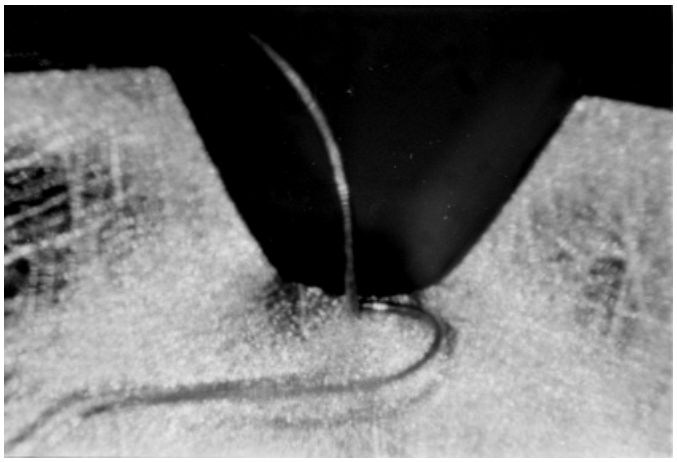


Figure IV.16 : Positionnement des thermocouples sur une des faces de l'éprouvette de résilience

Essai	T_{ini} (°C)	$\dot{U}$ (ms^{-1})	δ_F (mm)	ΔT_{f1} (°C)	ΔT_{f2} (°C)
A25	20	0.05	6	64.4	62.9
A19	20	0.1	3	44.3	51.5
A26	−60	0.1	3	64.3	/
A24	−60	0.1	1.5	12	21

Tableau IV.7 : Résultats des essais de faisabilité de mesure de température en fond d'entaille (δ_F : déflexion finale, fi : face i).

ainsi la rupture du thermocouple avant l'acquisition des données. Pour chaque mesure de température, la zone où les thermocouples sont positionnés est repérée (voir paragraphe A-I.4 fig. A-I.18).

IV.4.2 Résultats

Un exemple d'enregistrement obtenu au cours d'un des essais est donné sur la figure IV.17b. L'ensemble des mesures effectuées y est reporté sur la figure IV.18 où on a également tracé l'évolution de l'élévation de température en fonction de l'énergie d'impact .
Pour une énergie initiale de 85 Joules et une température initiale de −60°C, on mesure des élévations de température de l'ordre de 160°C. De plus, les valeurs obtenues sont inférieures à l'échauffement réel. Cette sous–estimation est d'une part due à la technique de mesure : le thermocouple moyenne sur une surface donnée, et la mesure est effectuée à une distance finie du fond d'entaille (de 80 à 200 μm selon les essais). D'autre part la fréquence d'acquisition du système de mesure s'est avérée trop faible. Comme le montre l'enregistrement présenté sur la figure IV.17, il est vraisemblable que la valeur maximale de T n'ait pas été enregistrée. En outre, les mesures obtenues sont effectuées sur les faces de l'éprouvette. La simulation

numérique de l'essai en conditions adiabatiques montre que l'élévation de température est maximale dans la section médiane de celle–ci (voir paragraphe VIII.3.5). Plusieurs tentatives pour souder le thermocouple au fond de l'entaille dans la section médiane de l'éprouvette ont échoué, la soudure ne résistant pas à l'ouverture de l'entaille.

On note que la durée de l'impact pour un essai à $-60°C$ avec une énergie initiale de 85 J est de 3.9 ms qu'il faut comparer au temps caractéristique de réponse du thermocouple qui est de l'ordre de la milliseconde.

Les résultats expérimentaux obtenus montrent donc un fort échauffement local dans la zone de l'entaille de l'ordre de plusieurs centaines de degrés pour une énergie de 85 J. Cette énergie correspond à la valeur moyenne obtenue sur l'acier 16MND5 à $-60°C$, température située dans le domaine de transition. On doit donc tenir compte de l'élévation de température sur le processus de rupture.

Une mesure de température a également été effectuée pour un essai avec une vitesse de sollicitation de 500 μms^{-1} testé à $20°C$ (voir fig. IV.17a). Pour cette vitesse de sollicitation l'échauffement est de l'ordre de quelques degrés et l'essai peut être considéré comme isotherme.

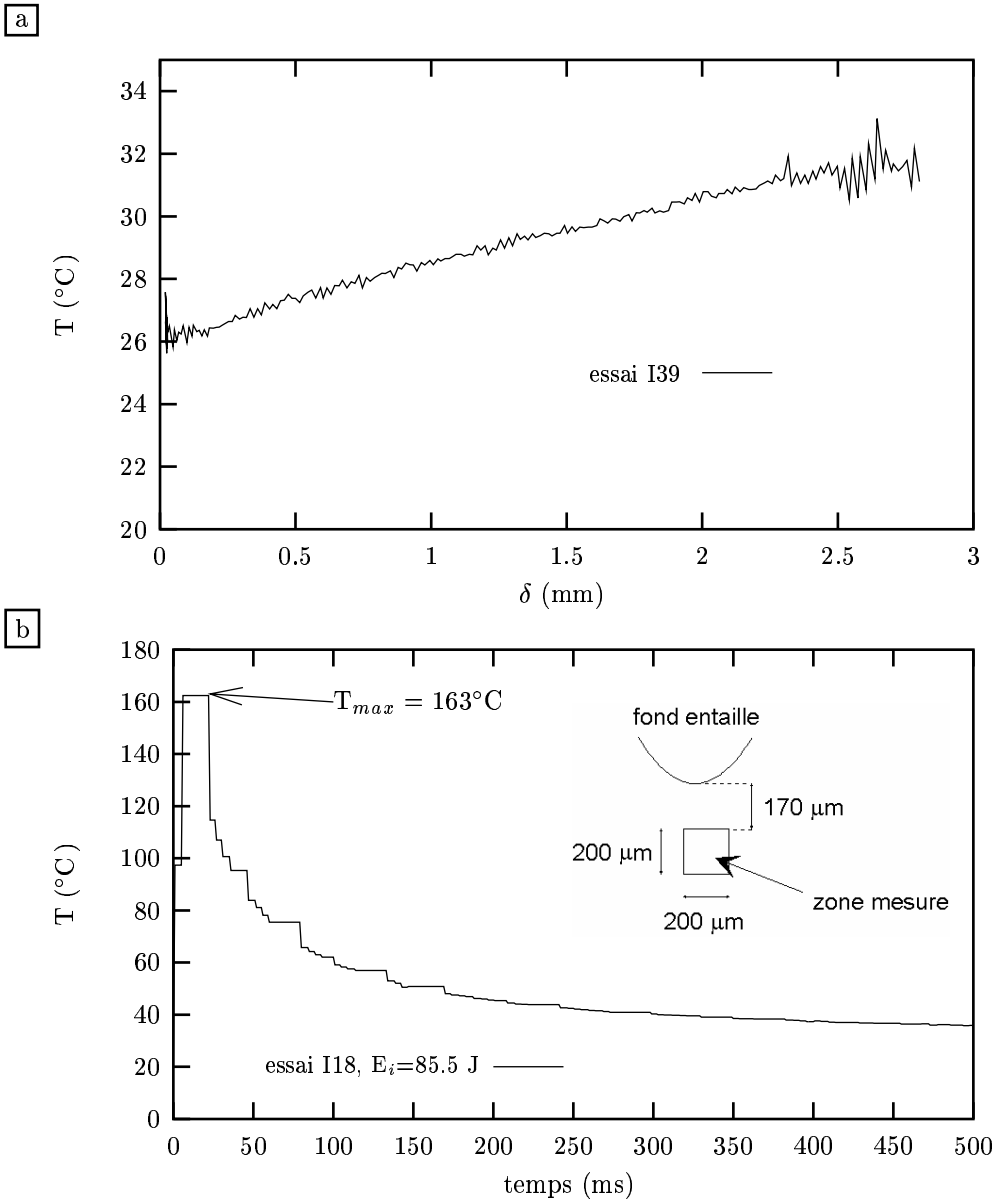


Figure IV.17 : Enregistrement de température en fond d'entaille. a) au cours d'un essai à $500\mu\text{ms}^{-1}$ b) Au cours d'un essai dynamique interrompu. Température initiale $T_i = 20°\text{C}$.

T_i (°C)	Essai	E_I (J)	ΔT (°C)
20	I18	85.5	143
20	I20	85.5	151
20	A30	56	59
20	A18	56	92.5
20	G44	32.1	37.2
20	I4	32.1	29.3
-60	I3	85.5	157
-60	I19	32.1	25

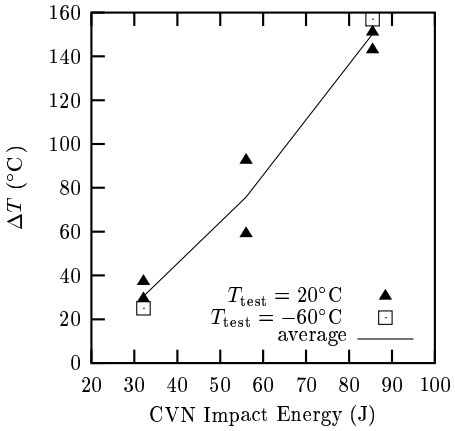


Figure IV.18 : Elévations locales de température mesurées expérimentalement lors des essais dynamiques interrompus.

IV.5 Etude expérimentale de la déformation plastique en fond d'entaille

Dans le but de comparer les résultats obtenus par calculs E.F. aux mesures locales de déformation plastique en fond d'entaille, plusieurs méthodes ont été examinées. Le réactif de Fry [Wilshaw, 1966] sur des aciers ferritiques à forte teneur en azote semble très performant pour révéler la déformation plastique avec un seuil très faible ($\sim$ 0.3%). Green [Green and Hundy, 1956], sur un acier doux, utilise une attaque composée de 45 g de chlorure cuivreux, 180 ml d'acide chloridrique et de 100 ml d'eau après un recuit à 250°C pendant 30 minutes [4]. Cependant, aucune de ces méthodes ne permet une estimation quantitative de la déformation à l'intérieur de la zone plastique. Dans ce but, Wilshaw [Wilshaw, 1966] utilise une technique de microdureté sur une acier ferritique à forte teneur en azote avec une taille de grain de 50–60μm.

IV.5.1 Méthode proposée

La méthode employée est celle décrite par Shoji [Shoji, 1976] et Lautridou [Lautridou, 1980], basée sur une technique de recristallisation, pour obtenir une relation entre le CTOD d'une fissure et la taille de la zone plastique en avant de celle-ci. La méthode est basée sur l'effet d'un recuit à une température inférieure à AC_1 sur un métal préalablement écroui. Lorsque la température est suffisamment élevée, le métal passe par une phase de restauration qui produit une réorganisation des dislocations de manière à former une polygonisation de celles–ci. Puis lorsque la température continue à augmenter et si l'écrouissage vu par le métal a été suffisant, il recristallise en formant de nouveaux grains dont la taille va dépendre de la déformation subie (voir par ex. [Philibert et al., 1998]). Cette méthode permet d'établir une relation directe entre la déformation plastique imposée et la taille des grains recristallisés. La détermination de la courbe d'étalonnage donnant la déformation plastique en fonction de la taille moyenne de grains recristallisés est détaillée en annexe A-I au paragraphe A-I.5. La courbe $\bar{d} = f(\bar{\varepsilon}_p)$ est reportée sur la figure IV.19.

IV.5.2 Résultats

La technique de recristallisation est appliquée dans cette étude à des éprouvettes KCV rompues à différentes énergies. Une partie des résultats présentés est issue de [Tanguy et al., 2000]. On reporte sur la figure IV.20, deux coupes longitudinales d'éprouvettes KCV après traitement de recristallisation. Les zones recristallisées apparaissent en noir sur ces photos. Les deux essais sont des essais interrompus effectués à 20°C avec une énergie initiale de 56 et 85 Joules. On peut analyser ces deux photos comme issues d'un même essai à deux instants différents. On peut ainsi visualiser l'écoulement de la plasticité dans l'éprouvette en fonction de la déflexion. La plasticité apparaît à deux endroits de l'éprouvette, d'une part confinée en fond d'entaille et d'autre part au niveau de la zone où le marteau vient impacter l'éprouvette (fig. IV.20a). On remarque qu'au niveau de la zone d'impact, la plasticité apparaît en deux endroits distincts. Lorsqu'on continue à fléchir l'éprouvette, la zone plastique au niveau de l'entaille s'étend puis la plasticité

[4] Lors de cette étude, l'auteur met en évidence que si le chemin suivi par la plasticité dans une éprouvette Charpy est identique en statique et en dynamique, elle est plus diffuse dans le dernier cas.

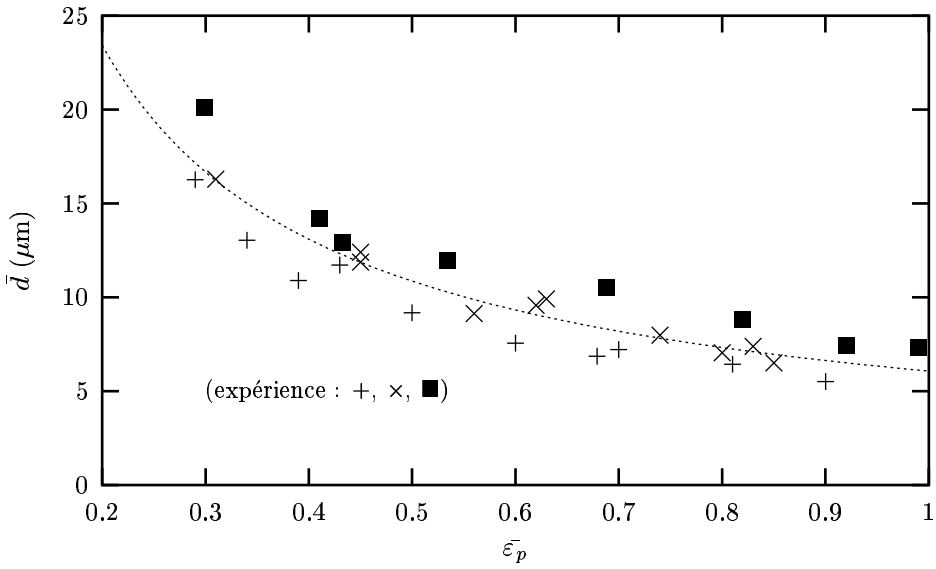


Figure IV.19 : Taille moyenne des grains recristallisés, $\bar{d}$, en fonction de la déformation plastique équivalente,$\bar{\varepsilon_p}$

s'écoule à travers l'éprouvette pour rejoindre la zone plastique formée dans la zone d'impact (fig. IV.20b). La forme de l'écoulement plastique rappelle celle établie à partir de la théorie des lignes de glissement [Green and Hundy, 1956]. La taille réelle de la zone plastique est plus grande que celle révélée sur la figure IV.20, car la technique employée ne permet pas de déceler les déformations plastiques inférieures à 25%. Cette technique est ensuite appliquée à l'étude quantitative de la déformation plastique en fond d'entaille d'éprouvette rompue de façon fragile par clivage. Deux essais ont été analysés avec cette méthode. Le premier est un essai à $-80°C$ effectué en conditions dynamiques ($V_{impact} = 5.2 \text{ms}^{-1}$, essai A11) et le deuxième est un essai à $-120°C$ effectué à faible vitesse ($V = 0.5 \text{mms}^{-1}$, essai I12). La figure IV.21 montre la zone en fond d'entaille après le traitement de recristallisation dans la section médiane de l'éprouvette pour l'essai à $-80°C$. La décroissance de la taille de grains lorsqu'on s'approche du fond de l'entaille est très rapide mettant en évidence un gradient de déformation très important. A partir de la mesure de la taille de grains, on obtient le profil de déformation plastique en fond d'entaille (fig. IV.22) pour ces deux essais. La comparaison des valeurs expérimentales de la déformation plastique avec le profil de déformation obtenu par la simulation numérique est reportée sur la figure IV.22 [Tanguy et al., 2000]. Sur cette figure, la valeur moyenne de la déformation plastique expérimentale est représentée par une croix. La zone en pointillés correspond à la largeur de la zone sur laquelle on a moyenné la taille de grain et la hauteur à l'incertitude expérimentale. L'accord entre la déformation plastique déterminée expérimentalement et numériquement est bon. On note cependant que pour $T = -80°C$, la simulation sous–estime les prévisions expérimentales dans la zone très proche de l'entaille. Cela peut être dû à un effet de taille de maille. Il faut également noter que pour les fortes déformations plastiques, un écart faible sur la taille de grain moyenne entraine un écart important sur la déformation plastique à cause de la forme assymptotique

de la courbe de calibration.

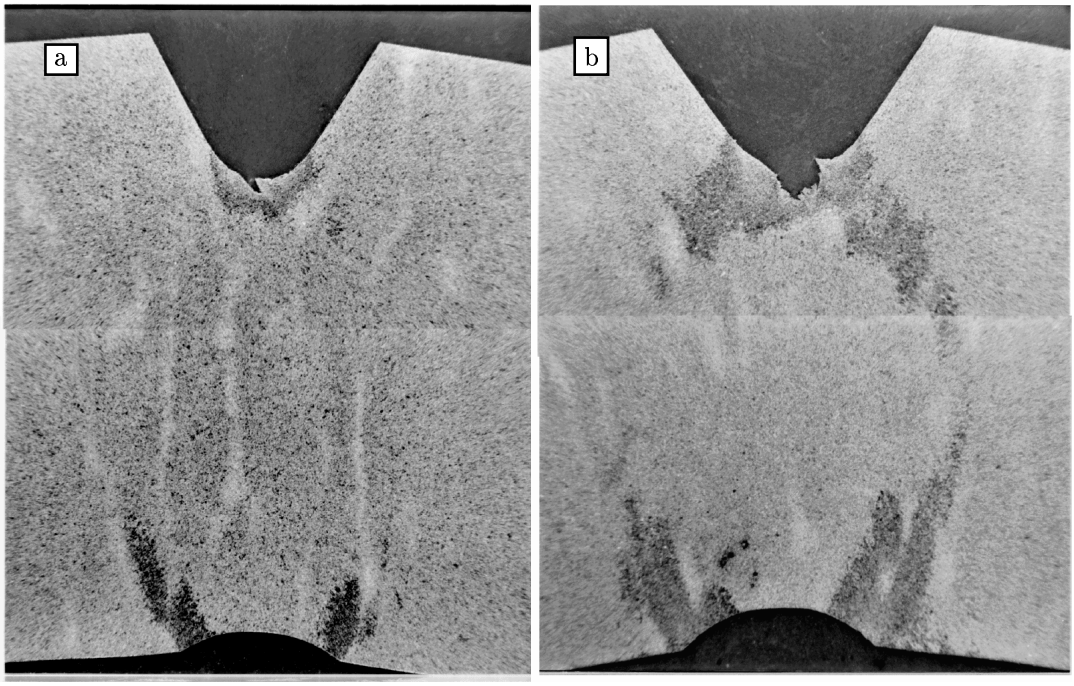


Figure IV.20 : Coupes longitudinales (section médiane) d'éprouvettes KCV après traitement de recristallisation et attaque au Nital. Photos optiques. a : essai G25, $T = 20°C$, $E_I = 56J$. b : essai I1, $T = 20°C$, $E_I = 85J$. Les zones apparaissant en noir correspondent aux zones recristallisées.

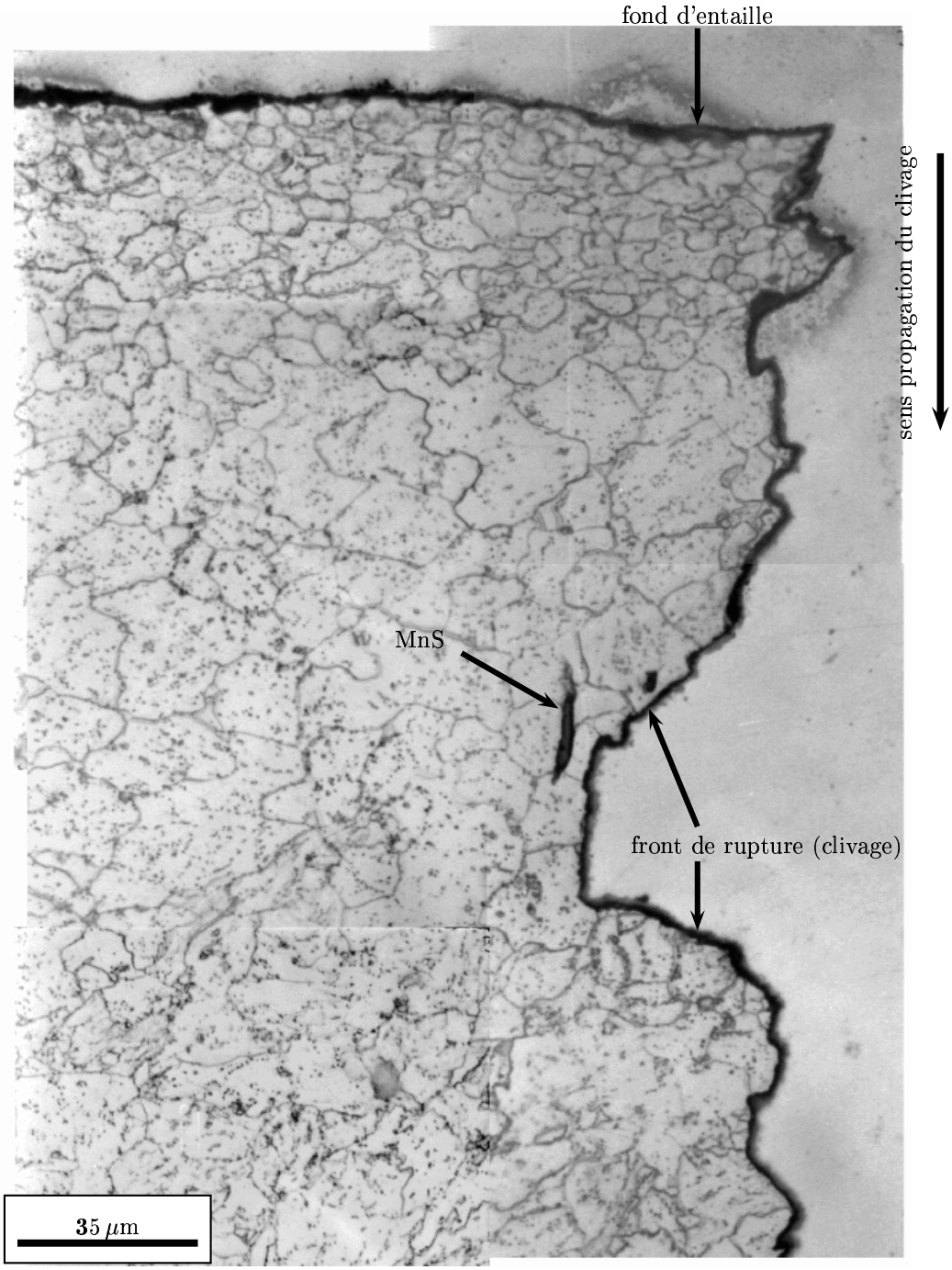


Figure IV.21 : Mise en évidence de la déformation plastique en fond d'entaille. Coupe longitudinale après traitement de recristallisation et attaque au Nital. Photo optique . Essai A11, $T = -80°\mathrm{C}$, $E_T = 11\mathrm{J}$.

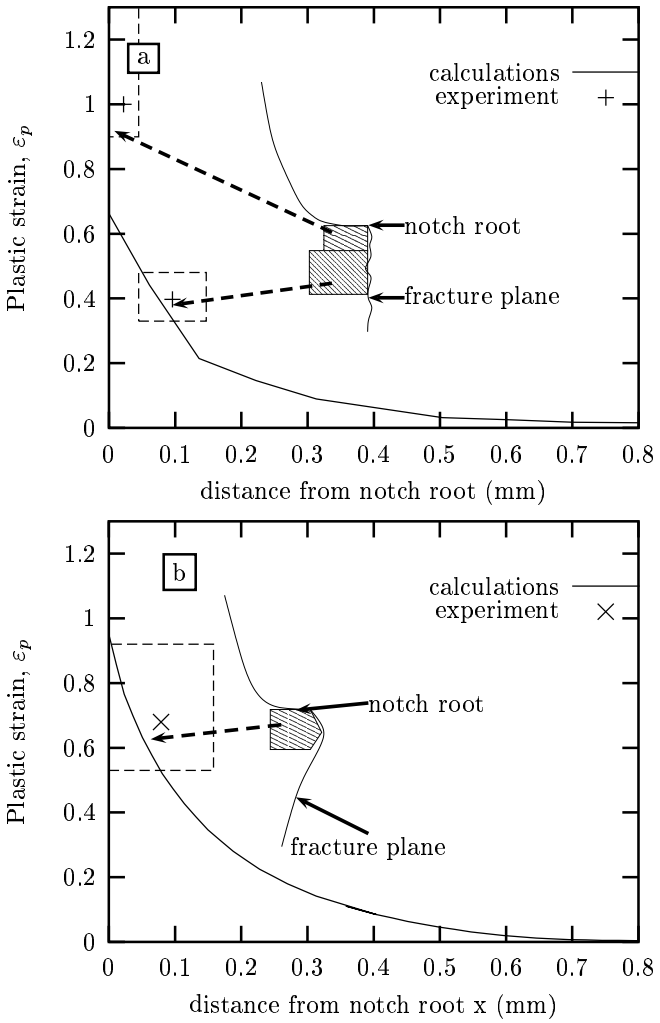


Figure IV.22 : Distributions de la déformation plastique en fond d'entaille dans la section médiane d'une éprouvette KCV. a) essai Charpy dynamique à $-80°C$ ($E_T = 15$ J). b) essai statique à -120°C ($E_T = 20.5$ J)

IV.6 Application des relations empiriques résilience–ténacité

Dans cette partie, nous appliquons les corrélations empiriques résilience–ténacité. Les corrélations appliquées sont celles décrites au paragraphe II.3. Seules les corrélations proposées par l'IRSID et par Wallin sont appliquées car le matériau de cette étude correspond aux domaines de validité indiqués pour ces deux corrélations. Les valeurs de ténacité expérimentales que nous utilisons sont issues de [Tahar, 1998] et ont été établies sur le même matériau à partir d'éprouvette compactes de ténacité CT20 (épaisseur 20 mm). Les comparaisons entre les valeurs expérimentales et prédites de la ténacité sont reportées sur les figures IV.23 et IV.24 pour les corrélations de l'IRSID et de Wallin respectivement.
Le faible nombre de points expérimentaux rend la comparaison expérience–prédiction difficile. On peut néanmoins noter que la corrélation de l'IRSID donne de bons résultats compte tenu que cette méthode ne prend pas en compte d'effet d'épaisseur sur les valeurs de la ténacité et que la courbe obtenue est déterministe. Pour les faibles valeurs de la ténacité, la corrélation prédit des valeurs non–conservatives. Les prévisions obtenues à partir de la méthode de Wallin sont également bonnes, si on tient compte de l'incertitude sur la valeur de la température de référence, T_0 (voir paragraphe II.3.3). La prédiction obtenue pour une probabilité de 10% surestime légèrement les valeurs de la ténacité. En prenant une probabilité de 5% l'accord expérience–prédiction est assez bon. Cette méthode semble donc fournir une bonne prédiction de l'évolution de la ténacité avec la température et ce, uniquement à partir de la température TK_{28}. Le faible nombre de valeurs de ténacité dont nous disposons nous empêche cependant de poursuivre la comparaison plus en avant.

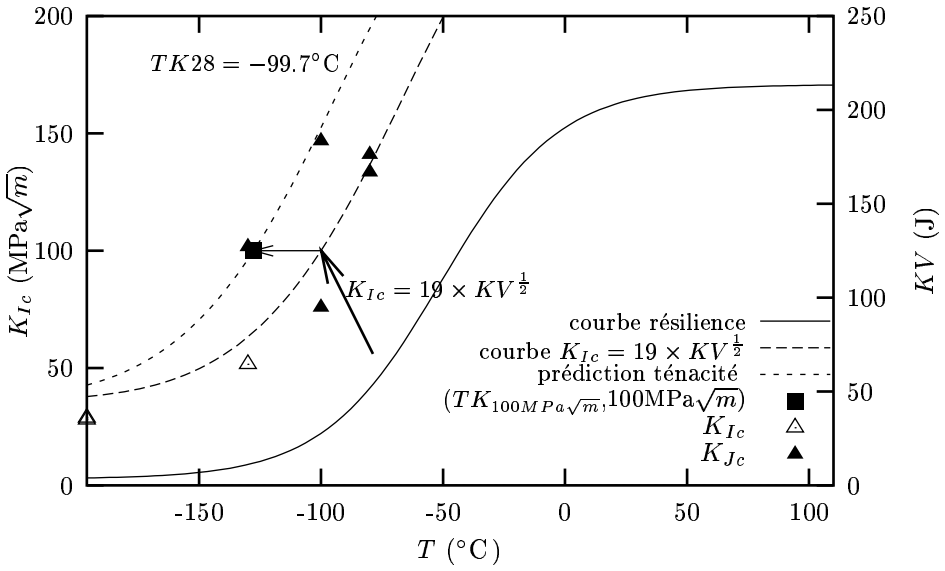


Figure IV.23 : Prévision de la ténacité à partir de la corrélation empirique résilience–ténacité proposée par l'IRSID.

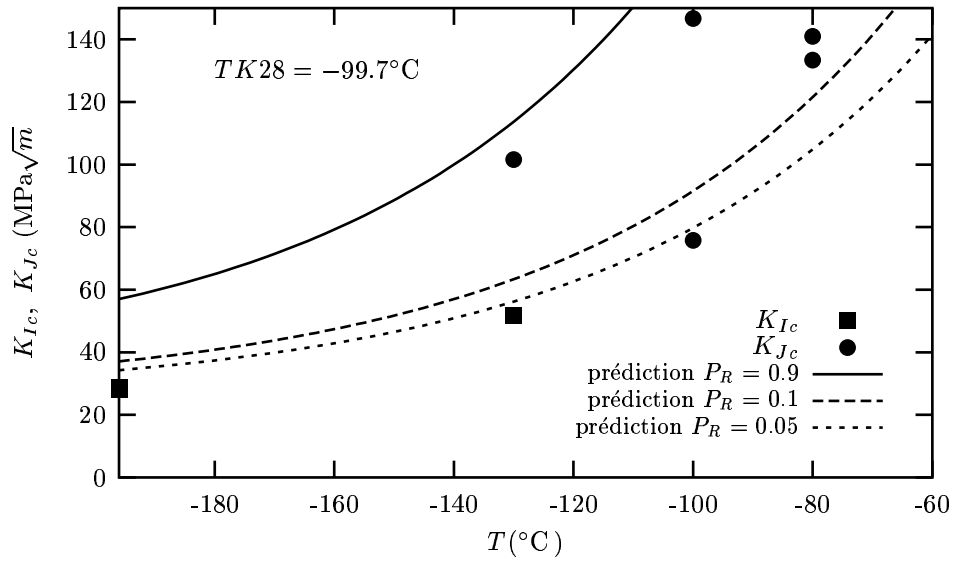


Figure IV.24 : Prévision de la ténacité à partir de la corrélation empirique de Wallin.

IV.7 Discussion et Conclusions

La courbe de résilience de l'acier 16MND5 a été établie à partir d'essais KCV (sens T–L) entre $-165°C$ et $100°C$. A partir de cette courbe, **la température correspondant à une résilience de 7 daJ/cm^2, TK_7 a été déterminée et est égale à $-78°C$**. Le domaine de transition est compris approximativement entre $-80°C$ et $-20°C$. A partir de $20°C$, la rupture est entièrement ductile et la courbe a atteint son plateau haut pour une énergie d'environ 220 J.

Afin d'étudier, l'effet de la vitesse de sollicitation sur le décalage de la température TK_7, des essais quasi–statiques et à vitesse intermédiaire ont été également réalisés. Contrairement à un effet bien connu dans la littérature, qui prévoit un décalage de la température de transition vers les températures plus hautes lorsqu'on augmente la vitesse de sollicitation, **les résultats obtenus sur l'acier de cette étude ne montrent pas d'effet de la vitesse de sollicitation sur les énergies obtenues dans le domaine de la transition entre les essais quasi–statiques et dynamiques ($V_0 = 1\mu ms^{-1}$ *et* $5ms^{-1}$ respectivement)**. Néanmoins, les différences entre les niveaux d'énergie pour les plateaux ductiles à ces deux vitesses de sollicitation confirment la sensibilité de l'acier 16MND5 à la vitesse de sollicitation, le niveau d'énergie du plateau haut étant d'autant plus grand que la vitesse est élévée.
La première explication avancée pour expliquer cet effet est une élévation locale de la température due à la sollicitation très rapide. **La réalisation d'essais Charpy interrompus instrumentés à l'aide de thermocouples a permis de mettre en évidence des élévations de températures de l'ordre de $150°C$ pour des énergies comparables à celles obtenues dans le domaine de la transition**. Cette élévation de température qui conduit à un adoucissement des propriétés mécaniques peut être opposée à l'effet de la vitesse de sollicitation qui conduit à une élévation locale du niveau de contrainte. Cependant l'élévation de la température, très localisée ne peut être mise seule en avant pour expliquer l'effet masqué de la vitesse sur les énergies, du moins en ce qui concerne le niveau des contraintes locales. **En effet, l'étude de l'avancée ductile en fonction de la vitesse de sollicitation a montré qu'au delà d'une avancée ductile de 1 mm ($E_T \sim 70 - 80$J) celle–ci est d'autant plus faible que la vitesse de sollicitation est élevée à énergie donnée**. Le niveau de confinement de la plasticité dépendant de la quantité de déchirure ductile, le niveau des contraintes va donc probablement dépendre de l'avancée ductile. De plus, l'élévation locale de la température, en adoucissant le matériau, va probablement favoriser l'amorçage de la déchirure ductile. Le rôle des lèvres de cisaillement et la sensibilité de leur formation vis à vis de la vitesse de sollicitation peuvent également fournir une explication.

Il apparaît donc que l'énergie globale obtenue à partir d'un essai Charpy dans le domaine de la transition, pour une microstructure donnée, est en fait une combinaison complexe de plusieurs facteurs tels que l'effet de la vitesse, une élévation de la température, l'avancée ductile ... ; ces facteurs pouvant conduire à une énergie totale identique en conditions dynamiques et quasi–statiques. La compréhension de l'essai Charpy et sa modélisation dans le domaine de la transition ductile–fragile passe donc par une description de tous les mécanismes mis en jeu. Elle passe par la description du comportement mécanique du

matériau et par la détermination d'une loi de comportement rendant compte des effets de la vitesse de sollicitation et de la température. De plus dans le domaine de la transition, une quantité de déchirure ductile plus ou moins grande précède le déclenchement du clivage, cette déchirure ductile devra être correctement simulée pour obtenir un état de contrainte réaliste à partir duquel un critère permettant de décrire le déclenchement du clivage sera appliqué.

A l'aide d'une technique de recristallisation, la déformation plastique en avant de l'entaille peut être estimée en mesurant la taille des grains recristallisés. **En appliquant cette technique sur des essais effectués à basses températures et dont la rupture est entièrement fragile, des déformations plastiques de l'ordre de 100% ont été mises en évidence à proximité immédiate de l'entaille**. La zone où la déformation plastique est supérieure à 25% s'étend sur environ 200μm en dessous de l'entaille. Pour des énergies plus importantes, cette technique a permis de révéler le mécanisme de chargement limite à travers la section médiane de l'éprouvette, montrant un bon accord avec les travaux de Green [Green and Hundy, 1956]. L'effet de l'impact du marteau, sur le chemin suivi par les lobes plastiques a également été mis en évidence.

Bibliographie

AFNOR (1990). *Essai de flexion par choc sur éprouvette Charpy. Partie 1 : méthode d'essai.* Association française de normalisation, La Défense, France.

AFNOR (1992). *Essai de flexion par choc sur éprouvette Charpy. Partie 2 : Vérification de la machine d'essai.* Association française de normalisation, La Défense, France.

Fearnehough, G. and Hoy, C. (1964). Mechanism of deformation and fracture in the Charpy test as revealed by dynamic recording of impact loads. *J. of the Iron and Steel Institute*, pages 912–920.

Green, A. and Hundy, B. (1956). Initial plastic yielding in notch bend tests. *J. of the Mech. and Physics of Solids*, 4:128–144.

Hill, R. (1950). *The mathematical theory of plasticity.* Clarendon Press, Oxford.

Ireland, D. (1974). Procedures and problems associated with reliable control of the instrumented impact test. In *Instrumented impact testing*, pages 3–29. ASTM STP 563.

Ishikawa, N., Kobayashi, Y., Kurihara, Y., and Toyoda, M. (1998). Ductile–brittle transition behaviour of structural steels differing in ductility under dynamic loading. In *International conference on welded structures in seismic areas*, pages 93–102. American welding society, Miami, USA.

Kobayashi, T., Takai, K., and Maniwa, H. (1967). Transition behaviour and evaluation of fracture toughness in Charpy impact test. *Transactions ISIJ*, 7:115–125.

Lautridou, J. (1980). *Etude de la déchirure ductile d'aciers à faible résistance. Influence de la teneur inclusionnaire.* PhD thesis, Ecole des Mines de Paris.

Oldfield, W. (1975). Curve fitting impact test data : a statistical procedure. *ASTM Standardizations news*, pages 24–29.

Philibert, J., Vignes, A., Bréchet, Y., and Combrade, P. (1998). *Métallurgie du minerai au matériau.* Masson,Paris.

Rolfe, S. and Barsom, J. (1977). *Fracture and fatigue control in structures. Applications of fracture mechanics*, chapter Correlations between K_{Ic} or K_{Id} and other fracture–toughness tests, pages 167–207. Prentice–Hall,Inc.

Rossoll, A. (1998). *Détermination de la ténacité d'un acier faiblement allié à partir de l'essai Charpy instrumenté.* PhD thesis, Ecole Centrale Paris.

Server, W. (1978). General yielding of Charpy V–notch and precracked Charpy specimens. *Jour. of Eng. Materials and Technology*, 100:183–188.

Shoji, T. (1976). Crack–tip blunting and crack–opening displacement under large–scale yielding. *Metal Science*, pages 165–169.

Tahar, M. (1998). *Applications de l'approche locale de la rupture fragile à l'acier 16MND5 : Corrélation résilience–ténacité, Probabilité de rupture bimodale (clivage et intergranulaire)*. PhD thesis, École des Mines de Paris.

Tanguy, B., Piques, R., Laiarinandrasana, L., and Pineau, A. (2000). Notch stress strain distribution in Charpy V specimen / experiments and modelling. In Fuentes, M., Elices, M., Martìn-Meizoso, A., and Martìnez-Esnaola, J., editors, *ECF 13 , Fracture Mechanics : Applications and Challenges*. Elsevier Science.

Tigges, D. (1995). *Nocivité des défauts sous revêtement des cuves de réacteurs à eau sous pression*. PhD thesis, Ecole des Mines de Paris.

Toyoda, M. (1997). Effect of strain rates under seismic loading on fracture behaviors of welded structures. In *Conference on WT–M&MT–FM–QM*.

Wilshaw, T. (1966). Deformation and fracture of mild steel specimens. *J. Iron Steel Inst.*, 204(9):936–942.

Chapitre -V-

Comportement-Rupture

Sommaire

V.1 Comportement 143

V.1.1 Comportement en traction quasi–statique 143

V.1.2 Comportement en compression quasi–statique 145

V.1.3 Comportement à vitesses rapides 146

V.1.4 Analyse des résultats 146

V.2 Comportement à rupture 151

V.2.1 Procédure expérimentale 151

V.2.2 Définitions 152

V.2.3 Résultats des essais menés à rupture 153

V.2.4 Résultats des essais en contrôle de déformation 154

V.3 Conclusions 164

Bibliographie 164

Ce chapitre est consacré à l'étude expérimentale de l'acier 16MND5. La modélisation de l'essai Charpy par l'approche locale doit s'appuyer sur une description solide du comportement. De même, l'étude des mécanismes de rupture passe par l'utilisation d'essais simples mettant en jeu ces mécanismes et dont l'état de contrainte est accessible à faible coût. Dans une première partie, nous étudions le comportement du matériau dans la plage de sollicitations auquel il est soumis lors d'un essai Charpy. La plage de température du domaine de transition que nous étudions est comprise approximativement entre $-80°C$ et $-45°C$. Cependant, comme il a été montré au chapitre précédent, la simplicité de l'essai Charpy n'est qu'apparente, et il se produit des élévations de température importantes en fond d'entaille. Le comportement de l'acier 16MND5 sera donc étudié sur une gamme de températures allant au-delà de celle caractéristique de la transition ductile–fragile. Pour déterminer les paramètres des modèles décrivant l'endommagement ductile et la rupture fragile, on s'appuie sur des essais réalisés sur des éprouvettes axisymétriques entaillées et notamment sur des essais contrôlés en déformation lorsque le mode de rupture est entièrement ductile. Enfin, on présente les essais de ténacité qui serviront lors du passage résilience–ténacité.

V.1 Comportement

V.1.1 Comportement en traction quasi–statique

Le comportement du matériau est étudié en quasi–statique ($\dot{\bar{\varepsilon}} \sim 5.10^{-4}\text{s}^{-1}$) à l'aide d'essais de traction uniaxiale sur une plage de température variant de $-196°\text{C}$ à $300°\text{C}$. Le sens de sollicitation est le **sens travers** (T). La description de ces essais ainsi que les modes opératoires sont donnés en annexe A-II.

L'évolution de la contrainte nominale, σ_{nom}, en fonction de la déformation nominale, ε_{nom} pour des températures allant de $-150°\text{C}$ à $300°\text{C}$ est reportée sur la figure V.1. L'acier 16MND5 montre, comme beaucoup d'aciers ferritiques, la particularité de présenter un crochet de traction et un palier à la limite d'élasticité qui correspondent à la localisation de la déformation dans des bandes de Piobert–Lüders [Jaoul, 1965,Grumbach,]. Ce phénomène est dû à un couplage entre mécanismes physiques (blocage de la déformation par les éléments interstitiels tel que le carbone ou l'azote) et de structure (localisation de la déformation et sa propagation). La courbe de traction est alors décrite par une limite haute d'élasticité, R_{eH}, qui correspond au désancrage des dislocations et dont la valeur dépend entres autres de la densité initiale de celles–ci, et par une limite basse d'élasticité, R_{eL}. On note $A_p\%$ la longueur du palier. Elle correspond à la valeur de la déformation dans les bandes de Piobert–Lüders. Pour un même matériau, ce phénomène dépend de nombreux paramètres tels que la température, la vitesse de sollicitation, la raideur de la machine ... On considère généralement comme première limite d'élasticité, la valeur R_{eL}. Les courbes reportées sur la figure V.1 montrent que la longueur du palier augmente lorsque la température diminue. Au delà de $T = 200°\text{C}$, deux phénomènes apparaissent. D'une part, il n'y a plus de palier sur la courbe nominale et d'autre part, le matériau s'écrouit plus rapidement et la résistance maximale, R_m, augmente de façon sensible. Amar [Amar-Haioun, 1985], sur une nuance très proche, a mis en évidence une forte sensibilité au vieillissement dynamique autour de $T = 300°\text{C}$. Pour conforter ce résultat sur notre matériau, il faudrait réaliser des essais à

différentes vitesses de déformation à $T = 300°C$ et regarder son influence sur le coefficient d'écrouissage. Si c'est le phénomène de vieillissement dynamique qui entre en jeu, on doit observer une baisse de R_m quand la vitesse de déformation augmente. Ces essais ne rentrent pas dans le cadre de cette étude. On définit également l'allongement généralisé avec le plateau de Lüders (jusqu'à striction), A_g, et l'allongement à rupture avec le plateau de Lüders, A.

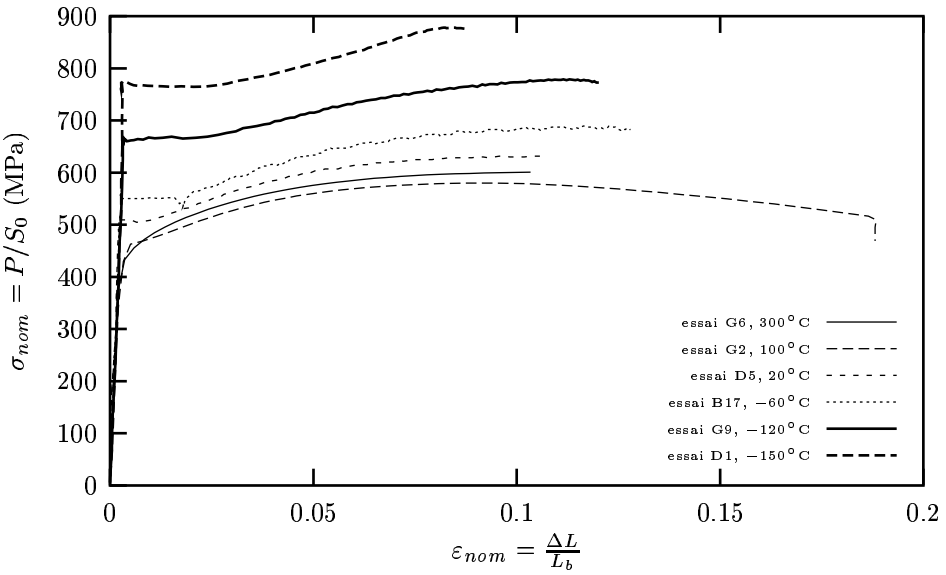


Figure V.1 : Comportement en traction du 16MND5 pour différentes températures. Contrainte nominale vs. déformation nominale. Sollicitation en sens travers T. $\bar{\dot{\varepsilon}} \sim 5\ 10^{-4}s^{-1}$.

On reporte sur la courbe V.2, l'évolution de R_{eL}, R_m et du rapport R_m/R_{eL} avec la température. Les valeurs moyennes de R_{eH}, R_{eL}, R_m, $A_p\%$, A_g, A sont reportées dans le tableau V.1. L'ensemble des résultats est donné en annexe A-II dans le tableau A-II.1. On note qu'une seule valeur de A apparaît dans les données reportées, la quasi–totalité des essais a été interrompue avant rupture afin de pouvoir exploiter la courbe de traction au delà de la striction. La limite d'élasticité, R_{eL}, diminue avec la température et atteint un palier (plateau athermique) autour de 200°C (fig. V.2).
De façon classique, les courbes de comportement uniaxial ont été représentées sous une forme parabolique $\sigma = k\varepsilon^n$. Cette représentation s'est avérée satisfaisante, tout au moins dans le domaine des déformations comprises entre 3 et 10%. Les coefficients k et n sont déterminés sur la partie au–delà du palier (déformation homogène). Pour les déformations en deça de 3%, la différence entre ce type de modèle et la courbe expérimentale sera d'autant plus grande que le palier sera important. Les valeurs moyennes de k et n, pour chaque température, sont données dans le tableau V.1. Les valeurs de n obtenues sont constantes entre $-120°C$ et $-30°C$ puis ont tendance à diminuer légèrement quand la température augmente. A $-150°C$ la valeur de n est également élevée. Ce dernier résultat est opposé à la tendance habituelle observée sur ce type de matériau [Henry et al., 1985]. Un seul

essai à cette température a été effectué, et la striction a eu lieu très tôt. La plage de déformation sur laquelle la valeur de n a été déterminée étant très faible, on peut donc douter de la valeur de n obtenue. Les valeurs de n que nous obtenons sont de l'ordre de 0.15 à 0.17, ce qui est en accord avec [Henry et al., 1985], mais supérieures aux résultats présentés par Tahar [Tahar, 1998] sur le même matériau ($n \sim 0.1 - 0.12$). Il faut rappeler que Tahar a identifié n en supprimant préalablement le palier et avec une expression de la forme $\sigma = K_1 \varepsilon_p^{n1}$. En effectuant la même démarche, nous retrouvons une valeur de n_1 de l'ordre de 0.11. Notons également que l'identification des valeurs de k et n sur les 5 derniers pourcents de la courbe rationnelle d'écrouissage [Renevey, 1997], conduit à une "moyenne" de la courbe expérimentale, notamment au niveau du palier (résultats reportés dans le tableau A-II.1).

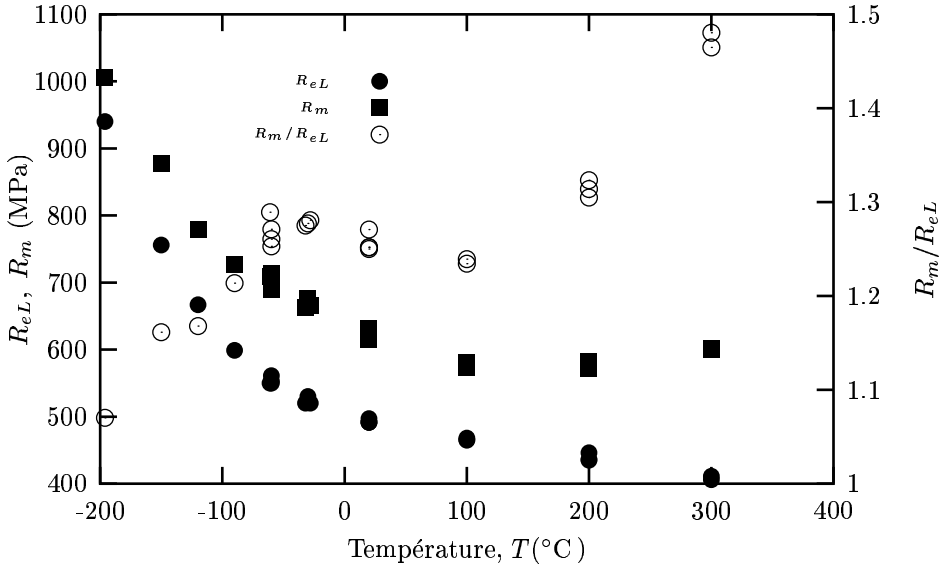


Figure V.2 : Limite basse d'élasticité, R_{eL}, et résistance maximale, R_m, en fonction de la température. Sollicitation en sens travers T. $\bar{\dot{\varepsilon}} \sim 5\ 10^{-4}\text{s}^{-1}$.

V.1.2 Comportement en compression quasi–statique

Des essais de compression quasi–statique ont été réalisés à la température ambiante pour vérifier la symétrie du comportement en traction et compression, au moins pour la limite d'élasticité. On veut ainsi valider l'utilisation des essais de compression dynamique pour étudier la sensibilité de la contrainte d'écoulement à la vitesse de déformation. Les limites d'élasticité obtenues en compression pourront alors être utilisées pour décrire le comportement en traction de notre matériau.

Deux essais ont été effectués avec des pions de compression (voir en annexe, paragraphe A-II.2) avec une vitesse $\bar{\dot{\varepsilon}} = 2.10^{-3}\text{s}^{-1}$. On reporte sur la figure V.3, l'évolution de σ en fonction de ε_p. Sur cette figure, on a également reporté la courbe rationnelle obtenue en traction. On observe tout d'abord qu'il existe également un palier en compression. Sa longueur est différente de celle mesurée en traction, montrant bien qu'il s'agit d'un effet de structure.

T (°C)	R_{eH} (MPa)	R_{eL} (MPa)	R_m (MPa)	A_p (%)	A_g (%)	A (%)	n	k (MPa)
−196	/	940	1006	/	/	/	/	/
−150	774	756	878	1.83	8.53	/	0.2	1586
−120	670	667	779	1.9	11.6	/	0.177	1296
−90	614	599	727	1.7	13	/	0.172	1186
−60	570.7	553.5	702	1.6	11.6	/	0.182	1124
−30	542	523.3	668.6	1.3	11.1	/	0.175	1074
20	518.5	493	619.3	0.92	10.9	40.8	0.155	983
100	468.7	466	578	0.6	9.5	/	0.142	893
200	439.3	439	576.8	0.17	9.9	/	0.15	915
300	408.5	408.5	601.5	0	10.3	/	0.144	933.5

Tableau V.1 : Valeurs moyennes des propriétés mécaniques en traction. Sollicitation sens travers T. $\dot{\bar{\varepsilon}} \sim 5\ 10^{-4}\text{s}^{-1}$. R_{eH} : limite haute d'élasticité, R_{eL} : limite basse d'élasticité, R_m : résistance maximale à la traction, A_p : longueur du plateau de Lüders, A_g : allongement généralisé avec le plateau de Lüders, A : allongement à rupture avec le plateau de Lüders.

La limite d'élasticité moyenne en compression est de 510 MPa (valeur au palier) contre 493 MPa en traction. L'écart entre ces deux valeurs peut être expliqué par la vitesse supérieure lors des essais de compression ($\dot{\bar{\varepsilon}}_{comp} = 2.10^{-3}\text{s}^{-1}$ et $\dot{\bar{\varepsilon}}_{tract} \sim 5.10^{-4}\text{s}^{-1}$). En première approximation et par simplification, on admet l'hypothèse d'un *comportement symétrique* en traction et en compression pour la limite d'élasticité. Cette hypothèse est étendue à tout le domaine de température de l'étude. On note cependant que l'évolution de l'écrouissage semble différente pour les deux types de sollicitation. Le matériau parait s'écrouir plus en compression. Cet effet peut être expliqué par la nature même de l'essai de compression, qui implique du frottement entre le pion et les plateaux de compression. Cet argument ne peut cependant être avancé que pour des déformations importantes lorsqu'on observe un effet "tonneau" sur le pion de compression.

V.1.3 Comportement à vitesses rapides

Pour étudier l'évolution de la contrainte d'écoulement avec la vitesse de déformation, on réalise des essais de compression avec des vitesses de déformations variant de 1 s^{-1} à 3900 s^{-1}. Deux types d'essais sont réalisés : les essais les plus lents (1 s^{-1}) sur une machine servo–hydraulique de compression; les essais les plus rapides (800 s^{-1} et au-delà) à l'aide d'un système de barres de Hopkinson. L'ensemble des essais de compression a été réalisé au CTA (Centre Technique d'Arcueil) [Longère, 1998, Garrigou Torchy, 1998]. Un récapitulatif des essais effectués est donné dans le tableau V.2. L'ensemble des essais et la description de la procédure expérimentale sont reportés en Annexe A-II au paragraphe A-II.2.

V.1.4 Analyse des résultats

Pour les aciers présentant un palier de Piobert–Lüders, il se pose le problème de la définition de la contrainte de premier écoulement, σ_{Y0}. Nous avons adopté une définition identique à

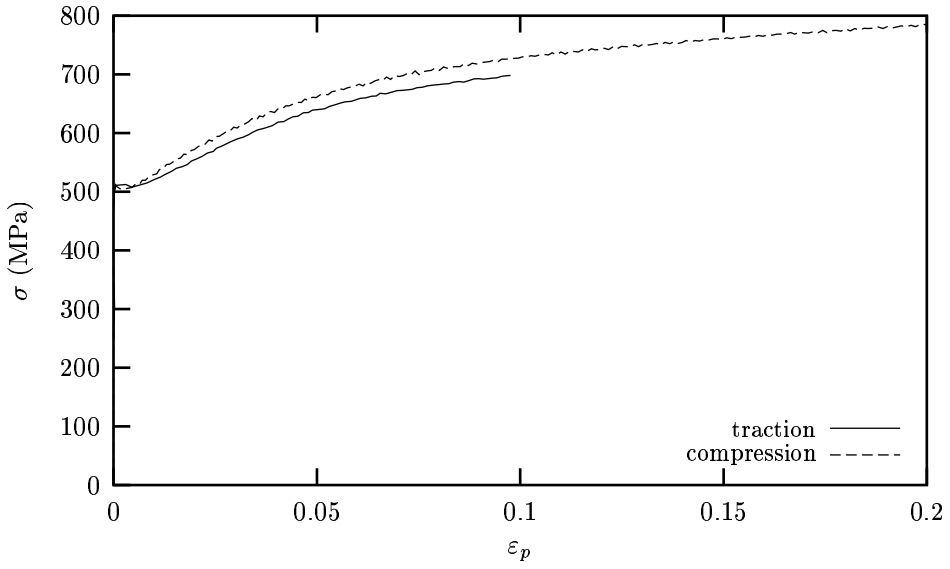


Figure V.3 : Loi de comportement en compression à l'ambiante. Comparaison avec la courbe rationnelle obtenue en traction. Sollicitation en sens travers T.

celle donnée par Rossoll [Rossoll, 1998]. La contrainte σ_{Y0} est déterminée par l'intersection de la tangente aux 2% de déformation homogène après le palier et de la partie linéaire de la montée élastique. De même, la partie de la courbe correspondant au palier est remplacée par la prolongation de la tangente jusqu'au domaine linéaire de la courbe. On définit ainsi une nouvelle courbe *pseudo–expérimentale* pour chaque température (fig. V.4). On notera que cette définition est différente de celle employée lors de l'étude de Tahar [Tahar, 1998], qui définit σ_{Y0} comme étant égale à R_{eL} et qui supprime le palier de traction en définissant la limite d'élasticité à partir de la fin du palier (translation de la courbe). On reporte dans le tableau V.3, les valeurs de σ_{Y0} obtenues pour chaque température avec la méthode adoptée.

L'évolution de $\sigma_{Y0}(\dot{\varepsilon})$ avec la température pour différentes vitesses de déformation est reportée sur la figure V.5 pour l'ensemble de nos essais. Sur cette figure, on a également reporté les valeurs de $\sigma_{Y0}(\dot{\varepsilon})$ obtenues à partir d'essais de traction rapide réalisés sur le même matériau [Tahar, 1998]. Lorsqu'on augmente la vitesse de solllicitation, on retrouve le même type d'évolution de la contrainte $\sigma_{Y0}(\dot{\varepsilon})$ avec la température. L'effet de la vitesse de sollicitation sur $\sigma_{Y0}(\dot{\varepsilon})$ est important. L'effet de la vitesse de sollicitation est d'autant plus important que les essais sont réalisés à basses températures. De plus, on remarque une augmentation rapide de $\sigma_{Y0}(\dot{\varepsilon})$ entre 2400 et 4000s^{-1}, en deça de -30°C. Pour mieux visualiser cet effet, on trace l'évolution de $\sigma_{Y0}(\dot{\varepsilon})$ en fonction de $\dot{\varepsilon}$ pour différentes températures (fig. V.6). Cette augmentation rapide de $\sigma_{Y0}(\dot{\varepsilon})$ à partir d'une certaine vitesse de déformation, correspond à un changement de mécanisme pour la plasticité dans les matériaux de structure cubique centrée [Campbell and Ferguson, 1970]. A grandes vitesses, il se produit une transition entre un mécanisme classique de la plasticité contrôlée par l'activation thermique et un mécanisme dû au trainage des phonons. Cette transition a été observée sur un acier doux [Campbell and Ferguson, 1970] et sur le fer pur [Klopp et al., 1985]. Lorsque la plasticité est contrôlée par le trainage des phonons, on a une relation

T (°C)	$\overline{\dot{\varepsilon}} = 1.6$ (s^{-1})	$\overline{\dot{\varepsilon}} \sim 1200$ (s^{-1})	$\overline{\dot{\varepsilon}} \sim 2400$ (s^{-1})	$\overline{\dot{\varepsilon}} \sim 4000$ (s^{-1})
300	/	3	3	3
200	/	3	3	3
100	/	3	3	3
20	2	3	3	3
−30	/	3	3	3
−60	/	3	3	3
−100	/	3	3	3

Tableau V.2 : Récapitulatif des essais de compression rapides. Sollicitation sens travers T.

Température (°C)	σ_{Y0} (MPa)
300	420
200	428.5
100	445
20	475
−30	500
−60	520
−90	560
−120	633
−150	727
−196	893

Tableau V.3 : Limite de premier écoulement en quasi-statique ($\dot{\varepsilon} = 0.0004\ s^{-1}$) (16MND5, sens T) pour $T \in [-196°C, 300°C]$

linéaire entre la vitesse de déformation et la contrainte d'écoulement, $\dot{\varepsilon} = \alpha(T)(\sigma/\mu)$ avec $\alpha(T)$ fonction décroissante de la température [Frost and Ashby, 1982].

Le comportement de l'acier 16MND5 a été étudié sur une large gamme de température et de vitesse de déformation à l'aide d'essais de traction et de compression. Les essais de traction quasi–statique ont mis en évidence la présence d'un palier de Lüders, qui nous a amené à définir une nouvelle contrainte de premier écoulement, σ_{Y0}. A partir de ces essais, l'évolution de σ_{Y0} avec la température a été déterminée. D'autre part, le matériau étudié a montré une sensibilité au vieillissement dynamique à partir de 300°C. Après avoir vérifié que la limite de premier écoulement, σ_{Y0}, de notre matériau pouvait être considérée comme symétrique en première approximation, la variation de σ_{Y0} avec la vitesse de déformation a été étudiée à l'aide d'essais de compression dynamique. Ces essais ont mis en évidence, un seuil de vitesse de déformation à partir duquel la variation de la contrainte σ_{Y0} avec la vitesse de déformation

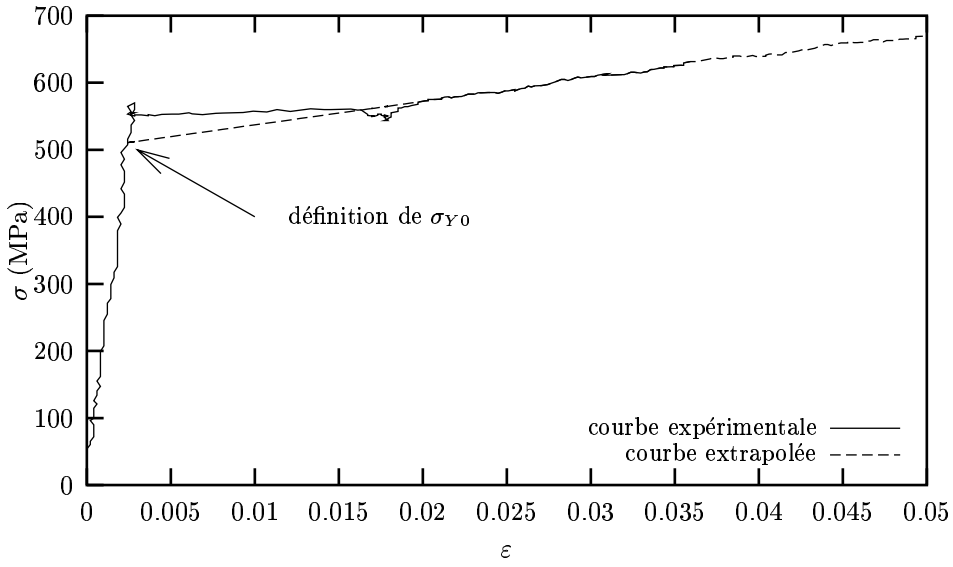


Figure V.4 : Définition de la contrainte de premier écoulement σ_{Y0} suivant [Rossoll, 1998]. $T = -60°\mathrm{C}$.

s'accélère. Ce seuil est situé autour de 2000 à 3000 s^{-1} et dépend de la température. Ce changement de la sensibilité de σ_{Y0} est interprété comme une transition dans les mécanimes qui contrôlent la plasticité.

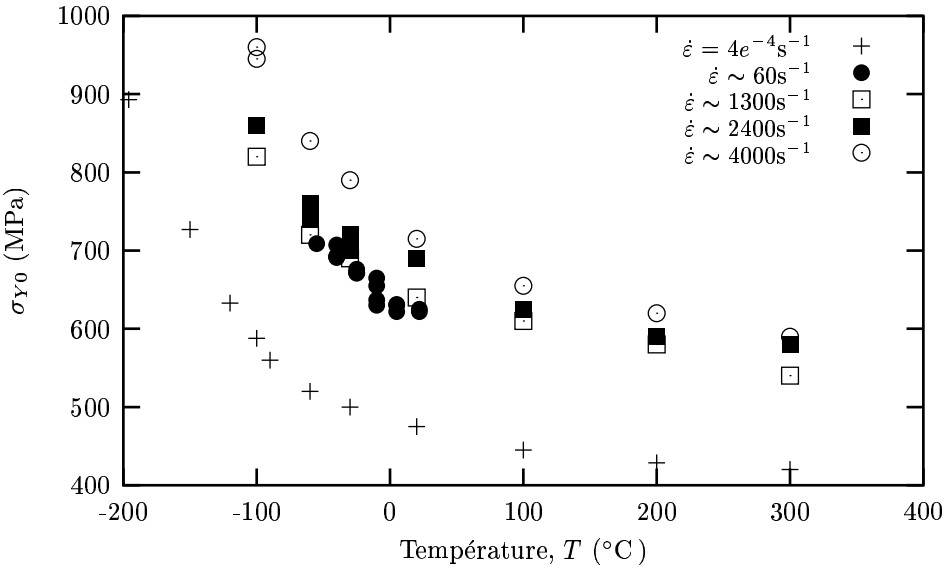


Figure V.5 : Evolution de la limite de premier écoulement en fonction de la température pour différentes vitesses de déformation. Sollicitation sens T.

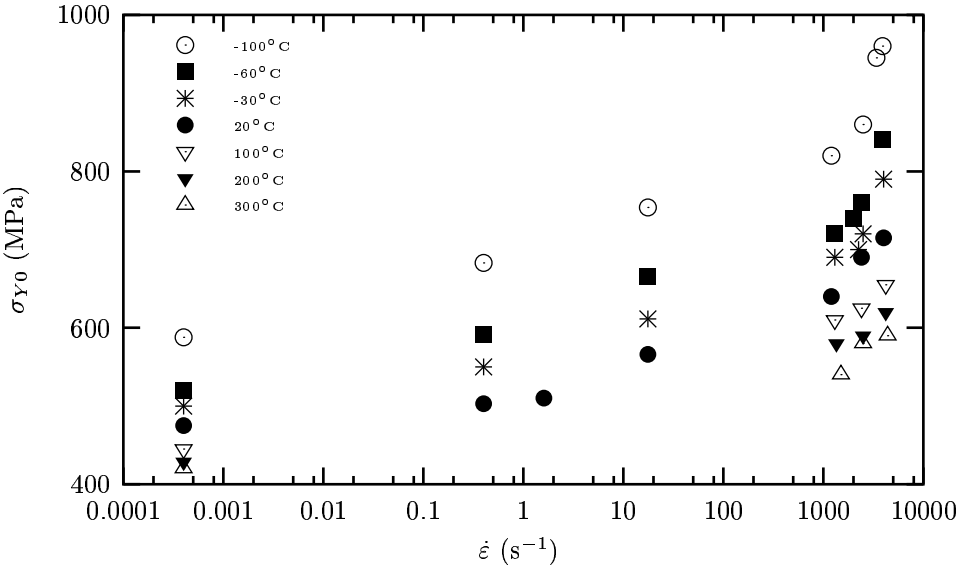


Figure V.6 : Evolution de la limite de premier écoulement en fonction de la vitesse de déformation pour différentes températures. Sollicitation sens T.

V.2 Comportement à rupture

Les éprouvettes axisymétriques entaillées (AE) sont utilisées dans l'approche locale de la rupture pour d'une part, étudier les différents mécanismes entrant en jeu dans la rupture, et d'autre part pour déterminer les paramètres des modèles d'endommagement [Beremin, 1981, Beremin, 1983]. La géométrie des éprouvettes AE est particulièrement commode pour les calculs numériques en raison de sa symétrie de révolution [Beremin, 1980a]. On ne maille alors qu'un quart d'éprouvette avec des éléments axisymétriques. Quatre géométries d'éprouvettes axisymétriques entaillées sont utilisées. Les trois premières (fig. V.7), notées AE_R, sont homothétiques des éprouvettes AE classiques AE_2, AE_4, AE_{10} employées pour l'approche locale de la rupture (voir e.g. [Beremin, 1981]). La dernière géométrie, notée AE_V, possède une géométrie d'entaille identique à celle de l'éprouvette de résilience KCV ($r = 0.25$mm) et est assez proche de la géométrie $AE_{0.2}$ utilisé par Mudry [Mudry, 1982]. Ces géométries, avec différents rayons d'entaille, permettent de faire varier l'état de triaxialité au sein de l'éprouvette. Nous ne présentons ici que les essais réalisés sur AE_R, qui vont permettre d'identifier les paramètres des modèles de rupture. Les résultats obtenus sur éprouvettes AE_V et de ténacité (CT30), qui serviront à valider les modèles utilisés, sont reportés en annexe A-II.

V.2.1 Procédure expérimentale

Le prélèvement des éprouvettes est donné en annexe A-II au paragraphe A-II.3. Le sens de sollicitation est le sens travers (T). Deux types d'essais ont été effectués. Les premiers (géométries AE_R et AE_V) sont réalisés dans le domaine de température [$-196°C \leq T \leq 20°C$]. Leur finalité est d'une part, de balayer le domaine de la transition ductile–fragile sur ce type d'éprouvette, afin d'étudier les mécanismes entrant en jeu, et d'autre part, de compléter la base expérimentale d'essais à basses températures établie par Tahar [Tahar, 1998] pour déterminer les paramètres du modèle de Beremin [Beremin, 1983], permettant de décrire la rupture fragile par clivage. Ces essais sont menés jusqu'à rupture en contrôle de déplacement vérin.
Le deuxième type d'essais (géométrie AE_R) vise à étudier le mécanisme d'endommagement ductile sur notre acier. Ces essais sont menés à la température ambiante. Ils sont contrôlés en déformation et sont interrompus avant rupture. Ce type d'essai est particulièrement adapté pour l'étude de l'amorçage et de la propagation ductile [Benzerga, 2000]. Lors de ces essais, la charge que transmet le vérin est asservie par la contraction diamétrale de l'éprouvette dans sa section minimale. La vitesse de déformation recherchée dans la zone utile est de l'ordre de $\dot{\bar{\varepsilon}} \sim 10^{-3}\text{s}^{-1}$.

a) Essais à rupture

Les essais sont réalisés sur une machine servohydraulique INSTRON équipée d'une cellule de charge 250 kN. Pour la géométrie AE_R, la mesure continue de la contraction diamétrale est acquise à l'aide d'un capteur diamétral à lames conçu à partir d'une extensométrie MTS. Des études sur des nuances très proches de notre matériau n'ayant pas montré d'anisotropie de comportement [Geney, 1998], le diamètre mesuré est orienté à 45° par rapport aux directions L et TC et sera noté $\Delta\Phi_{LTC}$. Pour chaque essai, on détermine la contrainte moyenne à

rupture, $\overline{\sigma}_r$ et la déformation moyenne à rupture, $\overline{\varepsilon}_r$ en utilisant les expressions V.1 et V.2.

$$\overline{\varepsilon}_r = 2\ln\left(\frac{\Phi_0}{\Phi_r}\right) \tag{V.1}$$

avec $\begin{cases} \Phi_0 & \text{diamètre initial du fût de l'éprouvette (mm)} \\ \Phi_r & \text{diamètre à rupture dans la section minimale de l'éprouvette (mm)} \end{cases}$

$$\overline{\sigma_r} = \frac{4 \times F_r}{\pi(\Phi_0 - \Delta\Phi_r)^2} \tag{V.2}$$

b) Essais en contrôle de déformation

Les essais en contrôle de déformation sont, quant à eux, réalisés sur deux machines servohydrauliques MTS de capacité 100 kN et 250 kN. Pour ces essais, la direction suivant laquelle la contraction est mesurée sera notée $\Delta\Phi_i$ avec $(i = L,\ TC, LTC)$.

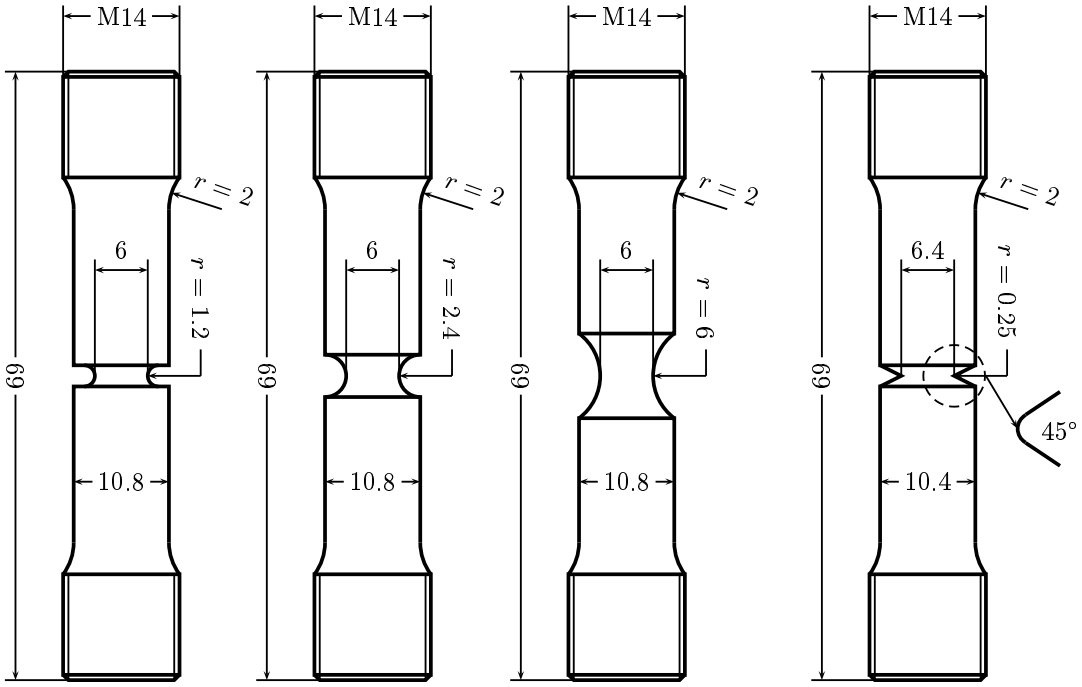


Figure V.7 : Géométrie des éprouvettes axisymétriques entaillées. De gauche à droite : $AE_{1.2}$, $AE_{2.4}$, AE_6, AE_V.

V.2.2 Définitions

On reporte sur la figure V.8 une courbe de chargement typique d'un essai de traction d'une éprouvette axisymétrique entaillée, AE_R. On ne peut obtenir cette courbe dans son

intégralité que lors d'un essai contrôlé en déformation. On a reporté sur cette courbe, les notations qui seront employées pour dépouiller les essais. La phase jusqu'au point C correspond à l'élasticité et à la propagation de la plasticité dans l'entaille. L'état de contrainte et de déformation jusqu'à ce stade peut être décrit convenablement par la théorie des lignes de glissement [Bridgman, 1952] ou plus finement par simulation numérique [Beremin, 1980a]. Au delà du point C, l'endommagement par cavitation va croître plus rapidement. Cependant, l'endommagement reste diffus et influe peu sur la réponse macroscopique. Au point D, une fissure macroscopique est amorcée. L'amorçage a généralement lieu au centre de l'éprouvette. On repérera cet événement par l'indice (c). On notera $P^{(c)}$ et $\Delta\Phi^{(c)}$ la charge et la contraction diamétrale au moment de la coalescence macroscopique. Pendant la propagation de la fissure, on relève la pente $(\delta P/\delta\Delta\Phi)^{(c+)}$ dans la partie linéaire entre les points D et E. Au point E, on a formation des lèvres de cisaillement. Cette étape correspond au stade final de la propagation de la fissure lorsque celle–ci approche des bords libres de l'éprouvette.

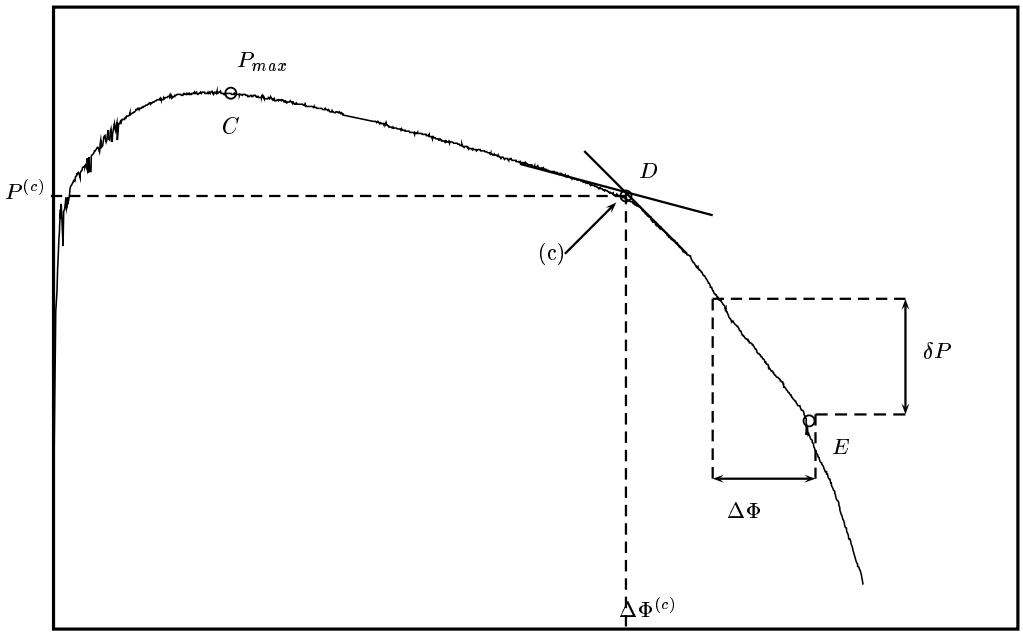


Figure V.8 : Courbe charge–contraction diamétrale représentatice d'un essai de traction sur éprouvette entaillée réalisé en contrôle de déformation. Notations utilisées.

V.2.3 Résultats des essais menés à rupture

L'évolution de $\overline{\sigma}_r$ et $\overline{\varepsilon}_r$ en fonction de la température et pour chaque géométrie est reportée sur les figures V.9, V.10, V.11. Les résultats pour la géométrie AE_V sont reportés en annexe A-II. L'ensemble des valeurs numériques est donné dans les tableaux A-II.7 et A-II.8.

a) Géométrie $AE_{1.2}$

A $-196°C$, la rupture se produit entièrement par clivage pour une charge située dans la montée élastique. A $-150°C$, toutes les ruptures ont lieu pour une charge ayant dépassé la charge maximale (sauf une : point bas). Le faciès de rupture présente une surface avec essentiellement du clivage ($-150°C$), avec néanmoins des cavités isolées. Lorsque la température augmente, l'endommagement ductile devient de plus en plus important, et se présente sous forme d'ilôts. Ces ilôts, généralement présents à proximité du centre de l'éprouvette, évoluent de quelques cavités ductiles regroupées, vers des zones endommagées de taille importante (fig. V.9) avec plusieurs populations de cavités caractéristiques des mécanismes de croissance et de coalescence ($-60°C$). Malgré l'importance de la taille de ces zones d'endommagement, les courbes $P - \Delta\Phi$ ne présentent pas de chute brutale de la charge (point D fig. V.8) à $-60°C$. A $-30°C$, la zone d'endommagement ductile située au centre de l'éprouvette évolue vers une forme plus circulaire. Pour cette température, il apparaît une chute brutale de la charge sur les courbes $P - \Delta\Phi$. A $20°C$, la rupture est entièrement ductile avec un faciès de rupture de type cône–cratère. La rupture finale a lieu par la formation de lèvres de cisaillement caractéristiques.
La déformation moyenne à rupture, $\overline{\varepsilon}_r$, est quasi–constante entre $-120°C$ et $-30°C$. On note cependant que lorsqu'une fissure ductile macroscopique (caractérisée par une chute brutale de la pente sur la courbe $P-\Delta\Phi$) s'est formée, la déformation moyenne caractérisant cet amorçage diminue avec l'augmentation de la température.

b) Géométrie $AE_{2.4}$

L'évolution de l'endommagement avec la température pour cette géométrie est de même nature que celle décrite pour la géométrie $AE_{1.2}$ (fig. V.10). On note, à partir de $-60°C$, l'apparition d'un nouveau type de faciès qualifié de *clivage en fraise*. Ce faciès se caractérise par un endommagement ductile au centre de l'éprouvette, suivi par une rupture avec des macro–fissures en étoiles (faciès à $-60°C$ fig. V.11. Ce type de rupture a déjà été observé sur l'acier 16MND5 [Mudry, 1982, Borit et al., 1994]. Son apparition n'a pas d'incidence particulière sur la courbe $P - \Delta\Phi$. La rupture entièrement ductile a lieu dès $-30°C$. On note également une diminution de la déformation moyenne $\overline{\varepsilon}_r^{(c)}$ avec la température.

c) Géométrie AE_6

Pour cette géométrie (fig. V.11), seuls les essais à $-196°C$, montrent une rupture par clivage avec des cavités isolées. Dès $-110°C$, on a apparition du *clivage en fraise*. La rupture entièrement ductile apparaît pour $-30°C$. La déformation moyenne à rupture est constante entre $-90°C$ et $-30°C$ et diminue à la température ambiante. La présence d'une chute brutale de la pente sur la courbe $P - \Delta\Phi$ a lieu dès $-110°C$.

V.2.4 Résultats des essais en contrôle de déformation

L'ensemble des essais en contrôle de déformation a été réalisé à la température ambiante pour laquelle la rupture est entièrement ductile. Des exemples typiques de courbes normalisées $P/S_0 - \Delta\Phi/\Phi_0$ pour les trois géométries d'entaille sont reportés sur la figure V.12. L'ensemble des courbes obtenues sont reportées en annexe sur la figure A-II.10. L'ensemble

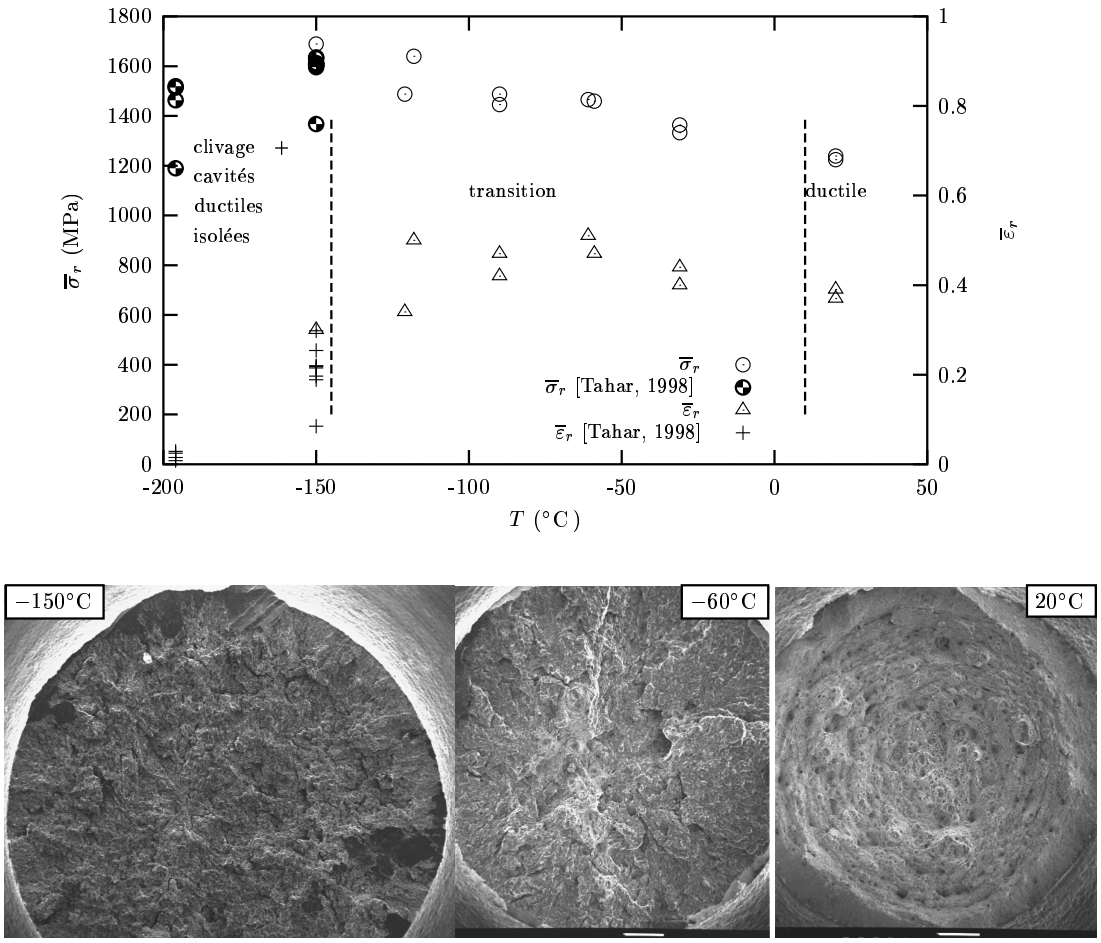


Figure V.9 : Déformations et contraintes à rupture moyennes en fonction de la température pour la géométrie $AE_{1.2}$. Evolution du faciès de rupture avec la température.

des résultats numériques figure dans le tableau A-II.9.

L'évolution de la déformation moyenne de coalescence en fonction de la géométrie d'entaille est montrée sur la figure V.13 où on note que $\overline{\varepsilon}^{(c)}$ décroît avec la sévérité de l'entaille. Ceci dénote l'effet bien connu de la triaxialité des contraintes en rupture ductile [Beremin, 1980b]. Pour les géométries $AE_{1.2}$ et $AE_{2.4}$, la mesure de la contraction diamétrale de coalescence suivant L, $\Delta\Phi_L^{(c)}$ n'a pas montré d'écart par rapport à la mesure de $\Delta\Phi_{LTC}^{(c)}$ (symboles pleins), ce qui traduit une absence d'anisotropie au début de la coalescence pour notre matériau. Pour la géométrie AE_6, la contraction diamétrale de coalescence a été mesurée avec un angle d'environ 20° par rapport à L. A nouveau, la valeur obtenue est voisine des valeurs $\Delta\Phi_{LTC}^{(c)}$. On note une dispersion plus importante des déformations moyennes de coalescence pour la géométrie AE_6 avec un écart type de 0.06 en comparaison de 0.03 pour les deux autres géométries.
Une étude qualitative de l'effet de la triaxialité sur la propagation de la macro–fissure ductile est obtenue par la mesure de la pente $\frac{\delta P}{\delta(\Delta\Phi)}^{(c+)}$. Si on exclut 3 points hauts pour la géométrie AE_6, la tendance montre une diminution de cette pente lorsque la triaxialité diminue. Les

valeurs élevées de la pente pour 2 essais (G60 et 105) sur la géométrie AE_6 sont expliquées par un positionnement de l'extensomètre en dehors de la section minimale. Cet effet est visualisé sur la figure V.14 où l'on a interrompu l'essai après le début de la propagation pour repositionner l'extensomètre dans la section minimale de l'éprouvette (indiquée par une flèche). La pente passe alors de 33400 N/mm à 20000 N/mm lorsque le capteur est remis en place.
On remarque sur la figure V.13, que les pentes correspondantes à une mesure suivant L ($\theta = 0$) sont des points hauts de la dispersion expérimentale. Ces points hauts peuvent être liés à une anisotropie d'endommagement lors de la propagation de la fissure. Pour vérifier ce point, un essai a été interrompu lors de la phase de propagation et l'extensomètre a été repositionné avec une rotation de $\pi/2$. La mesure initiale est $\Delta\Phi_L$. On obtient une variation positive de diamètre de 0.2 mm soit une variation de 5% par rapport au diamètre actuel. Ce résultat montre une contraction diamétrale un peu plus rapide suivant la direction L; cependant l'écart est faible.

Pour vérifier l'isotropie d'endommagement, certaines éprouvettes, où l'on a amorcé et propagé une fissure à la température ambiante, ont été rompues à la température de l'azote liquide. On reporte sur la figure V.15 pour les trois géométries, la courbe normalisée $P/S_0 - \Delta\Phi/\Phi_0$ et le faciès de rupture correspondant. Pour les trois géométries, la zone correspondant à un endommagement ductile par mécanisme de croissance et de coalescence à une forme circulaire qui confirme l'isotropie de l'endommagement. D'autres faciès ont été observés et confirment cette forme circulaire pour la zone d'endommagement ductile (voir en annexe, fig. A-II.11).
Le faciès de rupture de l'essai sur géométrie AE_6, dont la pente $\frac{\delta P}{\delta(\Delta\Phi)}^{(c+)}$ a montré une valeur élevée (fig. V.13), est reporté sur la figure V.16. La zone d'endommagement ductile présente une forme légèrement ovalisée et décentrée par rapport au faciès de rupture, ce qui peut expliquer le résultat obtenu.
Il faut cependant se méfier de l'interprétation de la pente de la courbe $P/S_0 - \Delta\Phi/\Phi_0$ pendant la phase de propagation de la macro–fissure [Benzerga, 2000]. La variation de la contraction diamétrale, qui est une grandeur directement mesurable, ne constitue qu'une indication sur la variation de la propagation de la fissure au sein de l'éprouvette. L'examen des faciès de rupture nous montre une propagation isotrope de la fissure, on considérera donc l'endommagement ductile macroscopique lors de la propagation comme isotrope, du moins lorsque le mécanisme impliqué est de type croissance et coalescence (avant la formation des lèvres de cisaillement).

Des essais sur éprouvettes axisymétriques entaillées ont été réalisés sur une large plage de température afin d'obtenir les trois domaines de rupture : rupture par clivage, rupture ductile–fragile et rupture ductile. Les essais menés à rupture ont permis, de compléter la base expérimentale à basses températures, de fournir des données pour l'étude des mécanismes de rupture dans la transition ductile–fragile sur ce type de géométrie, et de déterminer l'infuence de la triaxialité sur les valeurs moyennes de la contrainte et de la déformation à rupture. L'isotropie de l'endommagement ductile a été confirmée à partir des essais contrôlés en déformation. Les résultats obtenus montrent une influence de la

triaxialité sur la pente de la courbe $P - \Delta\Phi$ pendant la phase de propagation. La base expérimentale obtenue à partir de ce type d'essai, permettra de caler les paramètres des modèles d'endommagement, non seulement à l'amorçage de la fissure ductile mais également pendant sa propagation.

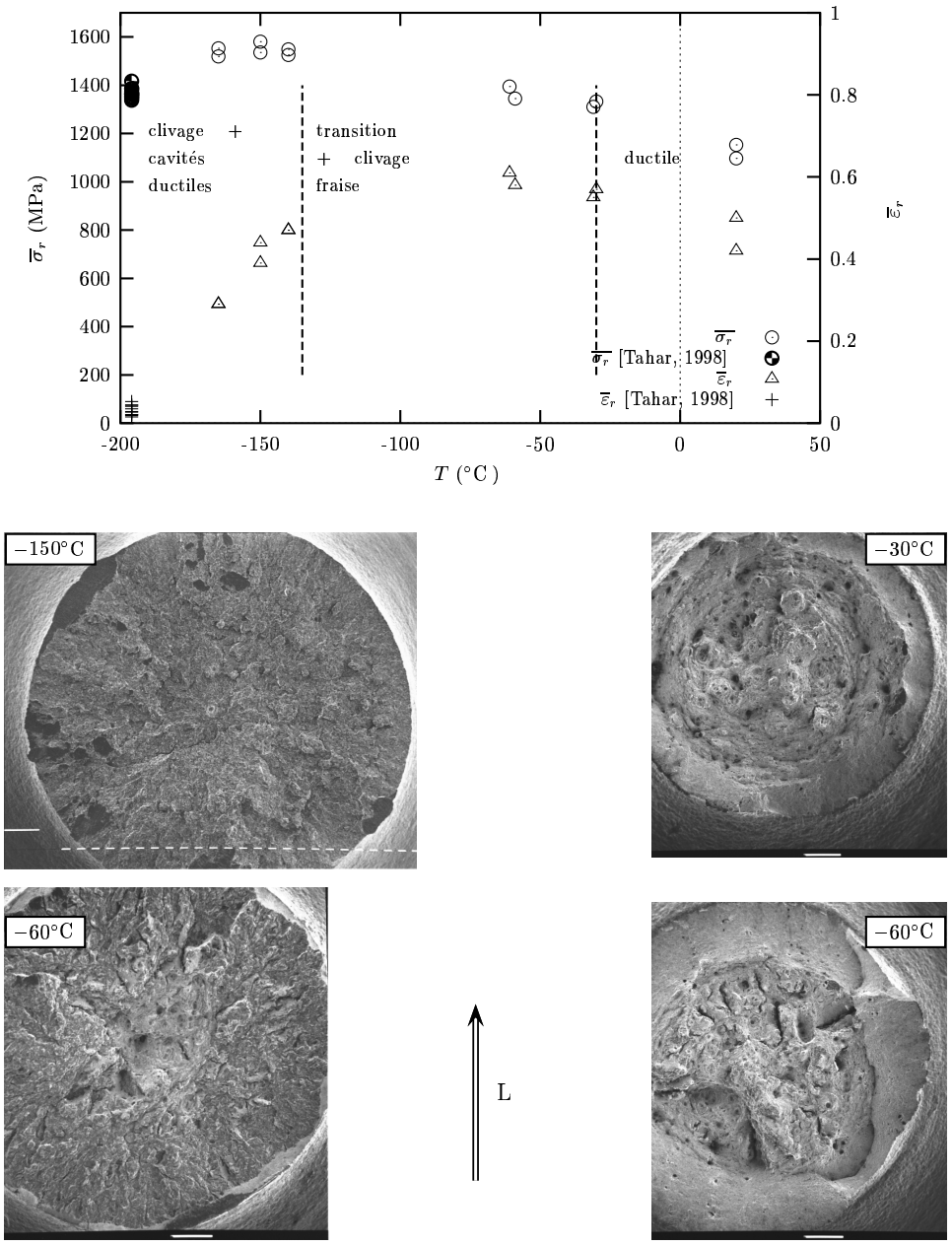


Figure V.10 : Déformations et contraintes à rupture moyennes en fonction de la température pour la géométrie $AE_{2.4}$. Evolution du faciès de rupture avec la température.

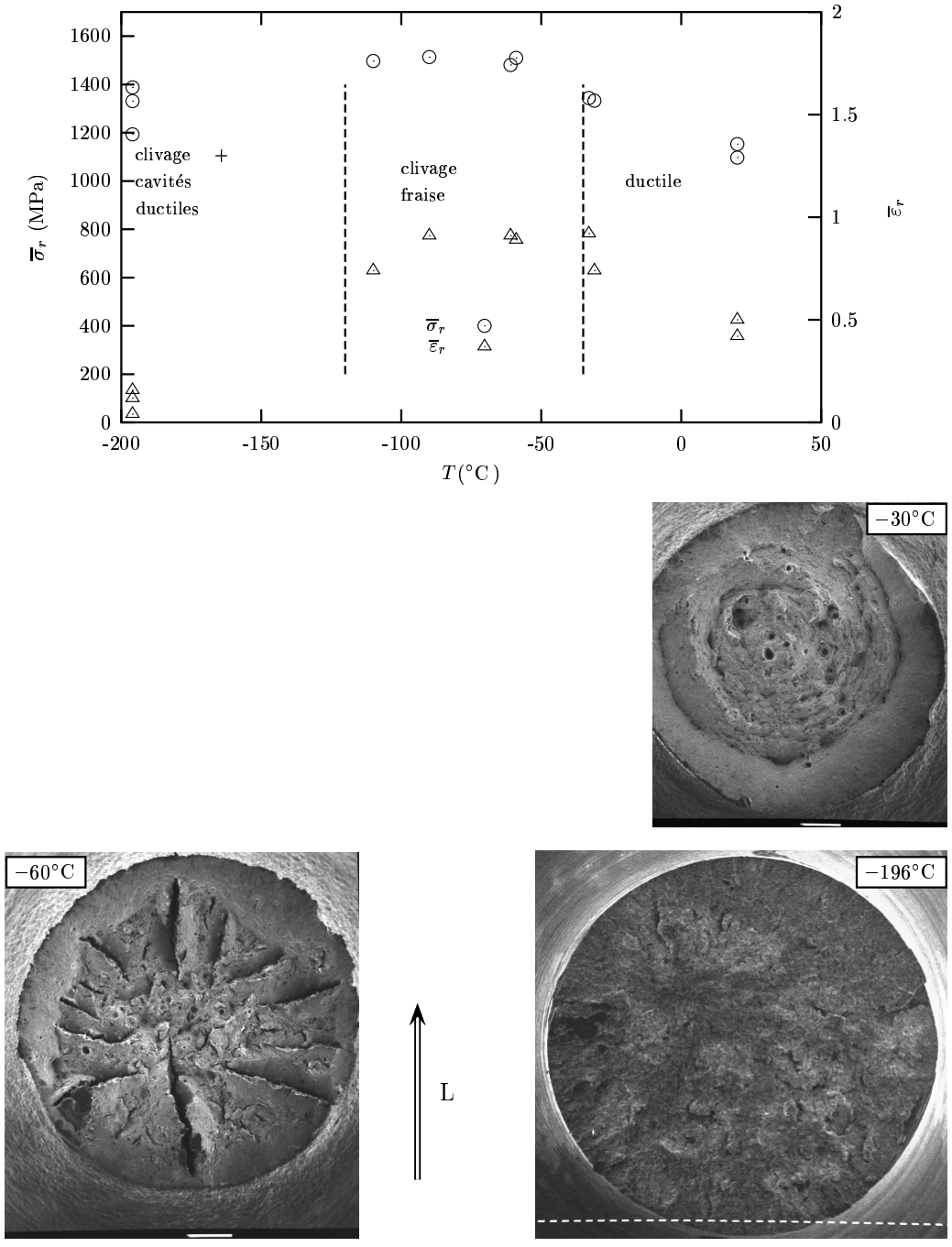


Figure V.11 : Déformations et contraintes à rupture moyennes en fonction de la température pour la géométrie AE_6. Evolution du faciès de rupture avec la température.

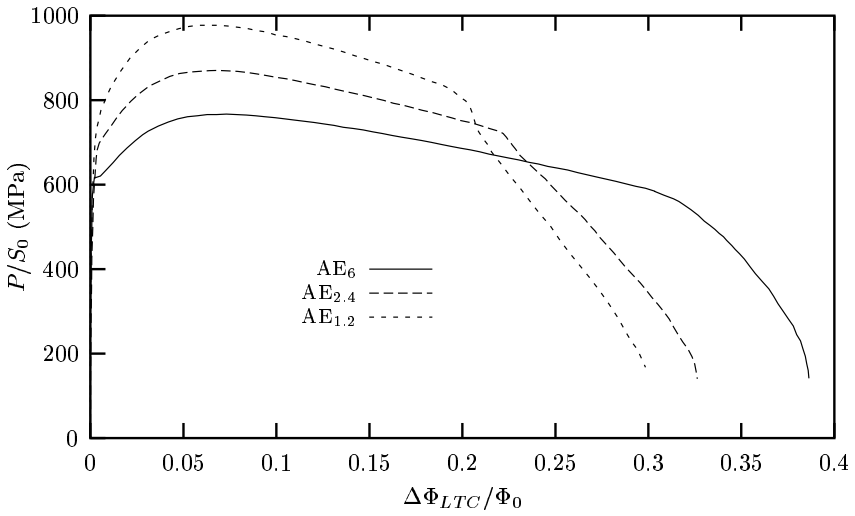


Figure V.12 : Essais sur éprouvettes axisymétriques contrôlés en déformation. Courbes normalisées typiques Charge–contraction diamétrale. Sollicitation sens T

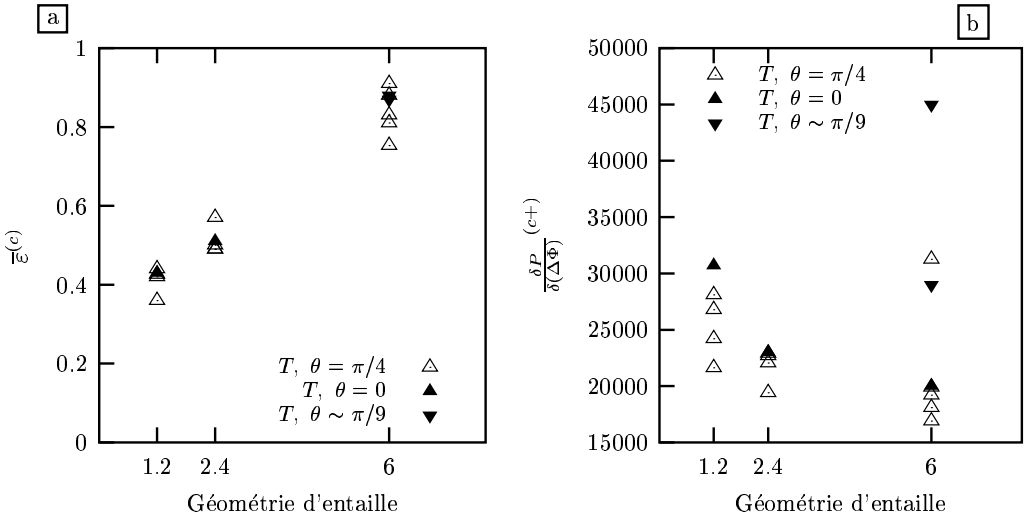


Figure V.13 : (a) Déformations moyennes à coalescence, $\overline{\varepsilon}^{(c)}$ et (b) pentes lors de la propagation , $\frac{\delta P}{\delta(\Delta\Phi)}^{(c+)}$ en fonction de la géométrie d'entaille. Eprouvettes axisymétriques entaillées, température ambiante, sollicitation sens T. θ : angle entre la direction de mesure de la contraction diamétrale et la direction L.

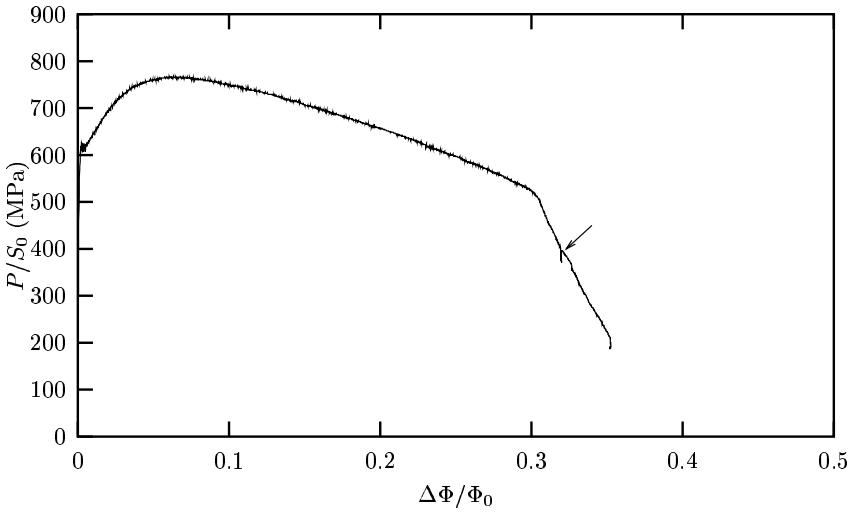


Figure V.14 : Effet d'un positionnement du capteur diamétral hors de la section minimale sur la pente enregistrée. Le repositionnement du capteur est indiqué par une flèche. (Essai 104)

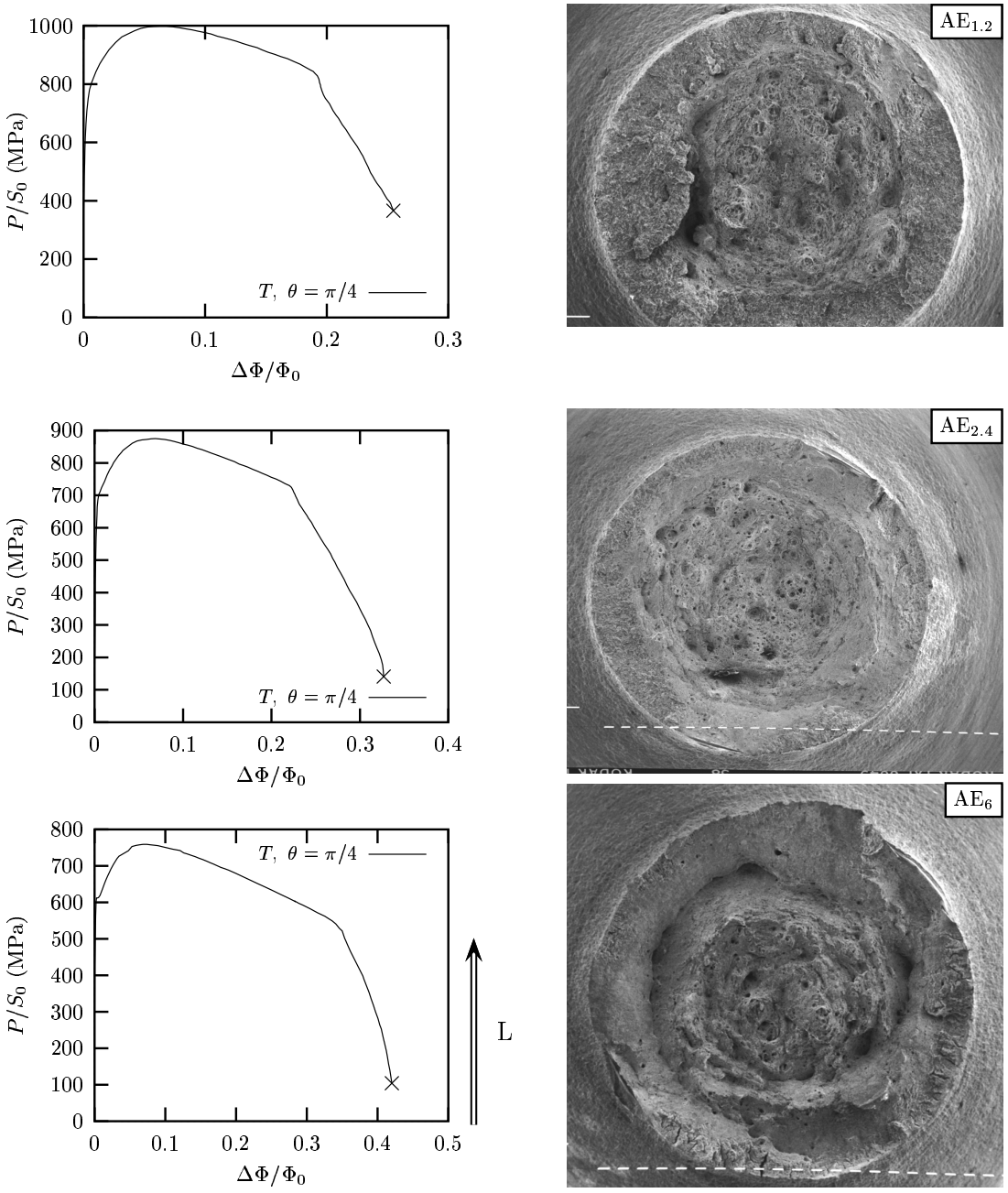


Figure V.15 : Visualisation de l'isotropie de l'endommagement ductile sur les éprouvettes axisymétriques entaillées contrôlées en déformation. Essais réalisés à 20°C et interrompus avant rupture puis rompus à la température de l'azote liquide. L'arrêt de l'essai est indiqué par une croix. (De haut en bas, essais I56, I51, I60)

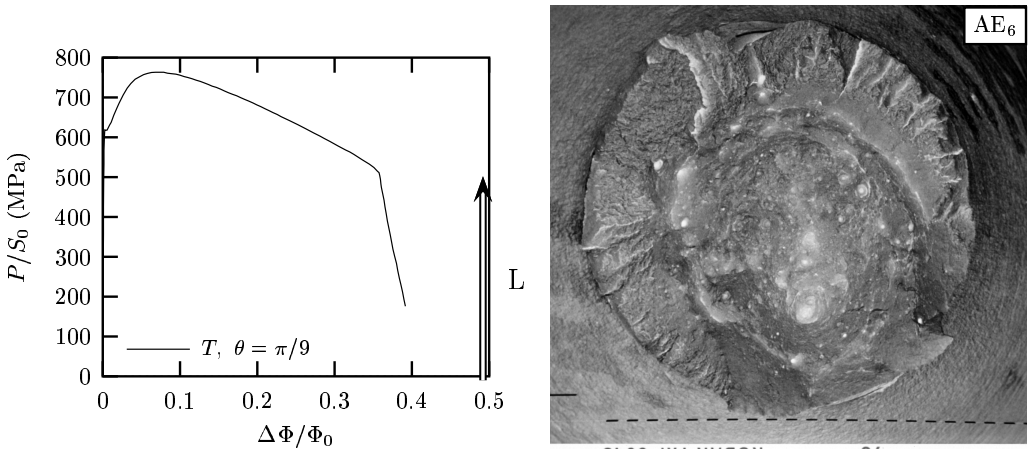


Figure V.16 : Faciès de rupture de l'essai 103. Géométrie AE_6. Point haut sur la figure V.13b.

V.3 Conclusions

Cette partie de l'étude a été consacrée à la réalisation des essais mécaniques permettant de caractériser le comportement et la rupture de l'acier 16MND5. Cette étape est fondamentale dans le développement d'une approche locale. Afin de pouvoir décrire correctement les champs mécaniques locaux en avant de l'entaille d'une éprouvette Charpy, des essais caractérisant le comportement de l'acier 16MND5 sur une large gamme de température et de vitesses de déformation ont été réalisés. Les essais de compression dynamique ont notamment mis en évidence une transition de comportement à partir d'une vitesse de déformation proche de 2000 à 3000s^{-1}. Cette transition est caractérisée par une sensibilité plus importante de la contrainte d'écoulement à la vitesse de déformation.
Des essais sur éprouvettes axisymétriques entaillées ont également été réalisés. A partir de cette géométrie, et en ayant recours à trois rayons d'entaille différents, il est possible d'explorer une gamme étendue de taux de triaxialité et d'étudier la sensibilité des valeurs moyennes à rupture (contrainte, déformation) par rapport à cette grandeur. Ces essais permettront de déterminer les paramètres des modèles d'endommagement ductile et de rupture fragile. Notamment, les essais sur éprouvettes AE contrôlés en déformation vont permettre de déterminer les paramètres des modèles d'endommagement ductile, non seulement à l'amorçage mais aussi pendant la propagation de la déchirure ductile.
Des éprouvettes axisymétriques AE$_V$ et de ténacité (CT30) ont également été testées. Ces dernières serviront comme validation des modèles utilisés lors du passage résilience–ténacité.

Bibliographie

Amar-Haioun, E. (1985). *Application de l'approche locale de la rupture à l'étude de la transition ductile–fragile dans l'acier 16MND5.* PhD thesis, Ecole des Mines de Paris.

Benzerga, A. (2000). *Rupture ductile des tôles anisotropes. Simulation de la propagation longitudinale dans un tube pressurisé.* PhD thesis, Ecole des Mines de Paris.

Beremin, F. (1980a). Calculs élastoplastiques par la méthode des éléments finis d'éprouvettes axisymétriques entaillées circulairement. *Journal de mécanique appliquée*, 4(3):307–325.

Beremin, F. (1980b). Influence de la triaxialité des contraintes sur la rupture par déchirement ductile et la rupture fragile par clivage d'un acier doux. *Journal de mécanique appliquée*, 4(3):327–342.

Beremin, F. (1981). Cavity formation from inclusions in ductile fracture of A508 steel. *Met. Trans.*, 12A:723–731.

Beremin, F. (1983). A local criterion for cleavage fracture of a nuclear pressure vessel steel. *Met. Trans.*, 14A:2277–2287.

Borit, F., Piques, R., and Pineau, A. (1994). Rupture fragile en mode mixte (intergranulaire et clivage) de l'acier des cuves à réacteurs à eau sous pression. Technical report, Rapport final. Convention DSIN-ARMINES 91/2/43/0005, ENSMP, Evry.

Bridgman, J. (1952). *Studies in large plastic flow and fracture.* McGraw–Hill,New–York.

Campbell, J. and Ferguson, W. (1970). The temperature and strain–rate dependence of the shear strength of mild steel. *Phil. Mag.*, 21:63–82.

Frost, H. and Ashby, M. (1982). *Deformation–mechanism maps. The plasticity and creep of metals and ceramics.* Pergamon Press.

Garrigou Torchy, A. (1998). Essais et modélisation dans le cadre de l'étude du passage résilience–ténacité d'un acier 16MND5 dans la zone de transition ductile-fragile. Technical report, Rapport de DEA, ENSMP, Evry.

Geney, C. (1998). *Etude expérimentale et modélisation par approche locale de la rupture ductile de trois aciers inoxydables austénitiques et d'un acier 16MND5.* PhD thesis, Université des Sciences et technologies de Lille.

Grumbach, M. *Propriétés d'emploi des aciers. L'essai de traction.* IRSID OTUA.

Henry, M., Marandet, B., Mudry, F., and Pineau, A. (1985). Effets de la température et de la vitesse de chargement sur la ténacité à rupture d'un acier faiblement allié. Interprétation par des critères locaux. *Journal de mécanique théorique et appliquée*, 2(6):741–768.

Jaoul, B. (1965). *Etude de la plasticité et application aux métaux.* Dunod Paris.

Klopp, R., Clifton, R., and Shawki, T. (1985). Pressure–shear impact and the dynamic viscoplasticity response of metals. *Mechanics of Materials*, 4:375–385.

Longère, P. (1998). Caractérisation mécanique de l'acier 16MND5. Technical report, Procès verbal CTA 15/98.

Mudry, F. (1982). *Etude de la rupture ductile et de la rupture par clivage d'aciers faiblement alliés.* PhD thesis, Doctorat d'état, Université de Technologie de Compiègne.

Renevey, S. (1997). *Approches globale et locale de la rupture dans le domaine de la transition fragile–ductile d'un acier faiblement allié.* PhD thesis, Université Paris XI Orsay.

Rossoll, A. (1998). *Détermination de la ténacité d'un acier faiblement allié à partir de l'essai Charpy instrumenté.* PhD thesis, Ecole Centrale Paris.

Tahar, M. (1998). *Applications de l'approche locale de la rupture fragile à l'acier 16MND5 : Corrélation résilience–ténacité, Probabilité de rupture bimodale (clivage et intergranulaire).* PhD thesis, École des Mines de Paris.

Chapitre -VI-

Etude des mécanismes de rupture

Sommaire

VI.1 Etude de la déchirure ductile sur éprouvette de résilience . . . 169

VI.1.1 Procédure expérimentale 169

VI.1.2 Résultats 170

VI.2 Déclenchement du clivage 180

VI.2.1 Entité microstructurale contrôlant le clivage à basses températures 180

VI.2.2 Nature des sites déclenchant le clivage dans la transition ductile–fragile 187

VI.2.3 Discussion 204

VI.3 Conclusions 212

Bibliographie 214

Dans le domaine de la transition ductile–fragile, le déclenchement du clivage est précédé par une quantité plus ou moins importante de déchirure ductile. La première partie de ce chapitre est donc consacrée à la description à une échelle macroscopique de l'amorçage et de la propagation ductile sur les éprouvettes Charpy. Pour ce faire, les essais de résilience interrompus sont particulièrement appropriés car ils permettent d'accéder à l'évolution de l'endommagement ductile en fonction de l'énergie fournie à l'éprouvette. Le domaine de la transition ductile–fragile est ensuite abordé. Après l'étude des éléments de la microstructure qui contrôlent le clivage à basses températures, la nature et la position des sites d'amorçage du clivage sont étudiées à partir des faciès de rupture des éprouvettes Charpy sollicitées à différentes vitesses et des faciès de rupture d'éprouvettes axisymétriques entaillées sollicitées en quasi–statique.

VI.1 Etude de la déchirure ductile sur éprouvette de résilience

Nous avons établi, au chapitre IV, l'évolution de l'avancée ductile en fonction de l'énergie et de la température d'essai. Il a été montré qu'à partir d'une énergie seuil, l'avancée ductile montre une sensibilité à la vitesse de sollicitation. On cherche dans cette partie à étudier comment la déchirure ductile s'amorce sur une éprouvette Charpy ainsi que la forme du front ductile pendant la propagation. Ces deux points serviront également pour valider les résultats issus de la simulation.
L'étude de la déchirure ductile est réalisée à partir des essais dynamiques interrompus effectués à $T = -60°\mathrm{C}$ et $T = 20°\mathrm{C}$. D'un point de vue macroscopique, on utilise la courbe charge–déflexion pour caractériser les phases d'amorçage et de propagation de la déchirure ductile. Il est généralement admis que l'amorçage de la déchirure est associé à l'instant où la charge atteint la valeur maximale, P_m. Chaque phase est alors caractérisée par l'énergie qui lui est associée. Les courbes $P-\delta$ des essais interrompus réalisés avec trois énergies initiales d'impact : 32 J (Joules), 56 J et 85 J montrent que la charge maximale est atteinte pour une énergie proche de 56 J et donc que l'amorçage de la déchirure ductile doit avoir lieu pour cette énergie. Le critère d'amorçage de la déchirure ductile pour $P = P_m$ sera donc validé si les éprouvettes ayant reçu une énergie de 32 J ne présentent pas d'endommagement ductile.

VI.1.1 Procédure expérimentale

Après avoir été testées, les éprouvettes sont observées de façon à analyser la formation de la déchirure ductile. On observe tout d'abord l'entaille de l'éprouvette au macroscope pour voir s'il y a amorçage. Une partie des éprouvettes présentant un amorçage ductile macroscopique est bleuie au four à 300°C pendant 1 heure pour marquer le front de fissure par oxydation, puis ces éprouvettes sont rompues par flexion 3 points à -196°C (rupture fragile). On mesure ensuite l'avancée ductile de fissure, Δa. Afin d'étudier l'amorçage de la fissure ductile et son mode de propagation, les éprouvettes présentant peu de déchirure ductile sont sectionnées à mi–épaisseur perpendiculairement au plan macroscopique de propagation de la fissure. On observe alors au MEB la pointe de la fissure. L'avancée de la fissure dans la section observée, Δa^S, est également mesurée (projection suivant la direction L). Les avancées

ductiles mesurées sont reportées dans le tableau A-I.6 (annexe A-I, paragraphe A-I.2).

VI.1.2 Résultats

Pour une énergie de 32 J (à $-60°C$ et $20°C$), on observe au fond de l'entaille, plusieurs endroits où se créent des petites fissures (fig. VI.1 a). Cependant ce phénomène n'est pas continu. Pour une énergie de 56 J, on a une avancée ductile moyenne de l'ordre de 450 μm[1], la charge est alors égale à la charge maximale (fig. A-I.13). Pour cette énergie, la déchirure ductile n'a pas eu lieu sur toute l'épaisseur de l'éprouvette pour aucun des essais. Pour une énergie de 85 J, l'avancée ductile maximale[2] est de l'ordre d'un millimètre et l'avancée moyenne d'environ 600 μm. La déchirure en peau est observée à $20°C$ (fig. VI.1b).

L'amorçage de la déchirure ductile en fond d'entaille est étudiée à partir de coupes sur éprouvettes sectionnées selon leur plan médian, perpendiculairement au plan de propagation de la fissure.
La coupe d'une éprouvette impactée avec une énergie de 32 J (figure VI.2) montre que la déchirure ductile macroscopique se produit par cisaillement avec un angle d'environ 45°. Cet angle est en accord avec celui prédit par le champ des lignes de glissement à la pointe d'une fissure ou d'une entaille. En avant de l'entaille, on observe une zone avec plusieurs grosses cavités. Cette zone, située à environ 750 μm du fond d'entaille, correspond au lieu du maximum de triaxialité.

A partir de coupes réalisées sur des éprouvettes ayant reçu des énergies d'impact croissantes, on a reporté sur la figure VI.3, l'évolution de la déchirure ductile en fonction de l'énergie initiale. Celle–ci, après s'être amorcée avec un angle de 45° se redresse sous l'influence de la symétrie du chargement. On remarque qu'à l'amorçage, la déchirure se produit en deux endroits puis qu'une des fissures se propage aux dépens de l'autre (indiquée par une flèche sur les photos b et e).

La forme adoptée par le front de la fissure au cours de sa propagation est montrée sur la figure VI.4. Les trois faciès de rupture reportés correspondent à des énergies de 85.5 J, 111.7 J, 153.6 J respectivement.

Au début de la propagation (photo a), la fissure ductile avance plus au centre de l'éprouvette où les conditions mécaniques sont les plus favorables au développement de l'endommagement et le front présente une forme 3D. La fissure est retenue sur les bords libres de l'éprouvette où l'état de contrainte est moins favorable au développement de l'endommagment. Pour $E_I = 85$ J, la longueur de la fissure au centre est de l'ordre de 1.1 mm (avancée moyenne de 0.7 mm). La fissure se propage ensuite au niveau des bords libres de l'éprouvette par la formation de lèvres de cisaillement (photo b). L'avancée ductile est toujours maximale au centre de l'éprouvette mais la forme 3D de l'avancée de fissure ne s'accentue pas avec la propagation. Pour une avancée ductile de 3.1 mm (photo c), la

[1] L'avancée ductile moyenne est définie par la surface de la déchirure ductile divisée par la largeur nominale de l'éprouvette, soit $B = 10$mm.

[2] L'avancée ductile maximale est mesurée entre le fond d'entaille et l'endroit où l'avancée ductile est la plus importante. Cette avancée peut être supérieure à l'avancée au centre de l'éprouvette à cause de l'hétérogénéité de distribution des inclusions de sulfure de Manganèse.

forme du front ductile est moins incurvée que précédemment. Le développement des lèvres de cisaillement est de plus en plus important avec l'avancée ductile. Aucune quantification de ce phénomène n'a été effectuée dans le cadre de cette étude. Cependant soulignons que les mécanismes de la déchirure ductile dans les lèvres de cisaillement sont différents de ceux rencontrés dans la déchirure par croissance et coalescence (fig. VI.5).

La propagation au niveau microscopique est étudiée à partir de l'observation au MEB de la zone entourée sur la photo f figure VI.3 qui est reportée sur la figure VI.6.

L'extrémité de la fissure macroscopique amorcée à partir de l'entaille est située en haut à gauche de la photo a (figure VI.6). Le mécanisme de propagation est celui habituel de la déchirure ductile : la pointe de la fissure s'est émoussée, puis comme précédemment à une échelle inférieure, il s'est formé par cisaillement deux fissures, dont l'une s'est propagée. Sur la photo b, on peut voir l'extrémité de la fissure microscopique. On remarque en avant de cette fissure, une inclusion qui a donné naissance à une cavité. On distincte la localisation de la déformation entre la pointe de la fissure et la cavité, qui provoque, à l'échelle des carbures, la germination de microcavités (flèches photo c). La croissance et la coalescence de ces microcavités vont permettre l'avancée de la fissure. Sur cet exemple, l'inclusion ayant donné naissance à la cavité est située à un joint de grain. L'analyse chimique de ce précipité n'indique que la présence de Fe et de C. Les petites particules (ici des carbures) ont un rôle dans la propagation ductile de la fissure à l'échelle de la dizaine de microns.

A partir de ces observations, on peut décrire l'évolution de la déchirure ductile pour les éprouvettes KCV. L'amorçage se produit d'abord au centre de l'éprouvette, là où les conditions mécaniques sont les plus favorables, c'est à dire un peu en avant de l'entaille (maximum de triaxialité), par la formation d'une cavité à partir d'un MnS et sa croissance. Cette région en avant de l'entaille est le lieu privilégié pour la germination des cavités et leur croissance. On peut alors parler d'amorçage microscopique qui n'a aucune incidence sur l'évolution de la charge. L'importance de cet amorçage "en avant de l'entaille" est lié à la présence d'inclusions dans cette zone. Puis, en fond d'entaille une fissure est créée par cisaillement et commence à se propager. L'amorçage de la déchirure ductile macroscopique répond donc à un critère en déformation critique [Mohamed and Tetelman, 1975]. Lors de la propagation, la fissure macroscopique va coalescer avec les cavités créées en avant de l'entaille. A cette étape, la charge n'a toujours pas commencé à diminuer. En même temps que cette fissure se propage dans le plan de l'entaille, elle se développe dans l'épaisseur de l'éprouvette, l'état de triaxialité est alors celui en pointe d'une fissure ce qui permet l'avancée de celle–ci vers la peau de l'éprouvette où l'état de contrainte initial est proche d'un état de contrainte plane. La fissure rejoint la peau en formant des lèvres de cisaillement.
Pour nos essais, cette étape se produit pour une énergie de 85 J en conditions dynamiques, au centre de l'éprouvette on a déjà une avancée ductile d'environ 1 mm. A ce moment, la charge a commencé à décroître. L'amorçage "macroscopique" de la fissure, souvent défini comme l'instant où la charge commence à décroître, a déjà vu une propagation de la fissure ductile conséquente. En fait, cette définition de l'amorçage macroscopique correspond plus à une fissure qui s'est déjà propagée dans la direction principale de propagation mais qui n'a pas encore traversé toute l'éprouvette dans son épaisseur (fig. VI.7).

Sur l'éprouvette Charpy, la déchirure ductile est amorcée au milieu de

l'entaille par un mécanisme de cisaillement. La déchirure ductile se propage ensuite simultanément vers les bords de l'éprouvette et en avant de l'entaille. La déchirure rejoint les bords libres de l'éprouvette par la formation de lèvres de cisaillement. La forme du front ductile montre une propagation plus importante au centre de l'éprouvette.

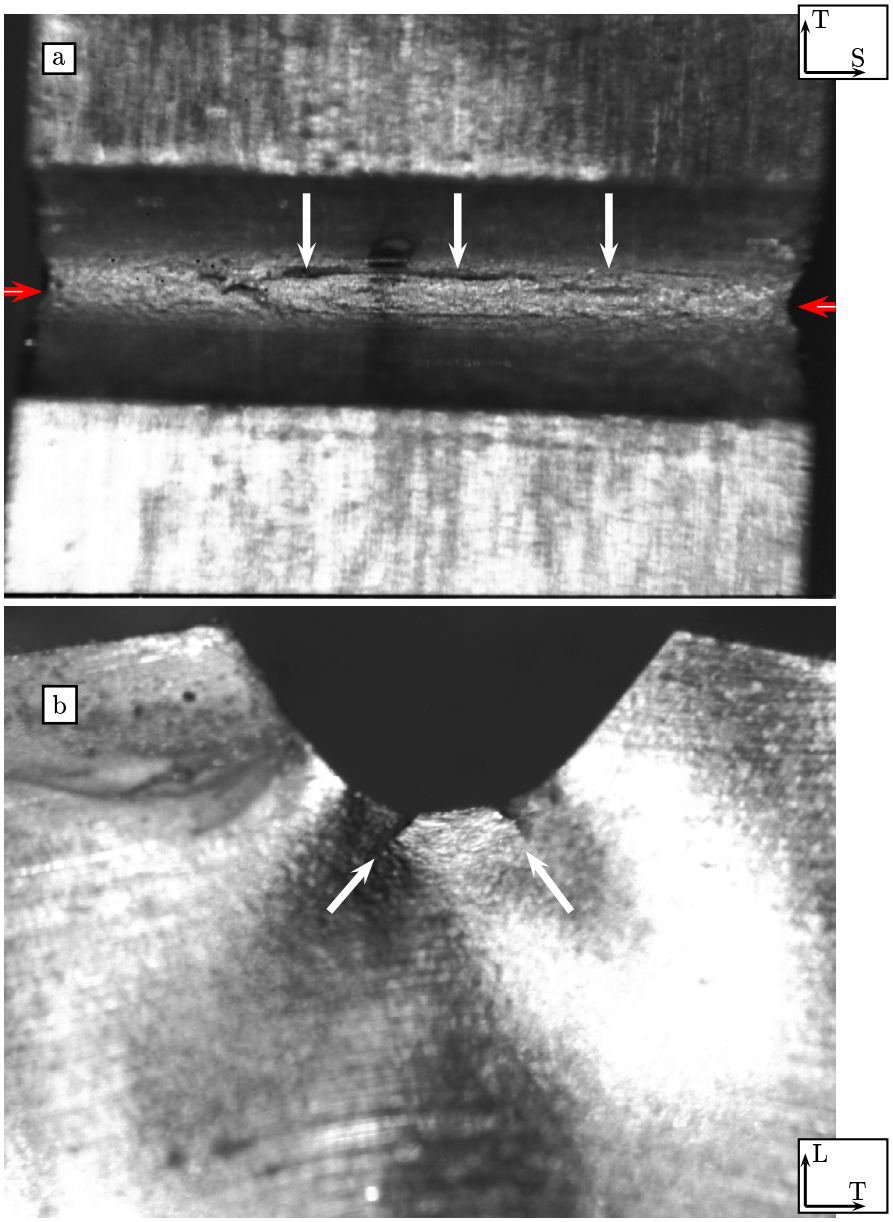


Figure VI.1 : Amorçage de la déchirure ductile sur une éprouvette Charpy. a : Entaille vue de dessus. L'amorçage de la déchirure ductile est indiqué par des flèches. On observe en peau de chaque coté de l'entaille, un effet de pincement (essai I4, $E_I = 32.1$J, $T = 20°$C). b : Vue de coté, la déchirure ductile s'est propagée dans l'épaisseur de l'éprouvette et s'amorce au bord libre (essai I20, $E_I = 85$J, $T = 20°$C). Micrographies optiques.

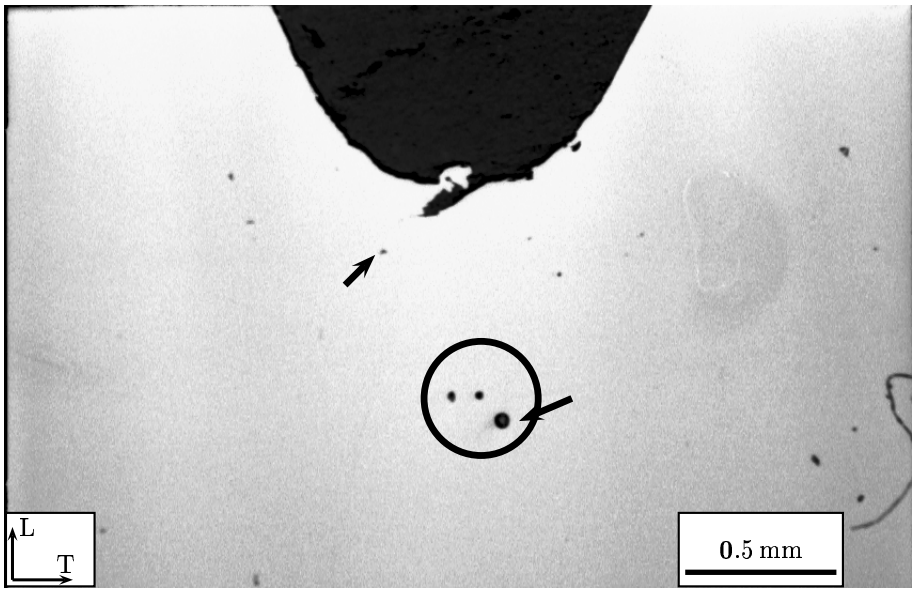


Figure VI.2 : Amorçage de la déchirure ductile dans la section médiane d'une éprouvette Charpy. L'endommagement ductile par croissance de cavités autour d'inclusions se développe dans la zone en avant de l'entaille, où la triaxialité est maximum (cercle). En fond d'entaille, la déchirure ductile est d'abord amorcée par un mécanisme de cisaillement. Section médiane (Plan T–L) : E_I=32 J. Micrographie optique (essai H9,−60°C).

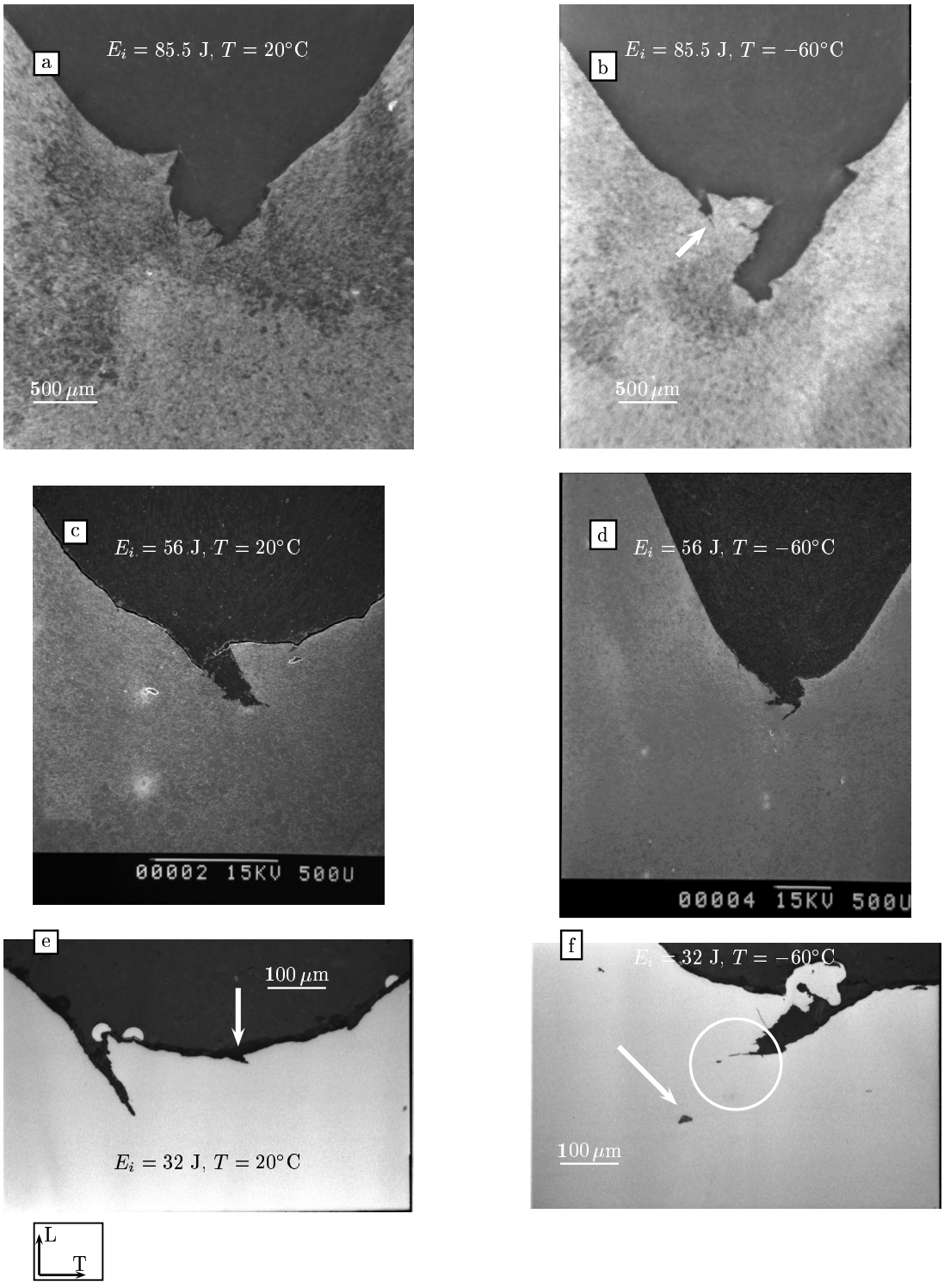


Figure VI.3 : Evolution de la déchirure ductile dans la section médiane d'une éprouvette de résilience, en fonction de l'énergie absorbée. La déchirure ductile s'amorce par cisaillement en fond d'entaille (e et f) puis sous l'influence de la symétrie du chargement, se propage dans le plan de symétrie de l'éprouvette (a et b). Micrographies optiques (a et b après attaque au nital, e et f sans attaque) et MEB (c et d). Essais de résilience interrompus. a et b : E_I=85.5 J, c et d : E_I=56J, e et f : E_I=32 J. a, c et e à 20°C. b, d et f à -60°C.

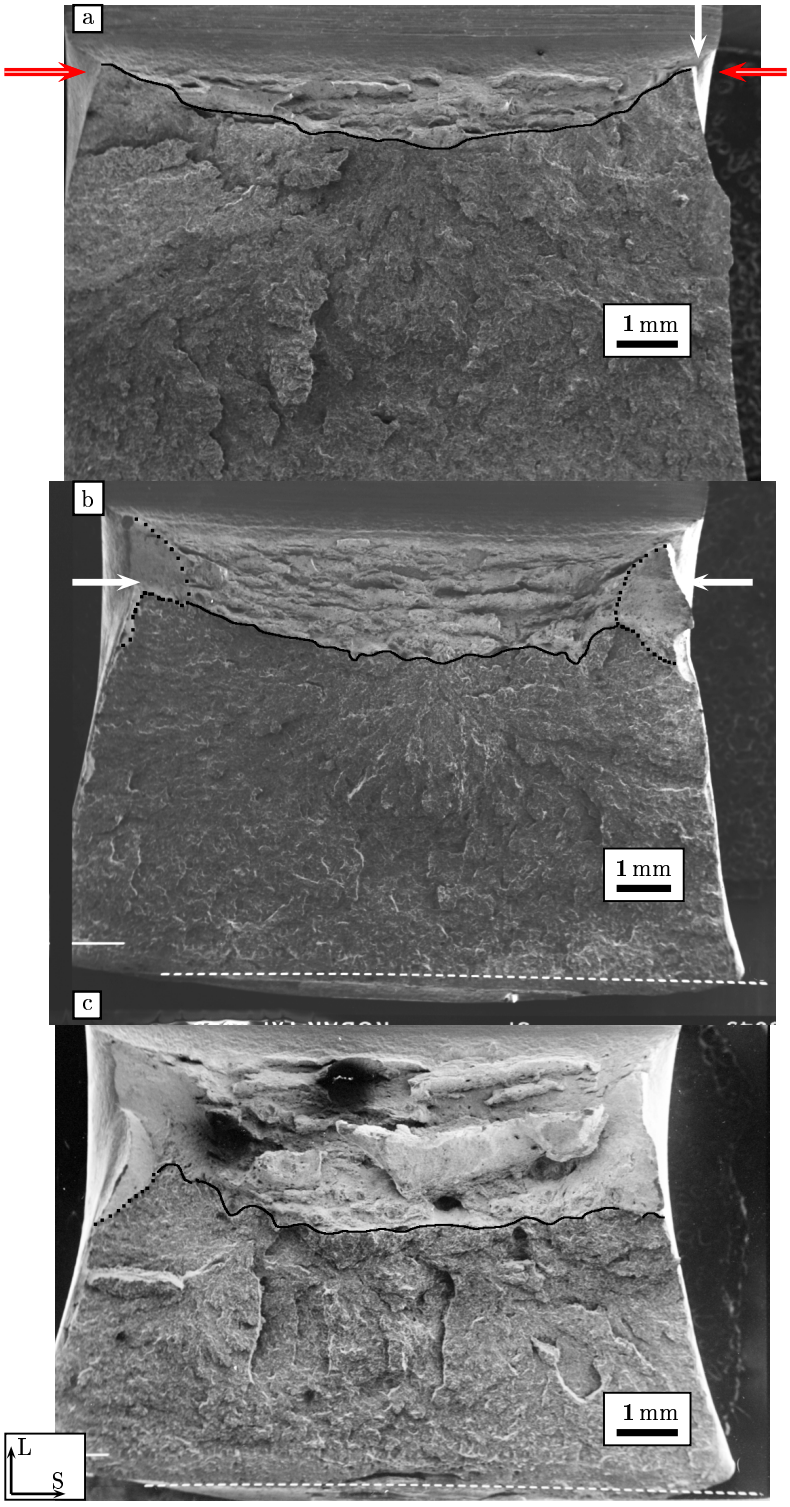


Figure VI.4 : Evolution du front de déchirure ductile avec l'énergie fournie à l'éprouvette et l'avancée ductile. a : $E_I = 85$J, $\Delta a^{max} = 1.1$mm (essai I3, $T = -60°$C), b : $E_T = 112$J, $\Delta a^{max} = 2.8$mm (essai A21, $T = -60°$C), c : $E_T = 139$J, $\Delta a^{max} = 3.15$mm (essai 304, $T = -60°$C).

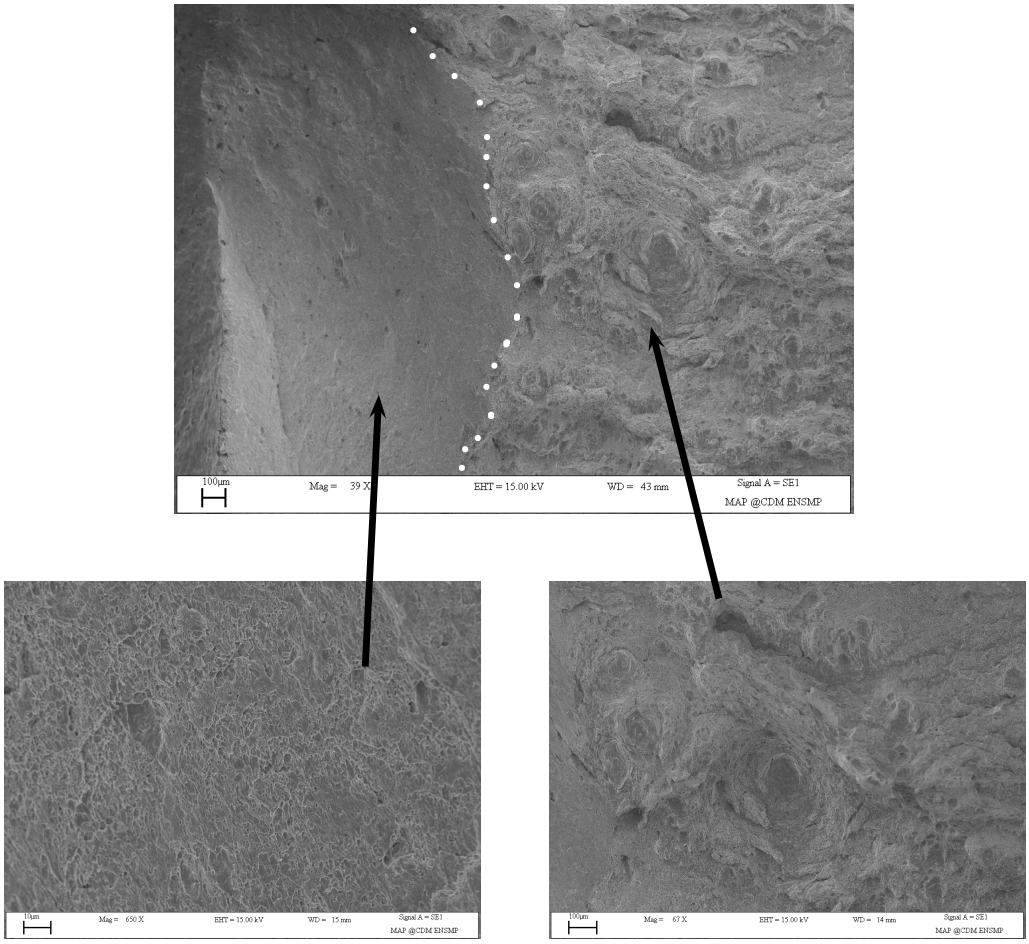


Figure VI.5 : Visualisation des cupules ductiles dans la zone des lèvres de cisaillement. (Essai I28, $T = 0°\mathrm{C}$, $E = 176\mathrm{J}$)

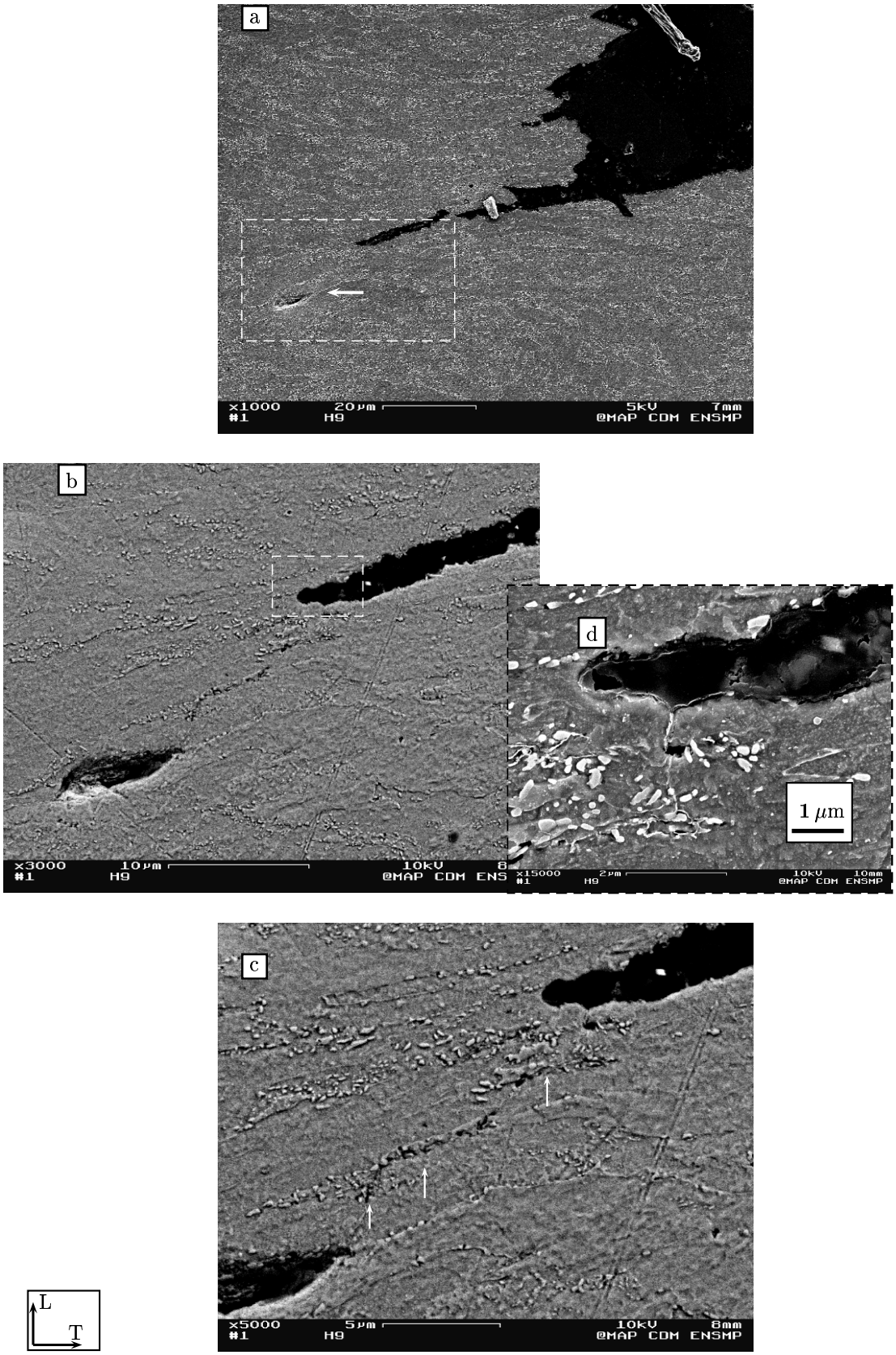


Figure VI.6 : Mécanisme de propagation de fissure en mode ductile. Mise en évidence de la localisation de la déformation entre la pointe de la fissure et une cavité. Croissance et coalescence de microcavités autour des carbures. (essai H9, $-60°C$)

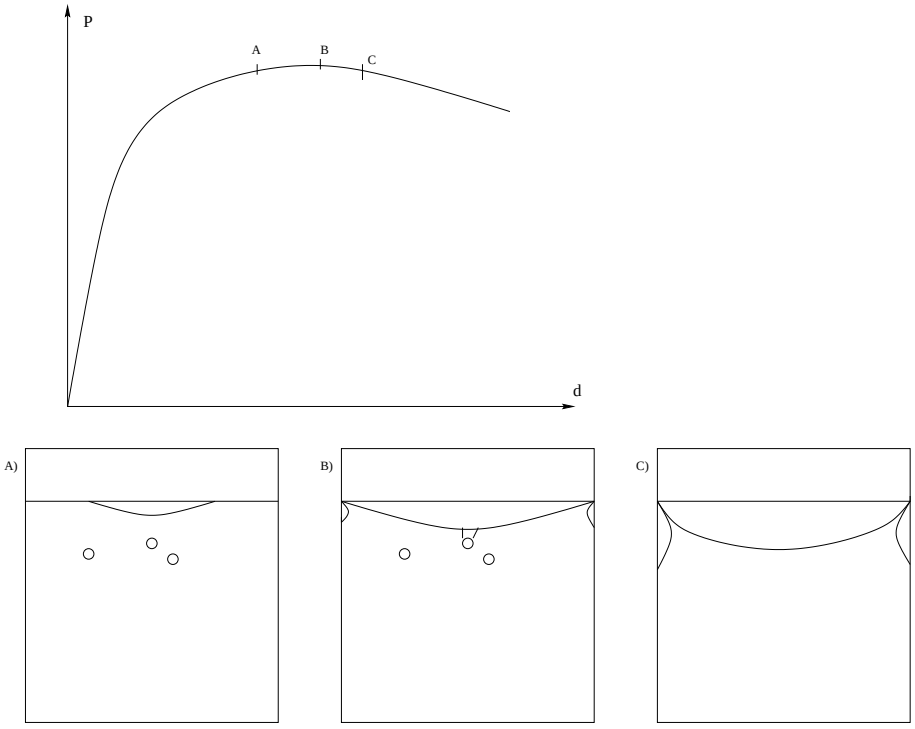


Figure VI.7 : Schématisation de l'amorçage et de la propagation de la déchirure ductile dans une éprouvette Charpy en fonction du chargement appliqué.

VI.2 Déclenchement du clivage

VI.2.1 Entité microstructurale contrôlant le clivage à basses températures

Avant d'étudier la nature des sites déclenchant le clivage dans le domaine de la transition ductile–fragile, nous cherchons à préciser la nature de l'entité microstructurale contrôlant le déclenchement du clivage à basses températures. Signalons que l'acier de cette étude ne présente pas de pop–pin sur les courbes charge–déplacement. La rupture fragile, une fois amorcée, est un évènement dynamique qui provoque la rupture finale de l'éprouvette. L'entité microstructurale qui contrôle le déclenchement du clivage peut donc être considéré comme le maillon faible pour la rupture par clivage de notre acier. Le matériau étudié présente une microstructure bainitique inférieure avec des agrégats de paquets à l'intérieur des anciens grains γ. Pour étudier ce type de microstructure complexe, les travaux de Bouyne [Bouyne, 1999] ont montré que la technique de l'EBSD (Electron Back–Scatter Diffraction ou diffraction des électrons rétrodiffusés) était particulièrement appropriée. On reporte sur la figure VI.8, une cartographie de ($200 \times 200\mu m^2$) donnant les orientations cristallographiques, une cartographie des joints qui lui est associée ainsi que l'histogramme des angles de désorientation pour l'acier de cette étude (figure issue de [Bouyne, 1999]). A partir de cette figure, un diamètre moyen de paquet bainitique d'environ 7.5 μm est déterminé. La morphologie de ces paquets est assez globulaire.

Des observations ont été effectuées sur des coupes longitudinales d'éprouvettes de résilience rompues à basses températures. Des coupes à mi–épaisseur des éprouvettes I12 ($-120°C$, E_T = 20.7 J, V=$500\mu ms^{-1}$), A28 ($-100°C$, E_T = 11 J, V=5 ms^{-1}) ont été polies jusqu'au 1/4 de micron. Une attaque au nital 2% a ensuite été effectuée pour les coupes observées en microscopie optique. On reporte sur la figure VI.9, deux micrographies optiques montrant des fissures de clivage et la microstructure bainitique. La zone observée se trouve à une distance d'environ 0.6 mm sous l'entaille et à 0.3 mm de la fissure de clivage principale. Les observations suivantes peuvent être faites à partir de la figure VI.9a : des fissures de clivage sont amorcées aux joints des anciens grains γ et sont arrêtées dans le grain (flèches rouges). Une fissure de clivage est amorcée et arrêtée par un joint d'ancien grain γ (flèche verte). Une fissure de clivage est déviée au passage d'un joint d'un ancien grain γ. Sur la figure VI.9b, on observe qu'une fissure de clivage peut être déviée à l'intérieur d'un ancien grain γ (flèche rouge) et ne pas être déviée au passage d'un joint d'un ancien grain γ (flèche verte). La taille de la fissure de clivage observée nous amène à penser qu'il s'agit d'une fissure de clivage secondaire.
Les paquets bainitiques sont très difficilement distinguables sur la figure VI.9, on ne peut donc pas déterminer la nature de l'évènement microstructural qui contrôle le clivage à partir des observations effectuées sur des micrographies optiques.

Des études récentes [Bouyne, 1999,Lambert–Perlade, 2001] sur des structures bainitiques ont montré l'intérêt de la technique de l'EBSD pour déterminer l'entité microstructurale qui contrôle le clivage sur ce type de microstructure. Cette technique est utilisée ici pour identifier la nature de l'entité microstructurale qui conduit à la déviation ou à l'arrêt d'une fissure de clivage. Pour effectuer cette étude, on effectue des pointés autour de fissures secondaires afin de déterminer l'orientation du cristal. L'analyse EBSD est réalisée sur

l'éprouvette de résilience A28 rompue à $-100°C$ avec une énergie de rupture de 11 J. Le mécanisme de rupture est le clivage pur et la rupture a lieu avant le chargement limite de l'éprouvette.
L'échantillon est poli mécaniquement au quart de micron puis subi un polissage électrolytique pendant 40 minutes (12V et 10 mA) dans une solution composée de 90% d'éthanol et 10% d'acide perchlorique à $0°C$. L'analyse EBSD est réalisée sur un MEB haute résolution avec une tension de 20 kV. La distance de travail est de 19 mm, avec un tilt de 70° qui permet un rendement optimal. Pour chaque fissure analysée, on acquiert une image en électrons secondaires et une image en électrons rétrodiffusés.
Cette méthode est également utilisée pour déterminer le plan cristallographique de propagation des fissures de clivage. Chaque pointé permet d'obtenir l'orientation du cristal. A l'aide des 3 angles d'Euler fournis par le dépouillement EBSD, ainsi que de l'orientation de la trace dans le plan de coupe , on détermine l'orientation de la trace dans le repère du cristal. On cherche ensuite les plans cristallographiques de bas indices auxquels cette trace est susceptible d'appartenir. On calcule pour cela l'angle entre la trace et la normale au plan considéré. Dans les aciers cubiques centrés, les fissures de clivage se propagent généralement suivant des plans $\{100\}$, de normales $< 100 >$. On calcule donc l'angle avec les directions [100], [010] et [001].
Les pointés effectués sont indiqués sur les figures VI.10 et VI.11. La figure VI.11 montre la finesse de la microstructure et en en accord avec les observations faites par Bouyne (voir fig. VI.8) qui a déterminé une taille de paquet bainitique de 7.5μm sur cet acier. Les résultats obtenus sont reportés dans le tableau VI.1. Sur 10 pointés, on a 9 cas pour lesquels la trace de la fissure est à moins de 7.5° d'un plan $\{100\}$ et 7 cas pour lesquels l'angle est inférieur à 5°. Un pointé indique un écart de 14° par rapport à une direction $< 100 >$. Dans ce cas, on peut se demander si on a bien pointé sur le "bon" paquet de bainite, compte tenu de la finesse de cette microstructure.
Le nombre de pointés étant assez faible, il faut s'interroger sur la représentativité des résultats obtenus. Si l'orientation des traces était quelconque on aurait une proportion de 25% de pointés correspondant à un angle inférieur à 5°, nous obtenons une proportion de 70%, ce qui montre que les résultats obtenus sont significatifs. L'analyse effectuée suggère donc fortement que le clivage se produit sur les plans de base du cube, confirmant ainsi un résultat bien connu pour les aciers cubiques centrés. Il faut cependant souligner que l'analyse effectuée n'a porté que sur des traces de fissures de clivage et que pour confirmer les résultats obtenus, il faudrait effectuer des polissages successifs. Cette opération est rendue difficile par la faible taille et la forme complexe des paquets de bainite.

La figure VI.11b montre que les fissures dévient très fréquemment au cours de leur propagation, sans doute sur des joints de faible désorientation à l'intérieur des paquets. Ceci rend les fissures peu rectilignes à certains endroits. A partir des pointés effectués, on examine l'évènement microstructural qui conduit à la déviation ou à l'arrêt d'une fissure. On obtient une désorientation de 53.3° autour d'une direction proche d'une $< 331 >$ entre les pointés 2 et 3 qui correspondent à la bifurcation d'une fissure (fig. VI.11d). Entre les pointés 3 et A (arrêt de fissure), on obtient une désorientation de 59.4° autour d'une direction proche de $< 322 >$. De même pour les pointés 7 et 6, l'arrêt de la fissure correspond à une désorientation de 53° du paquet 6 par rapport à 7 autour d'une direction proche de $< 221 >$.

Ces résultats montrent qu'une micro–fissure de clivage est déviée ou arrêtée lorsqu'elle traverse un joint de paquets bainitiques qui présentent une forte désorientation. Ce résultat qualitatif tend à confirmer les résultats obtenus sur d'autres structures bainitiques qui montrent que l'unité de clivage est le paquet bainitique [Brozzo et al., 1977, Lambert–Perlade, 2001, Bouyne et al., 2001]. Cependant il faut préciser la définition du paquet bainitique qui contrôle le clivage. Lambert [Lambert–Perlade, 2001] a montré que les "grains cristallographiques" observés en EBSD ne correspondent pas aux "grains morphologiques" observés sur des micrographies après attaque. Elle définit le "paquet bainitique" comme un volume cristallin qui diffère de son entourage par une désorientation cristallographique supérieure à une valeur critique. L'EBSD n'a pas été utilisée de manière intensive dans cette étude et la taille du "paquet bainitique" n'a pas été déterminée pour notre acier. Les résultats obtenus par Bouyne [Bouyne, 1999] sur l'acier 16MND5 (fig VI.8c) montrent que, contrairement à la microstructure bainitique de l'acier 2 1/4 Cr-1 Mo, l'histogramme des angles de désorientation est assez plat et que les joints en relation de macle ne sont pas majoritaires. Dans le 2 1/4 Cr-1 Mo, l'unité microstructurale est le paquet bainitique réel, chaque paquet présentant une forte désorientation par rapport à l'autre.

Pointé	ϕ_1 (°)	Φ (°)	ϕ_2 (°)	α (°)	θ (°) avec[100]	θ (°) avec [010]	θ (°) avec[001]	offset (°)
1	35.90	38.94	4.47	123.87	**84.5**	39.45	128.91	~ 5
2	37.80	33.85	2.53	123.87	**83.97**	34.44	123.77	~ 6
3	322.01	22.74	112.44	174.17	**97.50**	14.10	78.17	~ 7.5
4	139.72	36.10	335.38	116.03	14.59	**85.04**	76.31	~ 5
5	139.71	41.07	327.2	116.03	20.96	76.017	74.70	~ 14
6	141.75	35.65	334.03	116.88	15.135	**84.83**	75.815	~ 5
8	52.16	53.86	9.62	145.98	**88.13**	53.750	143.69	~ 2
9	53.60	55.76	10.39	145.98	**86.53**	55.91	145.69	~ 4.5
13	33.13	18.29	46.9	19.74	59.72	149.37	**85.83**	~ 4.2
14	37.10	13.60	78.13	22.338	**92.49**	175.75	**86.56**	~ 2

Tableau VI.1 : Résultats de l'analyse EBSD. ϕ_1, Φ et ϕ_2 sont les angles d'Euler (notation de Bunge caractérisant l'orientation du cristal par rapport au repère de l'échantillon), α : angle de la trace avec l'horizontale du repère global, θ : angle avec les normales $< 100 >$.

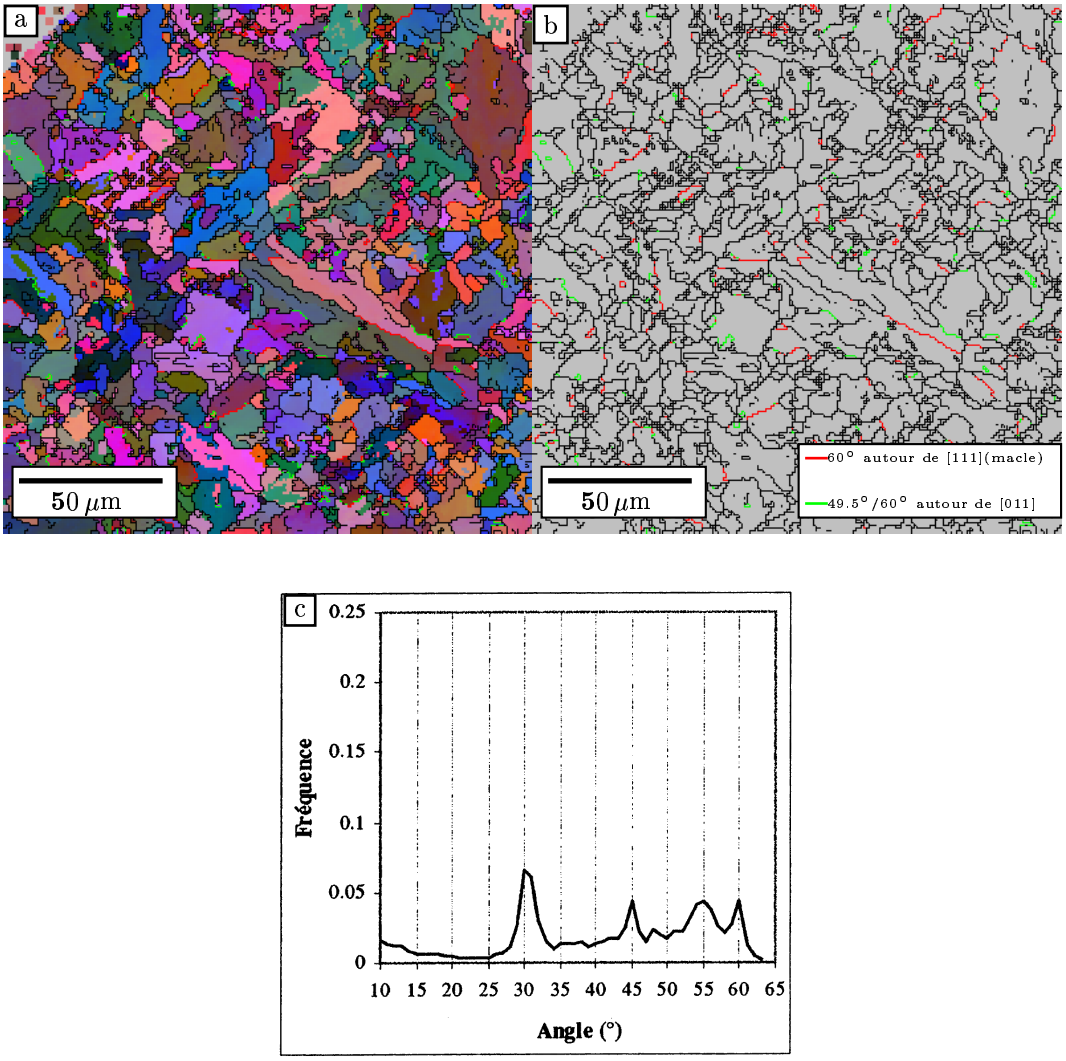


Figure VI.8 : Acier 16MND5 observé à l'aide de l'EBSD (figure issue de [Bouyne, 1999]). a)Cartographie, b) Cartographie des joints et c) Histogrammes des angles de désorientation.

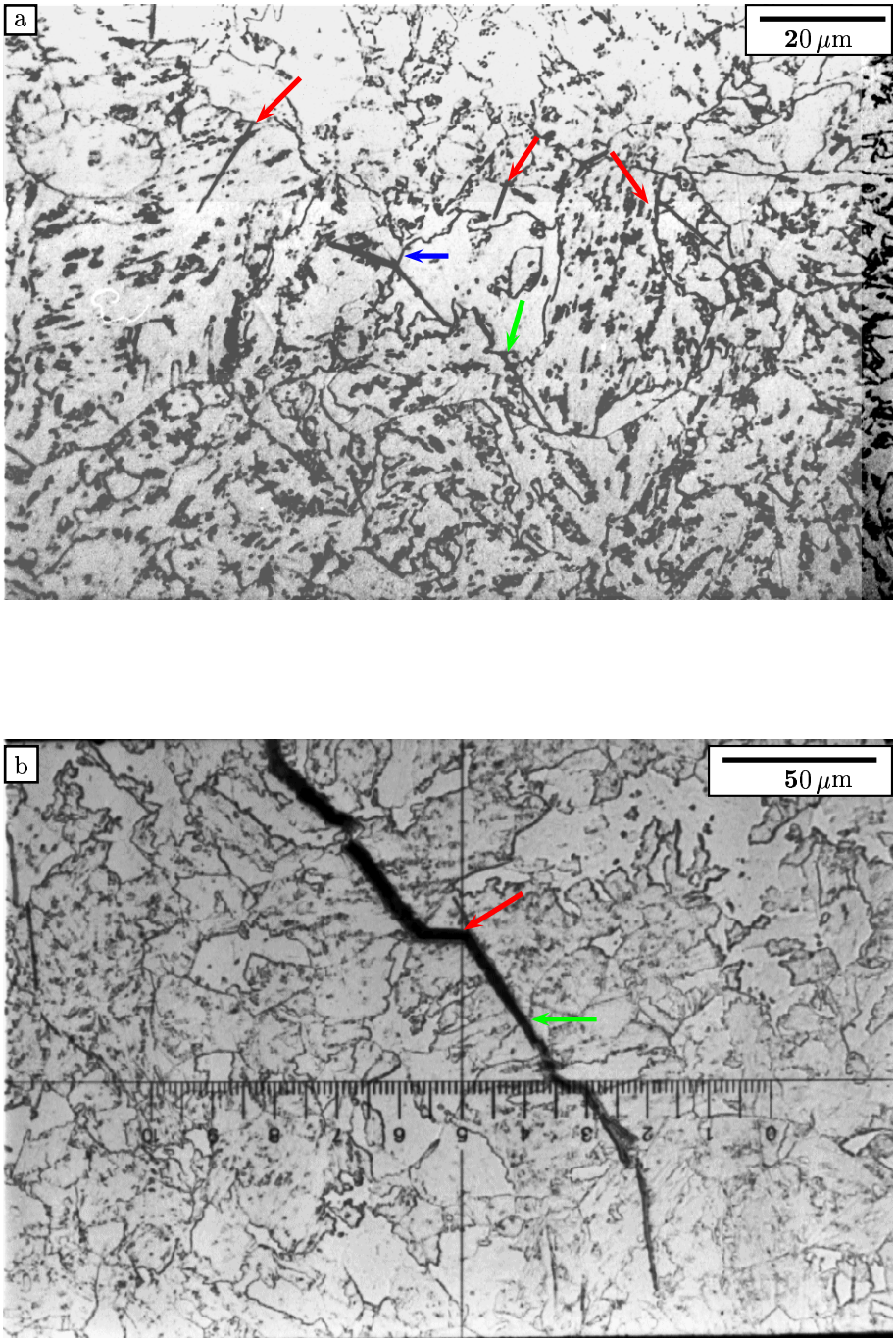


Figure VI.9 : Coupe longitudinale de l'éprouvette I12 ($-120°C$, E_T = 20.7 J, V=500μm^{-1}). a) zone à 0.6 mm sous l'entaille à 0.3 mm de la fissure de clivage principale. On observe des micro–fissures de clivage qui s'amorcent au joint de l'ancien grain γ et qui s'arrètent dans le grain (flèches rouges) ; qui sont déviées par un joint d'un ancien grain γ (flèche bleu) ; qui sont amorcées et arrétées par un joint d'un ancien grain γ (flèche verte). b) zone à 2 mm sous l'entaille. Une fissure secondaire de clivage est déviée à l'intérieur d'un ancien grain γ (flèche rouge) et n'est pas déviée au passage d'un ancien joint de grain γ (flèche verte).

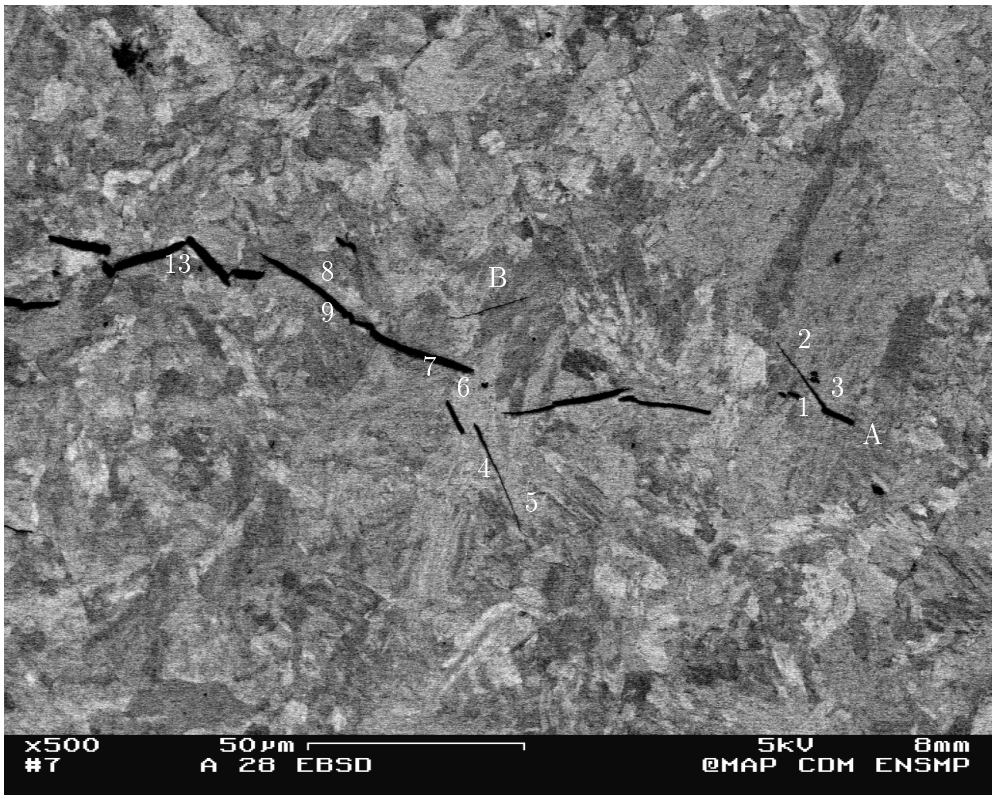


Figure VI.10 : Microfissures de clivage (plan T-L) en électrons rétrodiffusés. Les numéros correspondent aux pointés EBSD (éprouvette A28, $E_T = 11$J, $T = -100°$C, $V = 5\text{ms}^{-1}$). La fissure repérée par la lettre B est reportée sur la figure VI.11 a et b. La fissure repérée par la lettre A est reportée sur la figure VI.11 c et d.

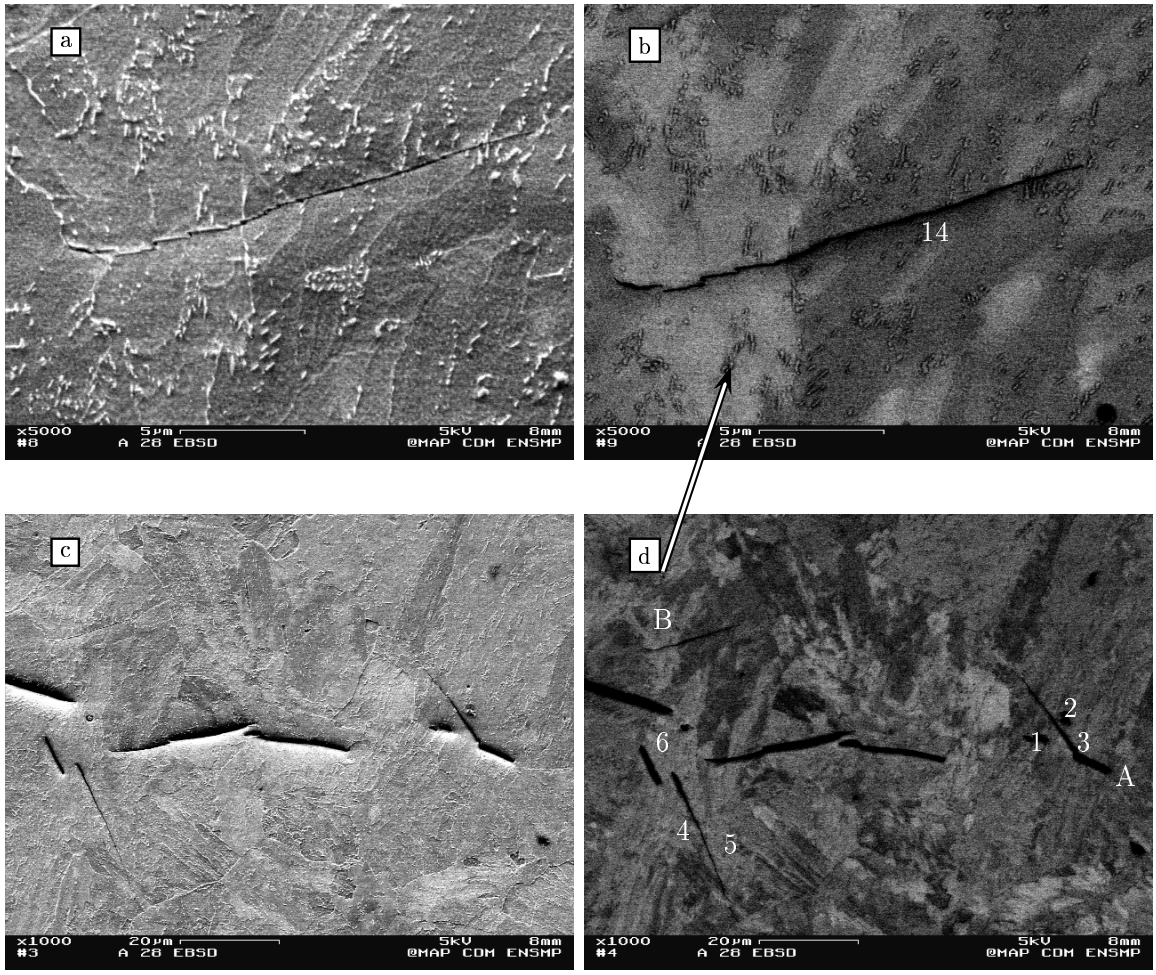


Figure VI.11 : Microfissures de clivage (plan T-L) en électrons secondaires (a et c) et en électrons rétrodiffusés (b et d). Les numéros correspondent aux pointés EBSD (Vues de détail de la figure VI.10).

VI.2.2 Nature des sites déclenchant le clivage dans la transition ductile–fragile

Dans cette partie, nous nous proposons d'étudier l'origine du déclenchement du clivage dans le domaine de la transition ductile–fragile.

a) Procédure expérimentale

On étudie ici les éprouvettes présentant une rupture par clivage dans le domaine de la transition ductile–fragile. L'endommagement ductile vu par l'éprouvette peut être très différent selon la température de l'essai et la géométrie de l'éprouvette. On peut passer d'une simple décohésion d'une inclusion jusqu'à une déchirure ductile de plusieurs millimètres.
L'étude présentée est essentiellement fractographique et est réalisée au MEB [Richard, 1999]. Les sites de clivage sont localisés à faible grossissement en remontant les rivières macroscopiques de clivage. Lorsqu'un tel site est repéré, on augmente le grandissement jusqu'à l'observation d'un détail microstructural à l'origine du clivage. Lorsque cela s'avère nécessaire, la nature chimique du site est déterminée par analyse du spectre d'émission obtenu en énergie X. Pour les éprouvettes KCV lorsqu'un site est identifié, ses coordonnées sont repérées à partir des photos prises à différents grandissements. L'origine du repère utilisé est le coin droit de l'entaille[3]. On utilise les grandeurs suivantes (voir fig. VI.12) :

- x : abscisse du site pris à partir du coin de l'entaille, parallèle à l'entaille
- y_1 : ordonnée du site mesurée à partir du fond de l'entaille[4]
- y_2 : ordonnée du site mesurée à partir de la frontière ductile–fragile en vis à vis du site.

Un exemple de la démarche réalisée pour repérer le(s) site(s) est présenté sur la figure VI.12.

b) Résultats sur éprouvettes de résilience

Les sites rencontrés à l'origine du clivage ont été classés en quatre catégories. Les sites de type I correspondent à un ensemble de facettes présentant une faible désorientation entre elles, apparemment aucune particule n'est repérée à proximité (fig. VI.13). Les sites de types II sont similaires au type I mais avec une particule au foyer des rivières microscopique de clivage (carbure de Fer ou carbure de Titane)(fig. VI.14). Les sites de types III correspondent à un ensemble de grains faiblement désorientés avec une inclusion à l'origine ou à proximité (MnS) (fig. VI.15). Les sites de type IV correspondent à une zone avec présence de cavités ductiles de tailles importantes et une micro-cavitation due à une forte déformation, on peut trouver à proximité des MnS allongés qui sont séparés de la matrice (fig. VI.16). On reporte dans les tableaux A-I.9 et A-I.10 (annexe A-I, paragraphe A-I.3) les résultats obtenus sur la position des sites et leur nature pour les essais dynamiques et lents (500 μm^{-1} et 1 μm^{-1}) respectivement. Ces résultats sont représentés sur les figures VI.17, VI.18, VI.19 et VI.20.

[3]Pour pouvoir comparer les éprouvettes testées à différentes températures, on considère l'origine dans la position non-déformée de l'éprouvette, l'erreur commise sur cette position augmente avec la déformation de l'éprouvette.

[4]L'incertitude sur la mesure de y_1 augmente avec la déformation de l'éprouvette.

La position de l'ensemble des sites sur le faciès de rupture est reportée sur la figure VI.17 en fonction de la nature des sites et de la vitesse de sollicitation. Les sites correspondant aux essais dynamiques sont reportés sur le graphe a et ceux pour la flexion lente (500 μm^{-1} et 1 μm^{-1}) sur le graphe b. Sur cette figure, pour chaque position d'un site initiateur, représenté par y_1, on a également reporté la position du front ductile en vis à vis, représenté par $y_1 - y_2$. Cette figure met en évidence qu'il n'y a pas d'amorçage près des surfaces libres de l'éprouvette. Dans la largeur de l'éprouvette, tous les sites sont situés sur un intervalle [2–8.2] mm. Sur le graphe a (essais dynamiques), il apparaît clairement que les sites se rapprochent du plan médian de l'éprouvette au fur et à mesure que la propagation ductile augmente. La même tendance se dessine pour les essais à vitesses lentes (graphe b), mais le nombre moins élévé de sites ne permet pas de mettre en évidence un effet aussi net que pour les essais dynamiques.
L'amorçage du clivage à une distance finie des bords libres et l'évolution de la position des sites avec l'avancée ductile découlent de l'état mécanique de l'éprouvette : le niveau de contrainte près des bords est plus faible , et la triaxialité augmente au centre de l'éprouvette au cours de l'avancée ductile.
Pour les essais dynamiques, la position des sites dans l'épaisseur ne semble pas liée à leur nature sauf pour les sites de type IV qui semblent plus présents vers le plan médian de l'éprouvette. Pour ces essais, la nature des sites identifiés ne semble pas dépendre de l'avancée ductile. Cependant, rappelons que le nombre de sites non–identifiés augmente avec l'avancée ductile. Pour les essais statiques, seuls des sites de types IV ont été détectés lorsque la déchirure ductile est importante, mais le faible nombre de sites empêche toute conclusion.

L'évolution de l'abscisse des sites avec la température (fig. VI.18a) montre que les amorçages les plus près des bords libres ont lieu à basse température lorsque l'état de contrainte est le plus homogène dans l'épaisseur et que le niveau de contrainte est suffisamment élevé pour déclencher le clivage . Lorsque la température augmente, la tendance montre que le lieu d'amorçage se déplace vers le centre de l'éprouvette. L'évolution de l'abscisse avec l'énergie à rupture (graphe b) montre que les sites d'amorçage se rapprochent du plan médian pour les énergies à rupture les plus élevées.

L'évolution de la distance fond d'entaille–site initiateur du clivage, y_1 et de la distance front de déchirure ductile–site initiateur du clivage, y_2 avec la température et l'énergie est reportée sur les figures VI.19 et VI.20. A basse énergie, y_1 est proche de y_2 car la déchirure est inexistante ou très faible. Quand l'énergie augmente, y_1 représente en première approximation la déchirure ductile. On retrouve ainsi la corrélation Δa–E_T déjà mise en évidence (fig. VI.19b). Aucune corrélation n'est obtenue entre la nature des sites et la valeur de y_1. On note que les sites de type I sont présents pour toute la distribution des énergies (graphe b fig. VI.19).

La position des sites par rapport au front de la déchirure ductile montre une dépendance de la vitesse de sollicitation (fig. VI.20 a et b). **Pour les essais dynamiques, les sites sont situés entre 0 et 1.2 mm du front de la déchirure ductile avec une moyenne autour de 0.5 mm alors que pour les essais à vitesses lentes la position varie entre 0 et 0.42 mm, la majorité des sites étant à une distance inférieure ou**

égale à 0.1 mm (19 sites sur 24). Pour les essais dynamiques, lorsque l'énergie à rupture augmente fortement , c'est à dire lorsque la déchirure ductile est plus importante, le nombre de sites plus proches du front de la déchirure augmente et le clivage peut alors être amorcé très près du front ductile.

De façon générale, l'identification des sites de rupture s'est révélée beaucoup plus difficile sur les éprouvettes testées lentement dès l'amorçage de la déchirure ductile. Cet amorçage ayant lieu dans une zone plus proche du front ductile, il est difficile d'identifier nettement un site initiateur dans cette zone très déformée (fig VI.21).

De plus, pour les essais à faibles vitesses de sollicitation, les rivières de clivage macrocopiques ne convergent pas toujours vers un seul foyer principal et le clivage semble se déclencher en plusieurs points du front ductile (fig. VI.22 a). L'amorçage de la rupture fragile se produit alors dans le voisinage immédiat du front de déchirure ductile dans une zone intermédiaire très déformée où l'endommagement ductile et le clivage sont entremélés (fig. VI.22 b). Dans cette zone située à proximité de la déchirure ductile, le clivage peut se déclencher en arrière de cavités ductiles qui sont dues à la présence de sulfure de Manganèse (fig. VI.22 c). Dans ce cas, aucun site particulier à l'origine du clivage ne peut être identifié. On peut alors penser que le clivage s'amorce très près de la déchirure ductile macroscopique. Lorsque le clivage s'amorce à proximité du front de la déchirure ductile, il doit se propager dans une zone fortement déformée avec une présence importante de micro-cavités ductiles. (fig. VI.22 d). Dans cette zone fortement déformée, les plans de clivage peuvent être très désorientés les uns par rapport aux autres comme on peut le voir sur les photos b et c de la figure VI.22.

Pour les essais dynamiques, l'amorçage se produit plus en avant par rapport à la zone ductile. Lorsque l'énergie à rupture augmente, on remarque également l'apparition de réseaux de micro–fissures dans le clivage ainsi qu'une forte présence de micro–porosités (voir fig. VI.23). Pour les essais dynamiques, un nombre important de sites sont de types I, II ou III, ce qui correspond à une faible désorientation des plans de clivage entre plusieurs grains adjacents, et éventuellement à la présence d'une particule ou d'une inclusion à l'origine ou à proximité du site d'amorçage du clivage. Les sites de types IV révèlent notamment la présence de Ca et Si, mettant en évidence la présence de MnS mixtes. Ces derniers sites sont souvent associés à un amorçage proche du front de la déchirure ductile. L'état mécanique favorise alors la présence de nombreuses cavités ductiles.

Les observations effectuées dans la transition n'ont pas mis en évidence de zones successives ductile–fragile–ductile confirmant ainsi l'absence de pop-in sur les courbes charge–déplacement quelle que soit l'avancée ductile précédant le clivage et la géométrie utilisée. On peut cependant imaginer que lorsque le clivage doit se propager dans des zones fortement déformées, une fissure de clivage soit arrétée par l'endommagment ductile qui s'est développé autour. Cet exemple est illustré sur la figure VI.24. Il est cependant difficile de déterminer si la fissure de clivage observée s'est développée en premier et a été arrêtée ou bien si elle s'est propagée après (ou de façon quasi–instantannée) le déclenchement du clivage sur un autre site. Dans la premier cas, la taille de la facette ne permettraît pas d'observer de pop-in sur la courbe charge–déplacement.

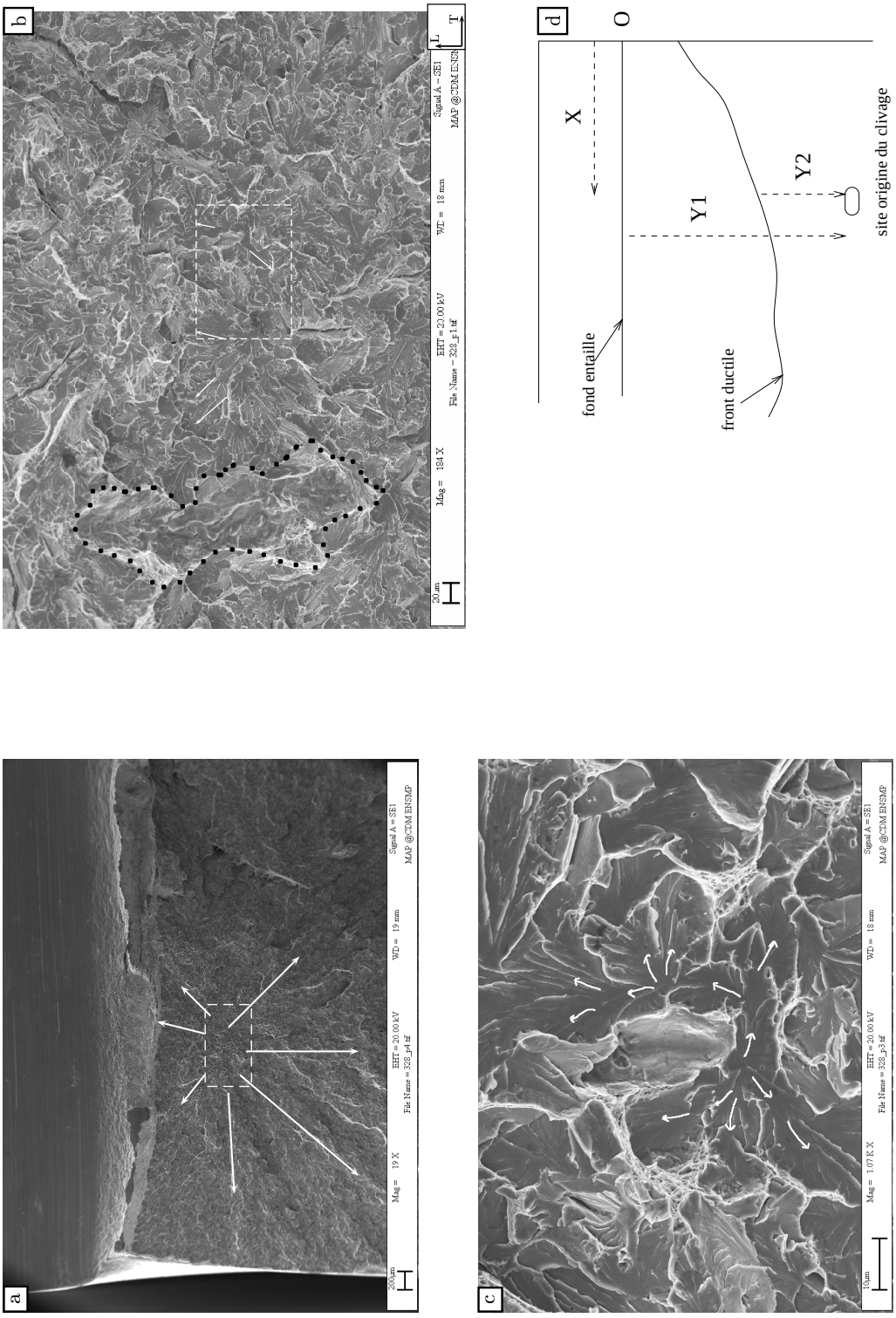


Figure VI.12 : Démarche de l'identification des sites à l'origine du déclenchement du clivage. a : A faible grossissement, les rivières macroscopiques de clivage permettent de remonter à l'origine du clivage. b : A un grossissement intermédiaire, une particularité microstructurale ayant pu déclencher le clivage est recherchée. c : L'origine du clivage est identifiée comme étant à proximité d'une cavité ductile. Les grandeurs relevées sont indiquées sur le schéma d. Essai dynamique 328, $T = -65°\mathrm{C}$, $E_T = 48.5$ J.

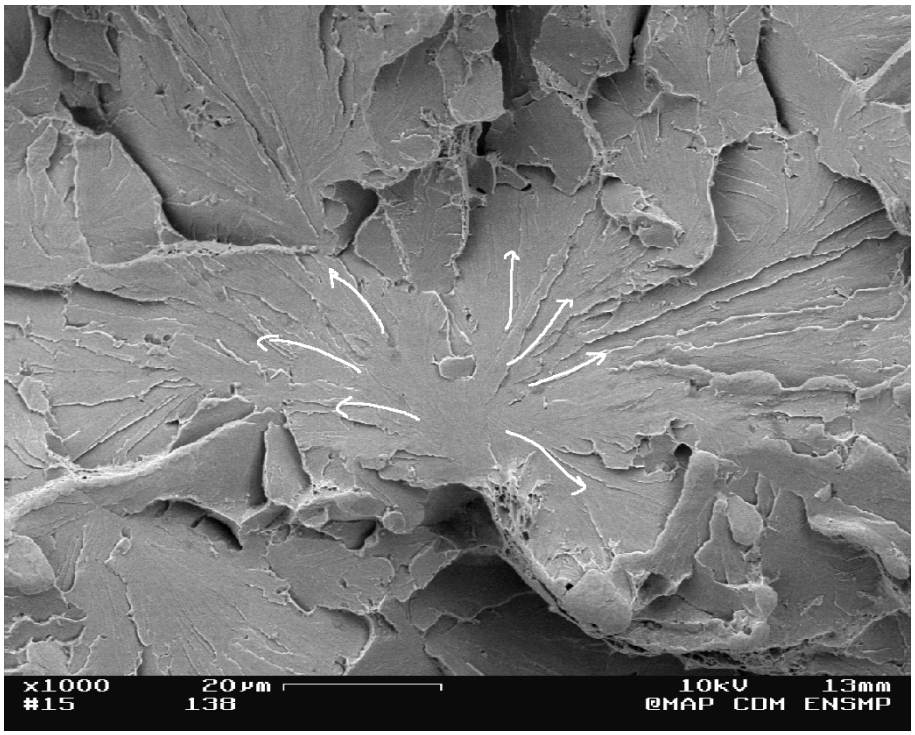


Figure VI.13 : Amorçage du clivage à partir d'un site de type I. Aucune particule apparente n'est à l'origine des rivières microscopique de clivage. (Essai 138, E_T = 14 J , T=−70°C , $V = 5\text{m}^{-1}$). Plan T–L.

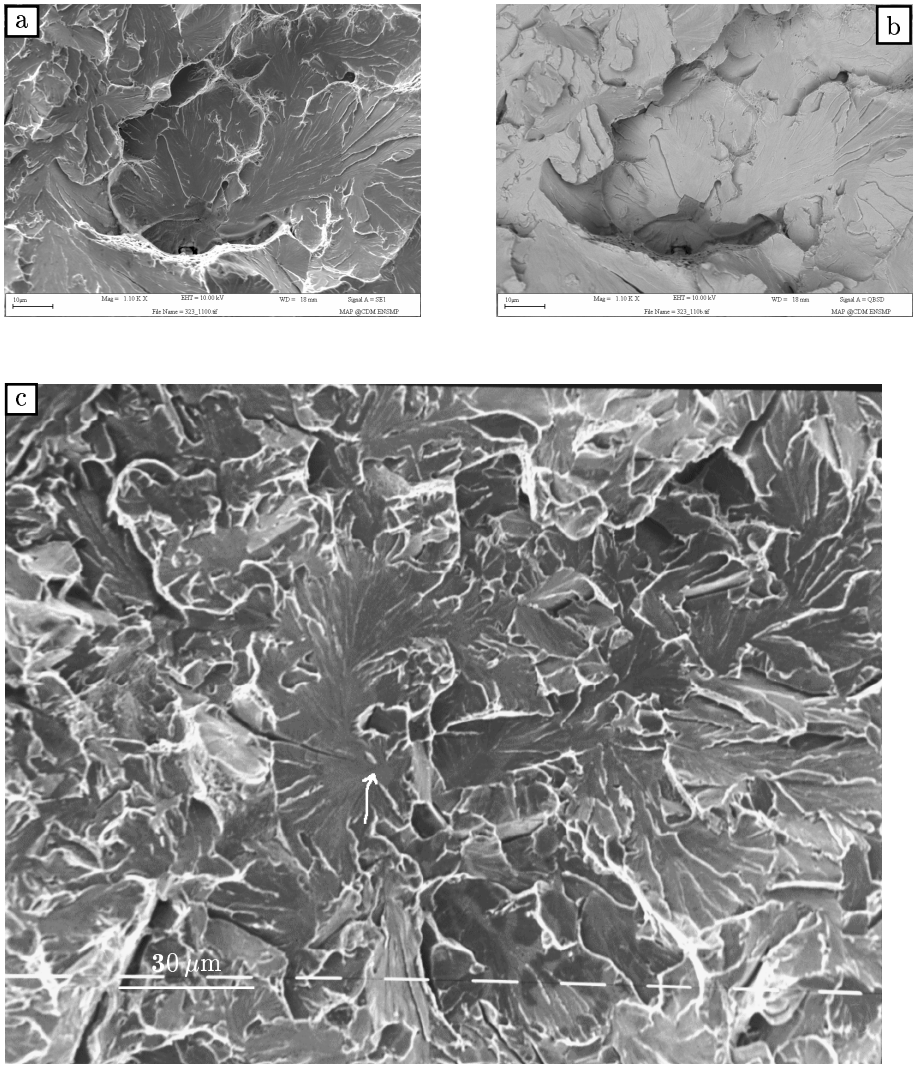


Figure VI.14 : Amorçage du clivage à partir d'un site de type II. a et b : Particule à l'origine des rivières microscopiques de clivage identifiée comme un carbure de Titane (a: électrons secondaires, b: électrons rétrodiffusés) (Essai 323, $E_T = 47.1$ J, $T = -60°C$, $V = 5m^{-1}$). c : Le foyer présumé est une particule (carbure de fer) indiquée par une flèche. (Essai 311, $E_T = 18.5$ J, T=$-100°C$, $V = 5m^{-1}$). Plan T–L.

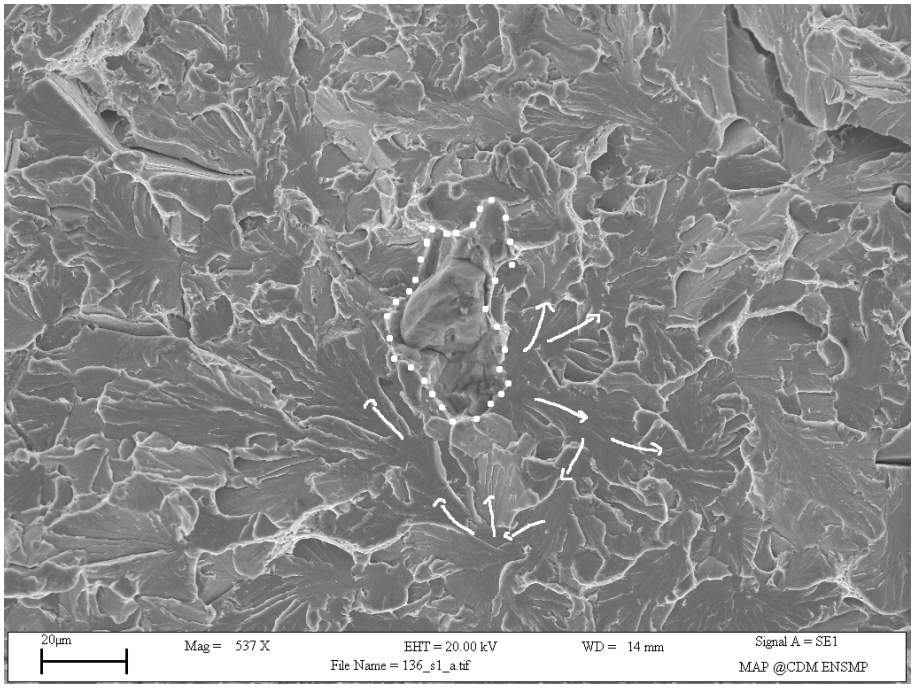


Figure VI.15 : Amorçage du clivage à partir d'un site de type III. Le clivage se déclenche à proximité d'une inclusion de MnS (Essai 136, $E_T = 16.5$ J, T=$-70°$C, $V = 5\text{m}^{-1}$). Plan T–L.

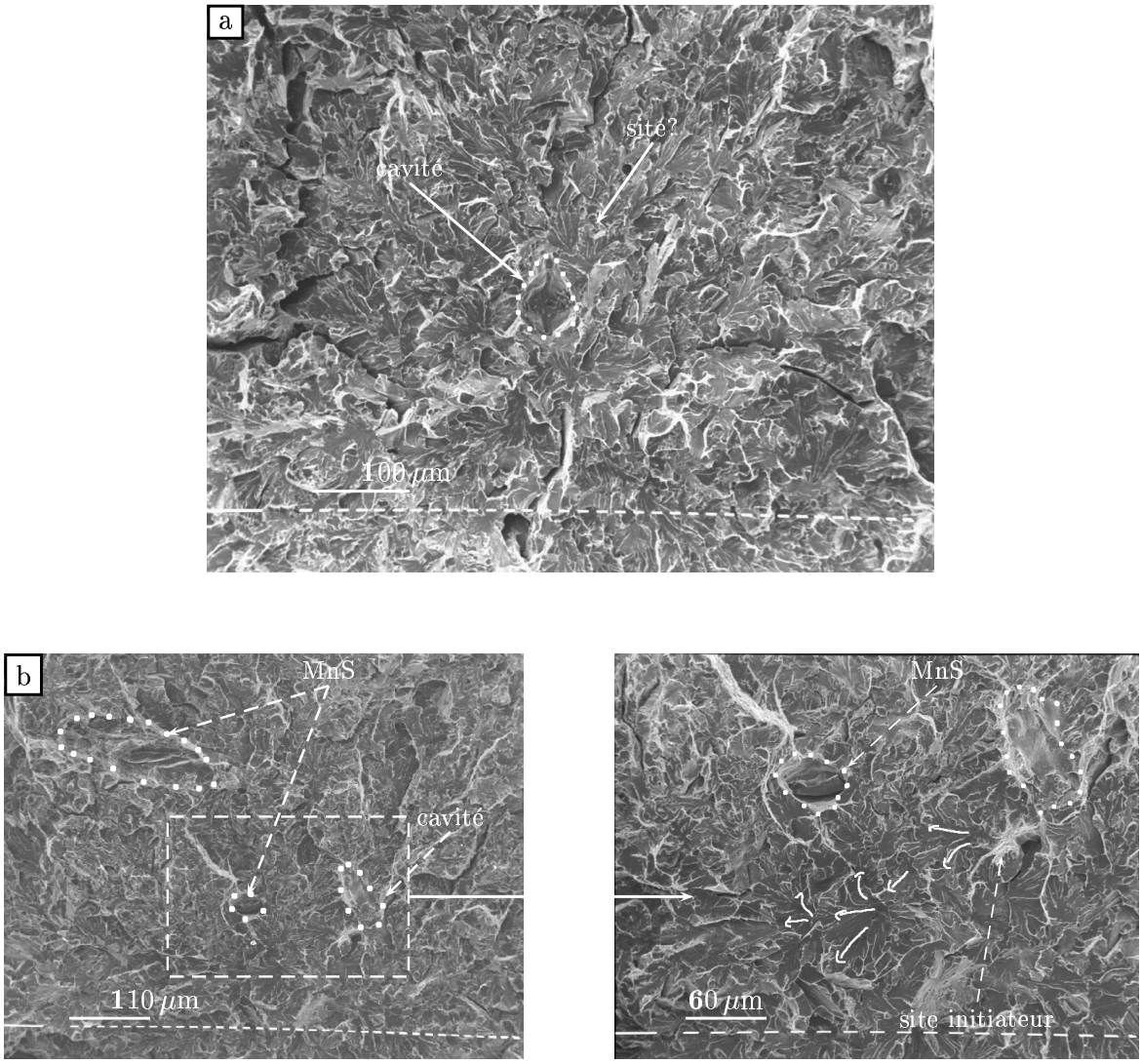


Figure VI.16 : Amorçage du clivage à partir d'un site de type IV : cavité ductile ou Mns à proximité du site déclenchant le clivage. Le foyer présumé est indiqué par une flèche. (a : essai 310, $E_T = 57$ J $T = -100°\mathrm{C}$, $V = 5\mathrm{m}^{-1}$, b : essai 307, $E_T = 42.5$ J, $T = -80°\mathrm{C}$, $V = 5\mathrm{m}^{-1}$)

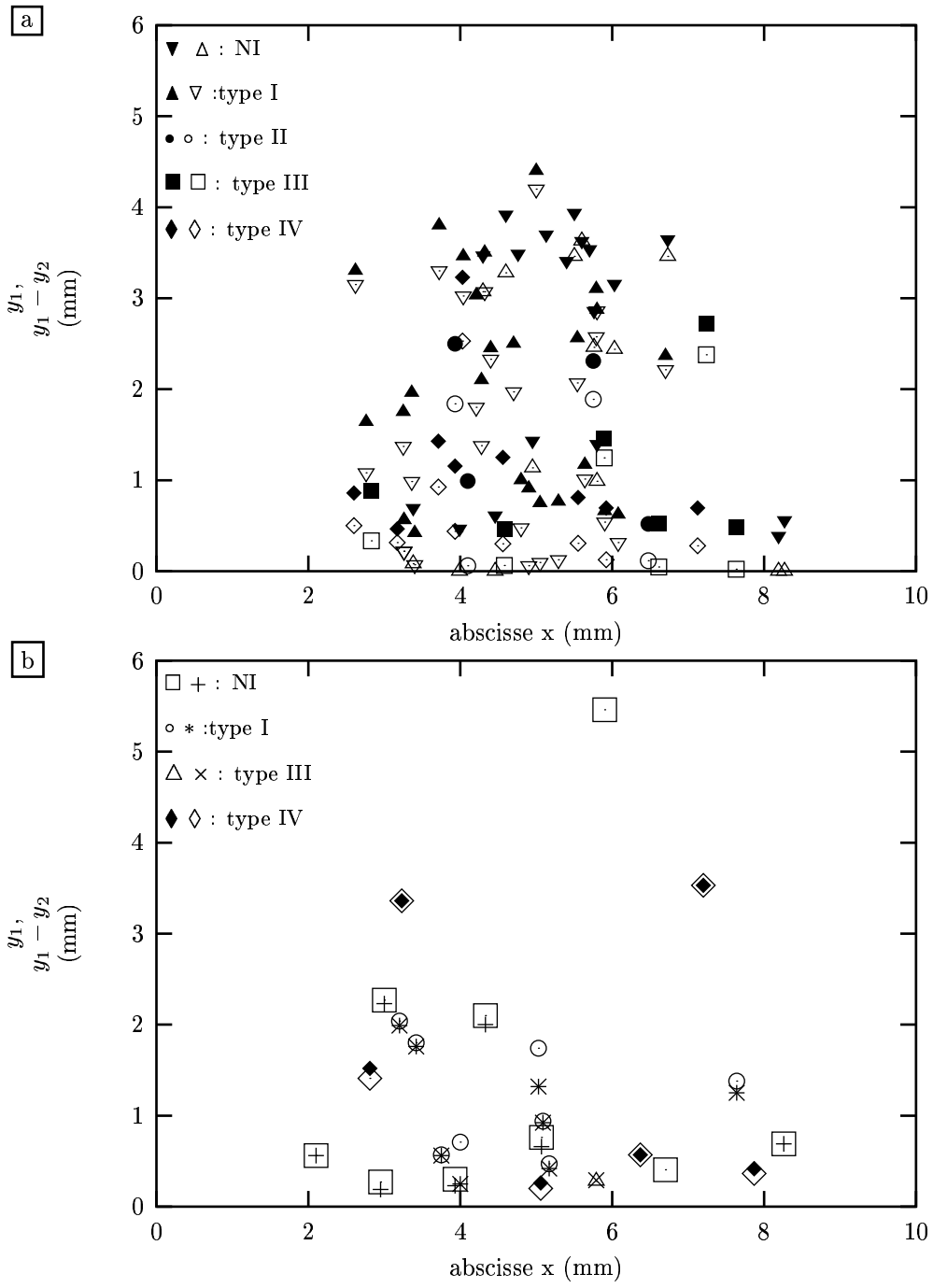


Figure VI.17 : Position des sites d'amorçage sur le faciès de rupture des éprouvettes de résilience en fonction de la nature des sites. Le fond d'entaille correspond à l'ordonnée y=0. a : Essais de résilience dynamique. Les symboles pleins représentent la position des sites initiateurs et les symboles vides la position du front ductile. b : Essais à vitesses lentes. La position des sites de clivage est représentée par les symboles (□ ○ △ ♦) et le front de la déchirure ductile par les symboles (+ ∗ × ◊).

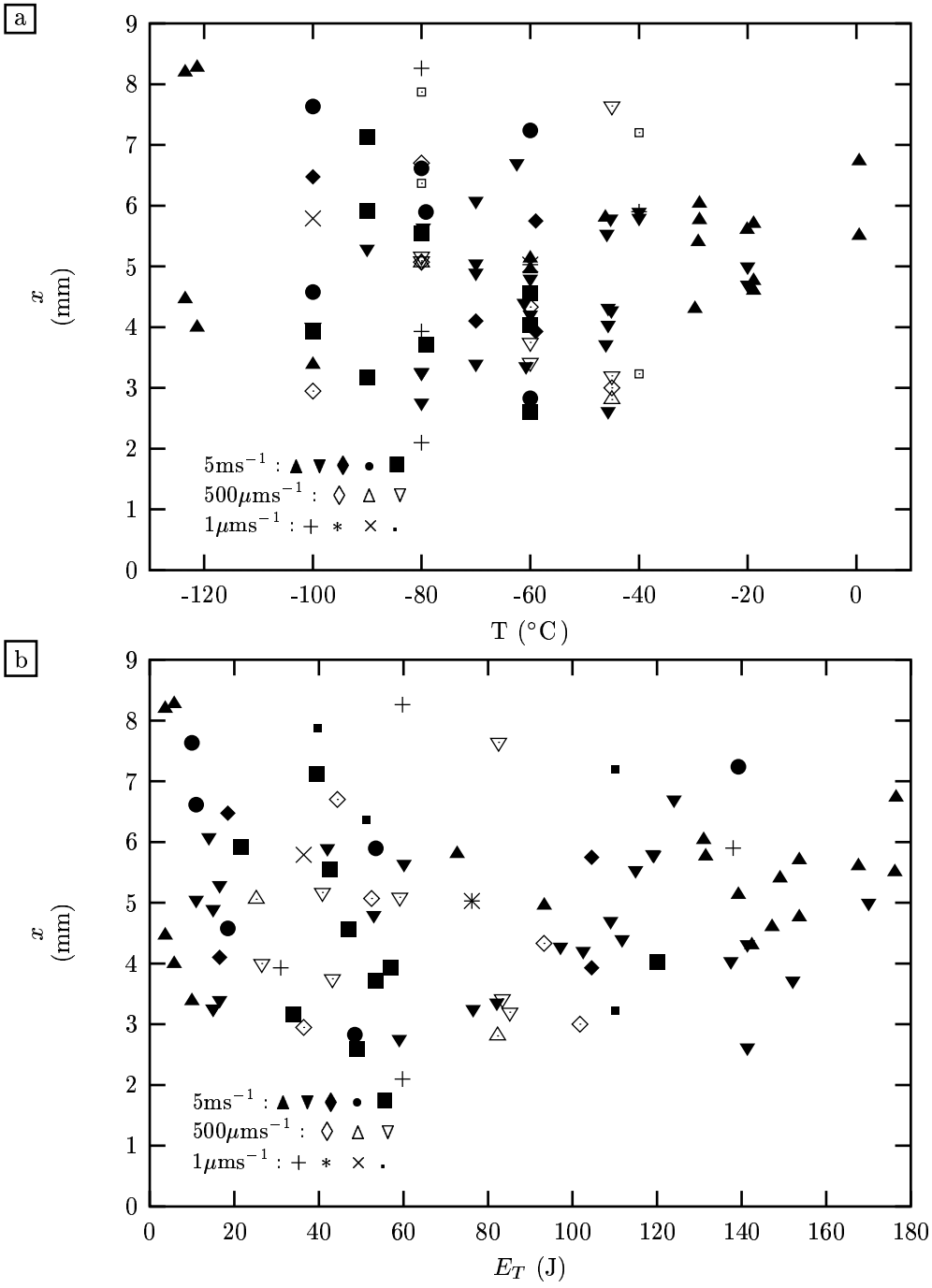


Figure VI.18 : Evolution de la position des sites d'amorçage du clivage dans l'épaisseur de l'éprouvette en fonction de la vitesse de sollicitation et de leur nature avec a) la température b) l'énergie à rupture. Les essais dynamiques sont représentés par des symboles pleins avec (NI : ▲, type I : ▼, type II : ♦, type III : •, type IV : ■). Les essais à 500 μm^{-1} sont représentés par des symboles vides avec (NI : ◊, type I : △ , type IV : ▽). Les essais à 1 μm^{-1} sont représentés par (NI : +, type I : ∗, type III : ×, type IV : .).

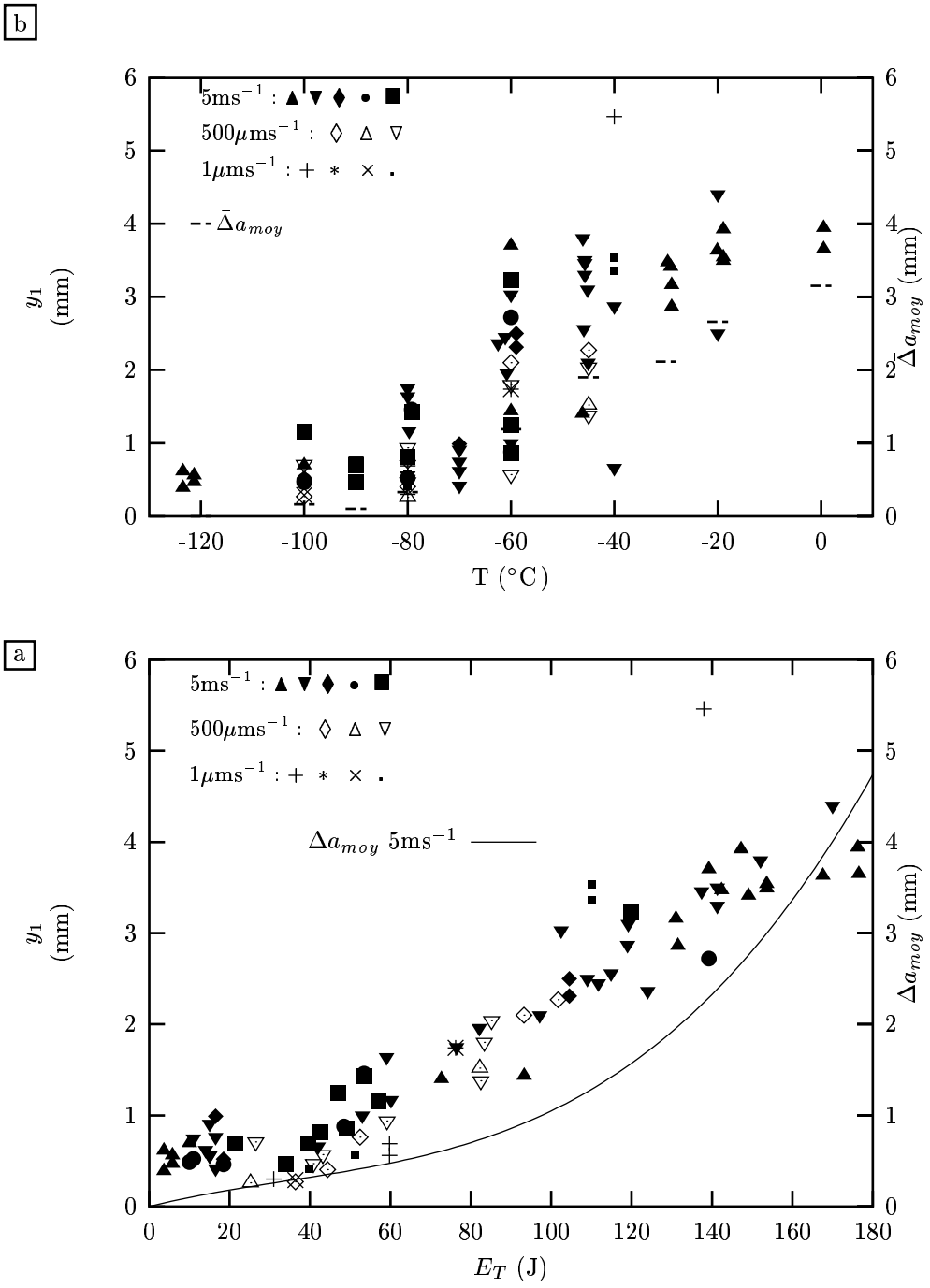


Figure VI.19 : Evolution de la position des sites d'amorçage du clivage (distance fond entaille–site initiateur) en fonction de la vitesse de sollicitation et de leur nature avec a) la température b) l'énergie. Les essais dynamiques sont représentés par des symboles pleins avec (NI : ▲, type I : ▼, type II : ♦, type III : •, type IV : ■). Les essais à 500 μm^{-1} sont représentés par des symboles vides avec (NI : ◊, type I : △ , type IV : ▽). Les essais à 1 μm^{-1} sont représentés par (NI : +, type I : *, type III : ×, type IV : .).

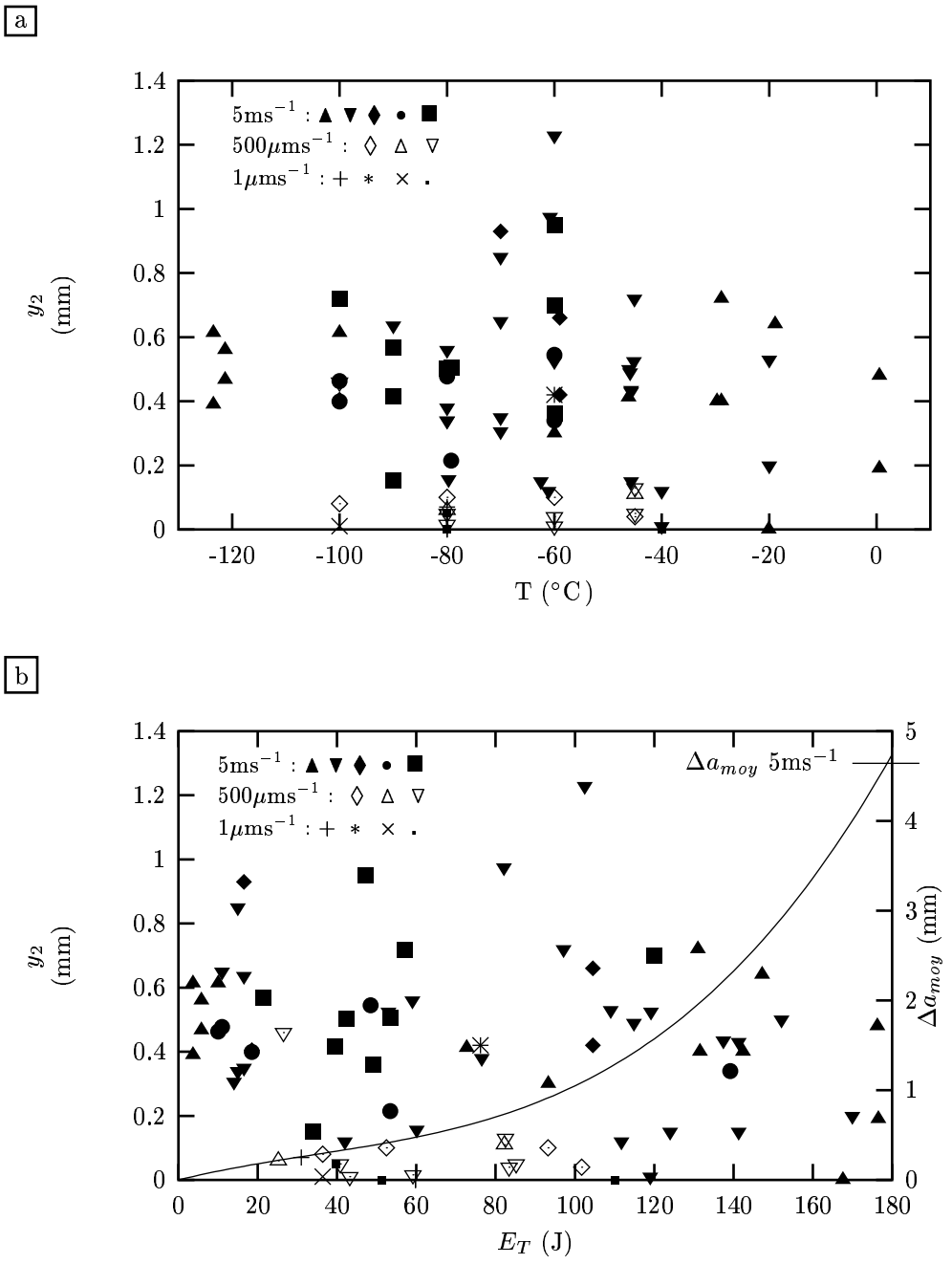


Figure VI.20 : Evolution de la position des sites d'amorçage du clivage (distance front déchirure ductile–site initiateur) en fonction de la vitesse de sollicitation et de leur nature avec a) la température b) l'énergie. On a également reporté sur les graphe b, l'évolution de l'avancée ductile moyenne en fonction de l'énergie. Les essais dynamiques sont représentés par des symboles pleins avec (NI : ▲, type I : ▼, type II : ♦, type III : ●, type IV : ■). Les essais à 500 μm^{-1} sont représentés par des symboles vides avec (NI : ◊, type I : △ , type IV : ▽). Les essais à 1 μm^{-1} sont représentés par (NI : +, type I : ∗, type III : ×, type IV : .).

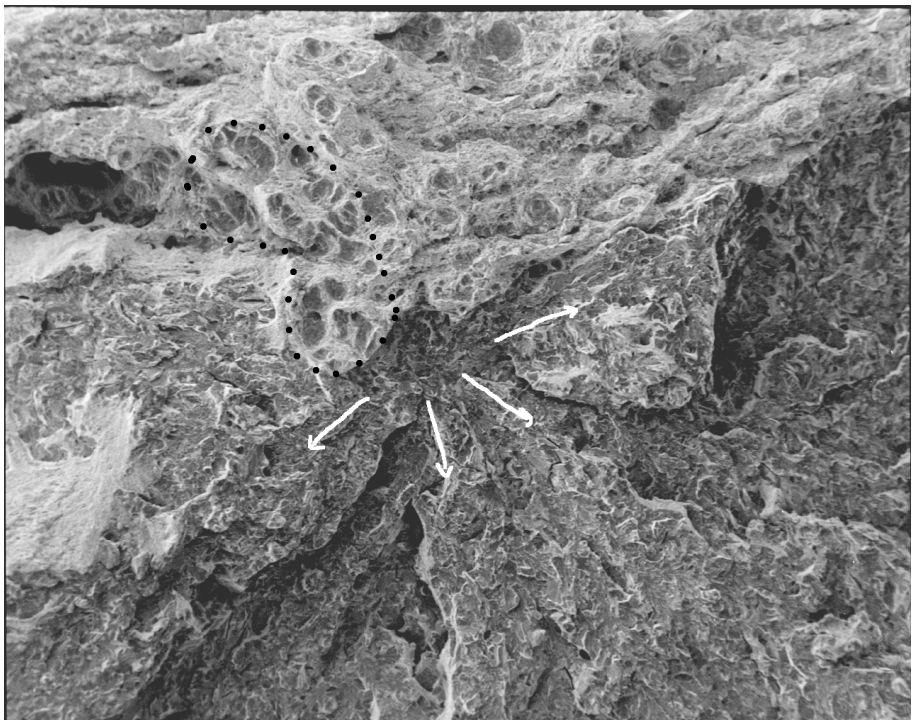


Figure VI.21 : Amorçage du clivage près du front de déchirure ductile. On note la présence d'amas de cavités ductiles de tailles importantes à proximité du site de déclenchement du clivage. Essai I7, $T = -45°\mathrm{C}$, $E_T = 85.2$ J, $V = 500\mu\mathrm{ms}^{-1}$.

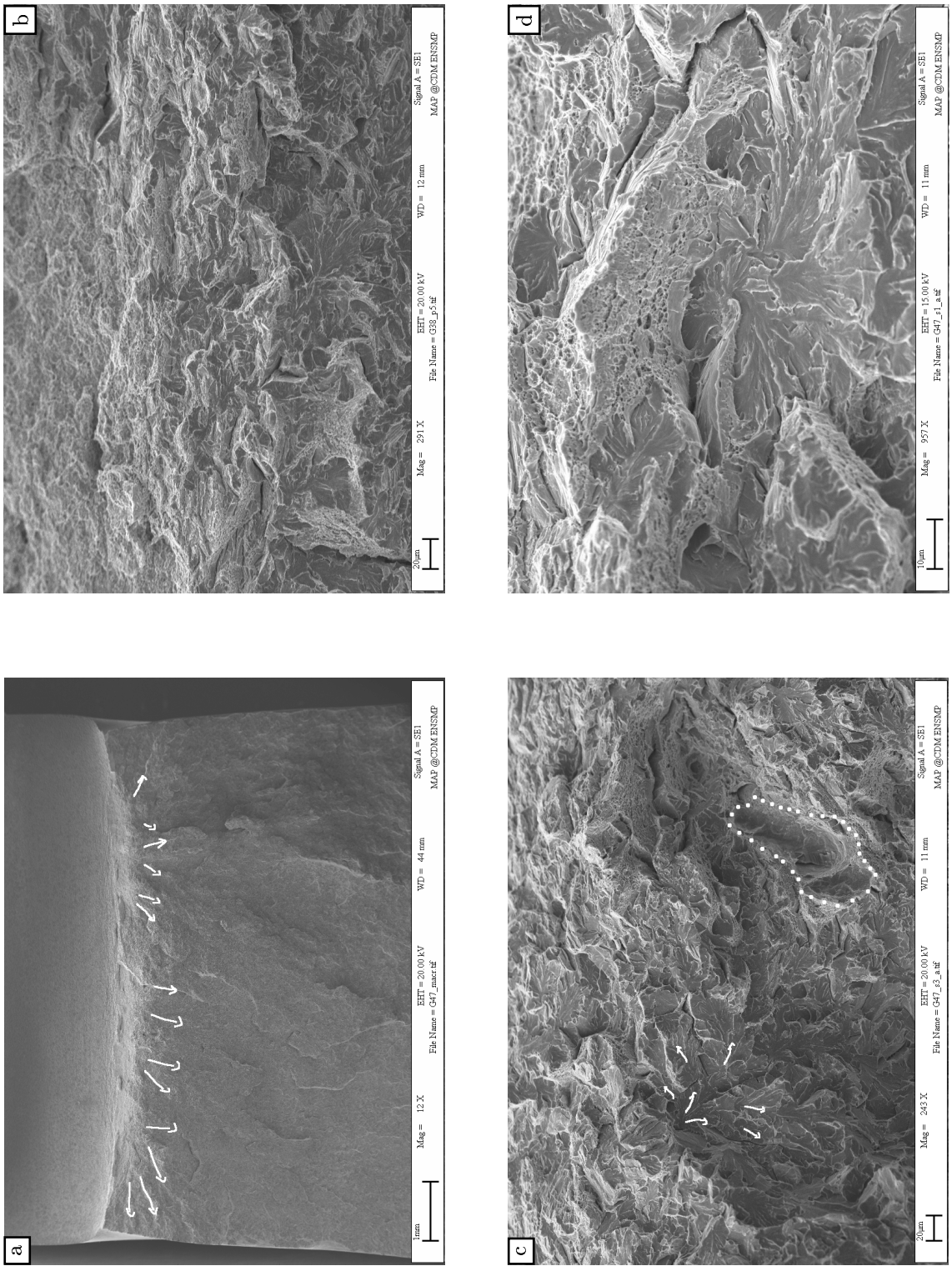


Figure VI.22 : Amorçage du clivage après un début de propagation ductile sur un essai quasi–statique. a : faciès macroscopique, les rivières macroscopiques de clivage proviennent de plusieurs foyers. b : zone intermédiaire où l'endommagement ductile et le clivage sont entremélés. c : Amorçage du clivage en arrière de cavités ductiles issues de MnS. d : Foyer microscopique de clivage dans une zone avec une micro–cavitation ductile importante. Essai G47, $T = -80°\mathrm{C}$, $E_T = 39.8$ J, $V = 1\mu\mathrm{ms}^{-1}$.

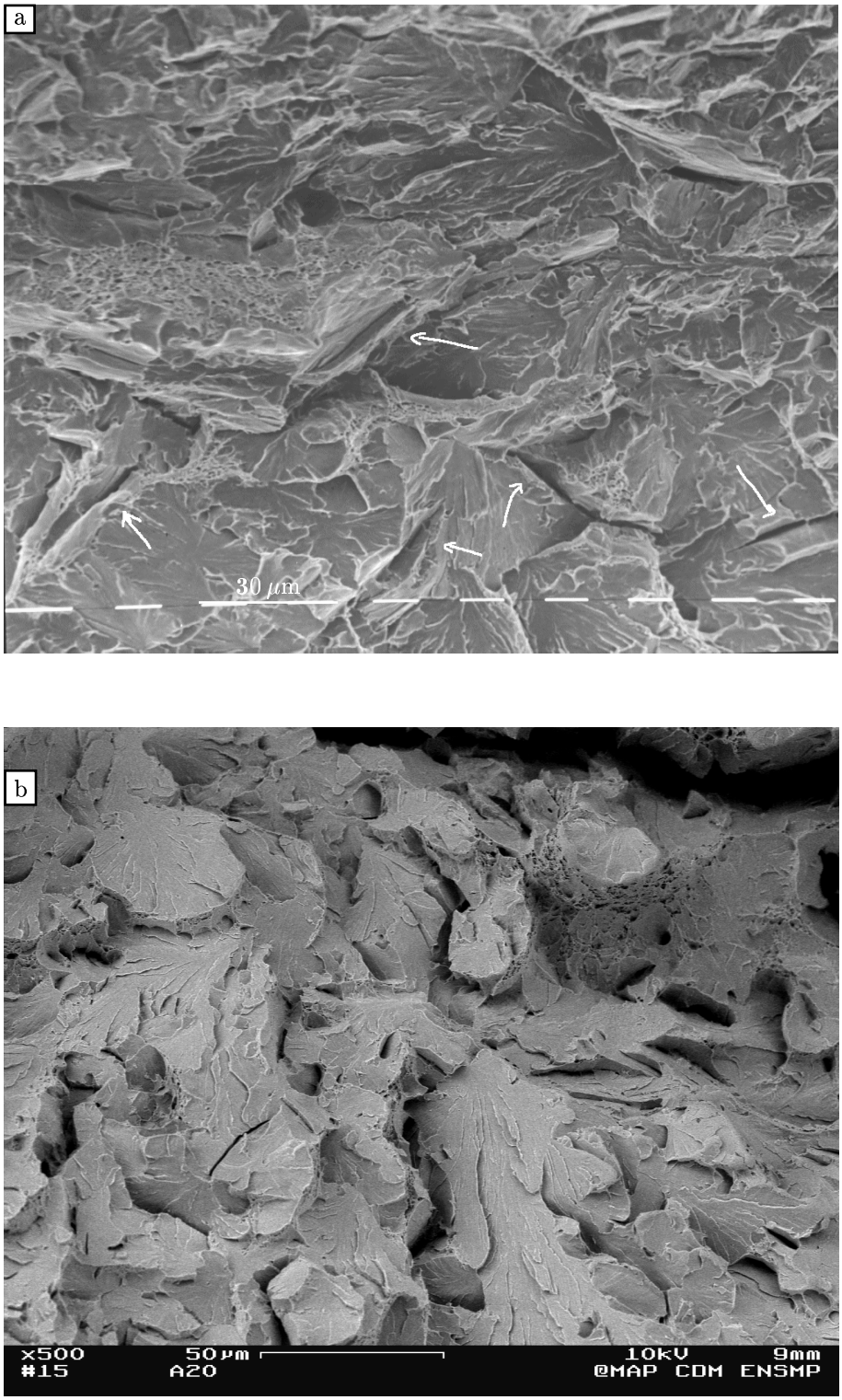


Figure VI.23 : Particularités microstructurales souvent rencontrées dans le domaine de la transition ductile–fragile. a) réseau de micro–fissures (essai H11,$E_T = 52,4$J) b) micro–cavités dans le clivage (essai A20, $E_T = 124$J)

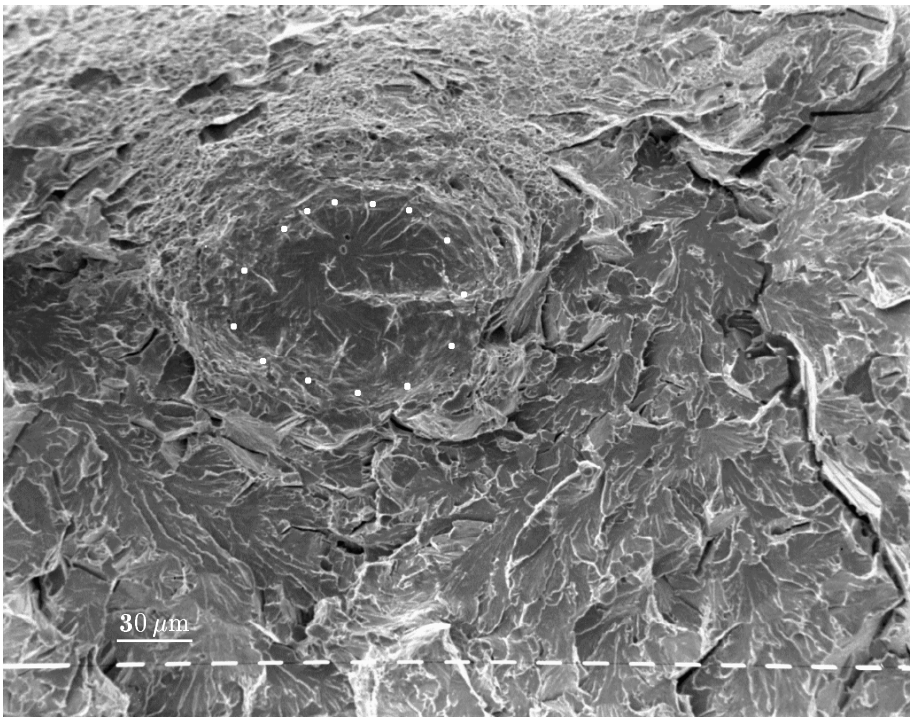


Figure VI.24 : Micro–fissure de clivage entourée d'endommagement ductile. On émet l'hypothèse que l'endommagment ductile a empêché la propagation de cette micro–fisssure. (Essai G29, $T = -80°\mathrm{C}$, $E_R = 60\mathrm{J}$, $V = 500\mu\mathrm{ms}^{-1}$).

c) Résultats sur éprouvettes axisymétriques entaillées

Pour les éprouvettes AE, la détermination du foyer du clivage n'a généralement pas posé de problème. Les faciès observés correspondent à des essais pour lesquels la charge limite a été atteinte. Nous nous limitons aux essais pour lesquels la déchirure ductile n'est pas trop importante. Lorsque la zone ductile est trop grande, il devient impossible de déterminer à partir de quel site le clivage s'est déclenché. On reporte dans le tableau VI.2 la nature du site observé pour chaque faciès analysé.

Pour les éprouvettes axisymétriques entaillées, lorsqu'un endommagement ductile ou des fortes déformations précèdent le déclenchement du clivage, l'amorçage de la rupture a lieu approximativement au centre de l'éprouvette et se progage vers les bords libres. Le lieu de l'amorçage résulte d'une combinaison entre l'endroit où les conditions mécaniques sont les plus favorables (centre de l'éprouvette) et celui où un point "faible" de nature métallurgique va provoquer le déclenchement de la rupture. Les différents types de sites observés sur les éprouvettes KCV sont retrouvés sur les faciès des éprouvettes axisymétriques entaillées. On définit un type de site d'amorçage supplémentaire, le type V qui correspond à un ilôt d'endommagement ductile (ensemble de grosses cavités ductiles coalescées entre elles et avec présence d'inclusions MnS de tailles importantes) (fig.: VI.25).

On reporte sur les figures VI.26, VI.27, et VI.28 différents types de sites présumés avoir déclenché le clivage. Sur la figure VI.26, on observe sur les deux fractographies, une "macro– facette" de clivage qui correspond soit à un grain de taille plus importante que la moyenne (cas a), soit à un ensemble de grains dont les plans de clivage sont peu désorientés entre eux et qui ont donc favorisé le déclenchement du clivage (cas b). Dans ce second cas, on trouve à proximité de ces grains, une inclusion de type MnS. On peut supposer que la combinaison d'une inclusion et d'un ensemble de grains favorablement orientés a permis de déclencher le clivage. On n'observe pas de croissance de cavité autour de cette inclusion. Ce type de sites n'a été observé qu'à très basses températures. La présence de cavités ductiles isolées à l'origine des rivières de clivage est observée sur les figures VI.27 et VI.28). Dans le premier cas, l'endommagement ductile a commencé à se développer autour des cavités et on a à nouveau la présence d'un ensemble de grains dont les plans de clivage sont faiblement désorientés entre eux à proximité de l'une des cavités. Les deux cavités étant approximativement de la même taille, ce point faible est vraisemblablement la cause du déclenchement du clivage. D'après la forme circulaire des cavités, l'inclusion à l'origine de leur développement était probablement un MnS mixte. Dans le deuxième cas, l'endommagement ductile autour de la cavité ne s'est pas développé. La trace d'une particule de taille importante dans un grain situé à proximité de la cavité peut être observée sur la figure VI.28b, cette particule est certainement à l'origine du déclenchement du clivage.

La faible population d'éprouvettes axisymétriques entaillées analysées ne permet pas de tirer des conclusions générales. Cependant lorsque la déformation à rupture n'est pas trop importante, on trouve souvent un MnS mixte à l'origine des rivières de clivage. On peut également trouver des alignements de MnS. Lorsque la déformation à rupture est plus importante, on observe un amas ductile regroupant plusieurs inclusions. Les causes à l'origine de la rupture par clivage sur ce type de géométrie, sont, lorsqu'il y a peu de

déchirure ductile, des inclusions de tailles importantes (MnS mixtes ou allongés) associées à la présence d'un ensemble de grains dont les plans de clivage sont faiblement désorientés entre eux, créant ainsi un point faible. Lorsque la rupture intervient après l'amorçage d'une déchirure ductile, le déclenchement du clivage à lieu a proximité de ces ilôts ductiles.

Repère	géométrie	T (°C)	$\bar{\varepsilon}^{(c)}$ (%)	$\bar{\sigma}^{(c)}$ (MPa)	$\frac{x}{r}$	nature
G15	AE6	-196	4.4	1235.2		inclusion (Mn+Ti) et facettes de clivage peu désorientées (type III)
G14	AE6	-196	11.7	1332.2	0.41	grosse facette de clivage (type I)
G13	AE6	-196	15.7	1391.4		MnS mixte (type IV)
C3	AE1.2	-150	30.1	1689	0.13	Cavité allongée (type IV)
C2	AE1.2	-120	50.5	1640		amas de facettes peu désorienté et cavité ductile (typeIV)
G18	AE1.2	-120	34.1	1488	0.09	alignement de MnS (type V) (présence de Ti)
G17	AE1.2	-90	42	1446.5		amas ductile (type V)
D10	AE2.4	-165	28.9	1529.7	0.13	Amas ductile avec gros MnS (type V)
D11	AE2.4	-165	29.2	1560	0.42	MnS mixte (type IV)
G22	AE2.4	-150	39.5	1543	0.04	MnS mixte (présence de Ca) (type IV)
G21	AE2.4	-150	44.4	1585	0.28	amas ductile (type V)
D9	AE2.4	-140	46.7	1533	0.07	amas ductile avec cavités allongées (type V)
G24	AE2.4	-140	46.8	1552.7		alignement de cavités (type V) avec MnS

Tableau VI.2 : Nature des sites observés au centre des macro–rivières de clivage sur éprouvettes AE dans le bas du domaine de transition. Le rapport $\frac{x}{r}$ indique la position relative du site vis à vis du centre de l'éprouvette. $\bar{\varepsilon}^{(c)}$ et $\bar{\sigma}^{(c)}$ sont calculées à l'instant du changement de pente de la charge.

VI.2.3 Discussion

Les observations effectuées sur les sites à l'origine du clivage dans la transition ductile–fragile sur des éprouvettes de résilience sollicitées en dynamique et à vitesses lentes et sur éprouvettes axisymétriques entaillées sollicitées en quasi–statique nous ont permis d'obtenir les informations suivantes :

- Pour l'ensemble des éprouvettes :
  - Contrairement aux aciers doux ferritiques où les carbures sont clairement identifiés comme étant à l'origine du déclenchement du clivage, la nature des sites à l'origine du clivage n'est pas unique sur l'acier 16MND5. Lorsque la

déchirure ductile n'a pas précédé la rupture fragile un ensemble de grains ayant des plans de clivage faiblement désorientés entre eux associé ou non à la présence d'une particule ou d'une inclusion est à l'origine du déclenchement du clivage. La nécessité de deux évènements microstructuraux, c'est à dire un point faible (MnS ou carbures) et un ensemble de grains dont les plans de clivage sont faiblement désorientés, pour déclencher le clivage a été rapportée sur un acier ferritique dans le domaine de la transition ductile–fragile [Rosenfield et al., 1983]. Le clivage peut également être amorcé autour des cavités ductiles de taille importante.

- Lorsque le clivage est déclenché près du front ductile, il doit se propager dans des zones avec des micro–cavitations ductiles importantes.

- Pour les éprouvettes axisymétriques entaillées :

  - Le développement d'endommagement ductile résulte d'une combinaison d'un état de contrainte favorable et de la présence d'amas d'inclusions de sulfure de Manganèse, qui va favoriser le déclenchement du clivage.

- Pour les éprouvettes de résilience :

  - Quelle que soit la vitesse de sollicitation, la position des sites se rapproche de la section médiane avec la progression de l'avancée ductile.
  - Sur les éprouvettes KCV sollicitées en dynamique, on retrouve les différents types de sites dans tout le domaine de la transition. Sur les éprouvettes KCV sollicitées à vitesses lentes, le déclenchement du clivage est souvent situé à proximité de la déchirure ductile, les fortes déformations vues par le matériau dans cette zone rendent difficile l'identification de la nature du site.
  - Pour les essais dynamiques, généralement un seul foyer à l'origine des rivières macroscopiques de clivage est identifié. Pour les essais à vitesses lentes, lorsque la déchirure ductile est amorcée, les rivières macroscopiques sont issues de différents endroits du front ductile.
  - La distance moyenne entre le site initiateur du clivage et le front de déchirure ductile est plus importante lorsque l'éprouvette est sollicitée en dynamique qu'à vitesses lentes. Cette distance semble diminuer légèrement lorsque l'énergie à rupture augmente fortement, mais cette tendance reste à confirmer.

On peut tenter de comprendre ce dernier point à partir d'un raisonnement simple sur l'état de contrainte. A priori, le niveau de contrainte sera plus élevé en dynamique qu'en statique ($\sigma_{yy}^{dyn} > \sigma_{yy}^{stat}$), donc le volume impliqué pour trouver un maillon faible doit être plus faible en dynamique, soit $y_2^{dyn} < y_2^{stat}$. Ce raisonnement simple conduit à un résultat opposé aux observations expérimentales. Lors de la simulation de l'essai Charpy, l'hypothèse ($\sigma_{yy}^{dyn} > \sigma_{yy}^{stat}$) devra être examinée pour comprendre ce résultat expérimental.

Le déclenchement du clivage dépend directement de l'état de contrainte dans la zone active et de la présence d'un point faible. A basses températures, le niveau de contraintes atteint en avant de l'entaille doit être suffisant pour déclencher la rupture à partir du premier point faible sollicité. Il doit être également suffisamment large pour solliciter plusieurs

types de défauts. Lorsque la température augmente, que la vitesse de sollicitation diminue, ou qu'une triaxialité plus faible entraine une baisse du niveau de contrainte, les défauts à partir desquels le clivage va se déclencher devront être plus nocifs. Si ces défauts ne sont pas présents, le niveau de contraintes doit alors être augmenté, par exemple avec le développement de l'endommagement ductile.

Le rôle actif des inclusions de sulfure de Manganèse dans le déclenchement du clivage dans le domaine de la transition ductile–fragile sur un acier de cuve a été mis en évidence par plusieurs études récentes, soit sous forme de petites inclusions à l'origine des rivières microscopiques du clivage sur un acier A508 [Rosenfield et al., 1983], soit sous forme d'amas de tailles importantes autour desquels le clivage se déclenche sur un acier 16MND5 [Renevey et al., 1996, Carassou et al., 1998]. Pour ces dernières études, les observations rapportées montrent la présence de MnS sous forme d'amas qui donnent lieu à des ilôts ductiles en avant du front de la déchirure ductile. L'hypothèse émise est que ces ilôts de déchirure ductile sont des concentrateurs de contraintes et déclenchent le clivage sur des points faibles situés à proximité des amas. Ces observations ont été réalisées à partir d'essais sur éprouvettes AE et CT25 sollicitées suivant la direction axiale (sens T). La présence d'amas de MnS sur des faciès de rupture d'éprouvette de résilience a été également montrée [Rossoll, 1998] sur le même acier avec une propagation de la déchirure ductile suivant le sens travers–court (TC).

L'étude expérimentale que nous avons réalisée sur les éprouvettes axisymétriques entaillées montre également la présence des inclusions de sulfure de Manganèse à proximité de l'origine de l'amorçage du clivage; dès les basses températures (-196°C pour des AE_6) des cavités ductiles ou des amas de MnS à proximité des sites d'amorçage du clivage. Cependant les résultats obtenus à partir des essais dynamiques de résilience semblent nuancer le rôle prédominant des inclusions MnS dans le déclenchement du clivage. En effet sur ce type d'essais, la présence de cavités ductiles en avant du front ductile n'est pas généralisée lorsque l'énergie à rupture augmente, l'observation d'amas de gros MnS peut même être qualifiée de rare.

Trois explications peuvent être avancées pour comprendre la différence entre les résultats obtenus dans cette étude et ceux des auteurs précédemment cités :

- L'acier de notre étude présente une teneur en soufre deux fois plus faible (% S=0.004) que l'acier étudié par Renevey et al. La fraction volumique en sulfure de Manganèse sera donc plus faible dans notre cas. La présence d'amas de MnS sera donc plus rare sur notre acier. Carassou [Carassou, 2000] a montré que les amas devaient avoir une certaine densité en inclusions pour pouvoir être potentiellement critiques, ce qui peut expliquer le rôle moins important de ces amas sur le déclenchement du clivage dans notre acier. La nocivité beaucoup moins importante des sulfures de Manganèse sur l'acier de cet étude est directement reflétée par la température de transition ductile–fragile qui est beaucoup plus basse que celle de l'acier étudié par Renevey et al.
- Les essais sur AE montrent néanmoins la présence d'amas de Mns et d'ilôts ductiles sur les faciès de rupture. Sur ces éprouvettes, le volume de matière sollicité et l'état mécanique homogène est plus favorable pour "trouver" un amas de MnS que sur une éprouvette de résilience où les gradients mécaniques sont beaucoup plus importants. Le

développement de la rupture par clivage à partir d'ilôts ductiles situés près des bords libres n'a jamais été observé lors de notre étude, mettant ainsi en évidence que les zones d'endommagement ductiles sont la combinaison d'un état mécanique favorable et de la présence de MnS de taille importante.

- Lors de nos essais de résilience, la déchirure ductile se propage suivant la direction L alors que dans [Rossoll, 1998] la propagation est suivant le sens TC. Dans ce dernier cas, les MnS sont parallèles au front de fissure alors que dans notre cas ils lui sont perpendiculaires. La nocivité des MnS peut alors être différente.

La position des sites de clivage par rapport au front ductile et son évolution avec l'avancée de la déchirure ductile a été rapportée dans la littérature; la plupart du temps à partir d'observations sur éprouvettes fissurées (SENB ou CT). Ces résultats sont parfois contradictoires car ils dépendent fortement de l'état de contrainte à la pointe de la fissure. Ehl [Ehl et al., 1986] observent sur des CT25 une légère augmentation de la distance y_2 avec l'avancée ductile et concluent que la distribution des contraintes doit s'élargir avec l'avancée de fissure. Rosenfield, sur un acier A508 et des éprouvettes CT25, dans le bas de la transition observe une augmentation de y_2 avec Δa [Rosenfield and Shetty, 1985], mais aucune corrélation entre ces deux grandeurs lorsque la déchirure ductile devient importante [Rosenfield and Shetty, 1983]. Ce dernier résultat est confirmé par Narström [Narström and Isacsson, 1999] à partir d'essais sur éprouvettes SENB, il souligne cependant que les sites sont plus près du front ductile que le maximum de contrainte obtenu à partir d'un calcul avec fissure stationnaire et par Yan [Yan et al., 1997]. Ces résultats soulignent que le déclenchement du clivage est une combinaison entre l'état de contrainte et la présence d'un point faible. L'étude du champs de contraintes en avant de l'entaille d'une éprouvette Charpy et de son évolution avec l'apparition de l'endommagment ductile nous permettra donc de comparer nos mesures expérimentales de y_2 avec la position du maximum du pic de contraintes. Cette étude sera présentée dans le chapitre sur la simulation de l'essai de résilience.

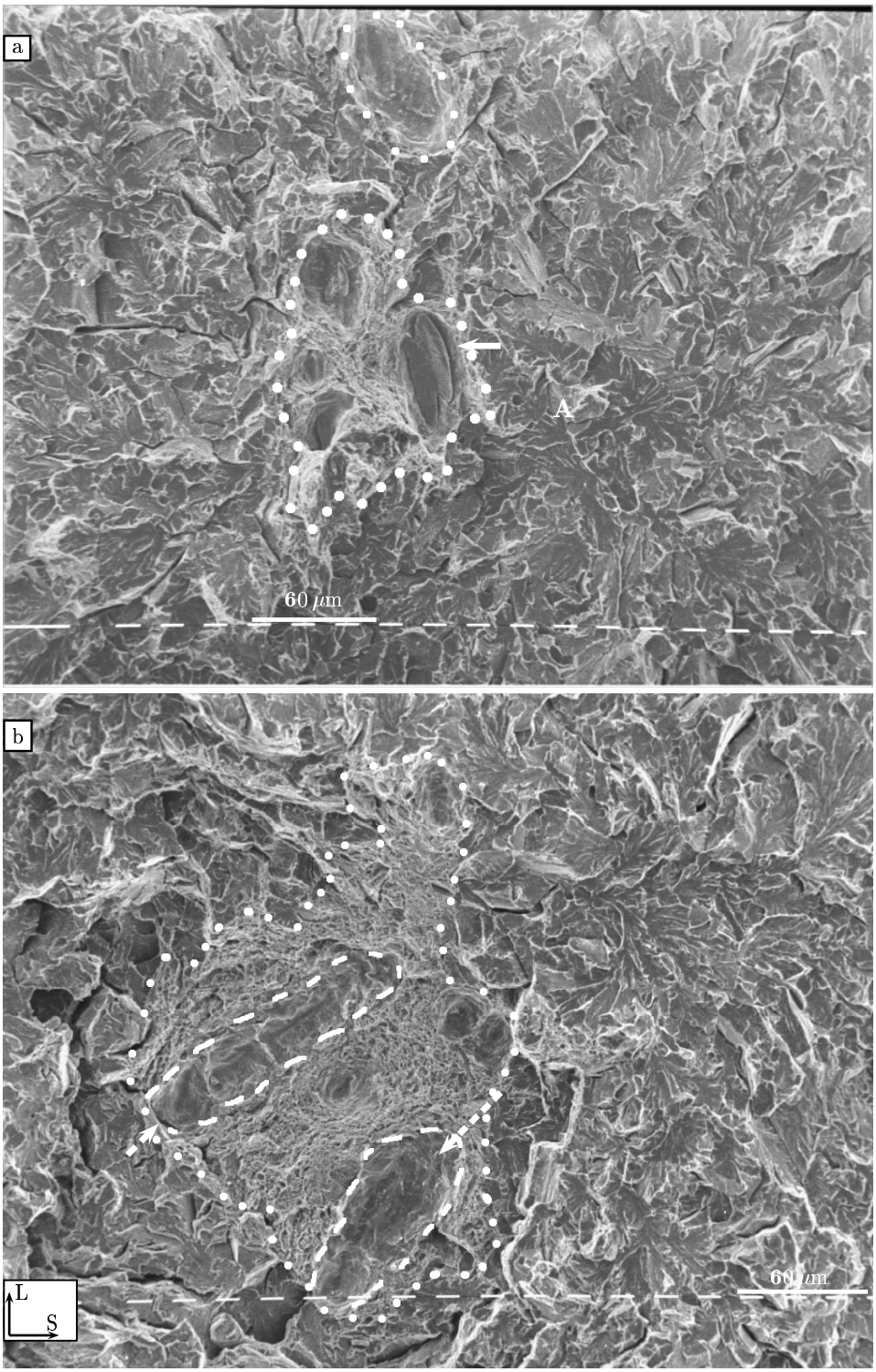


Figure VI.25 : Exemples de sites ductiles au foyer des rivières de clivage (type V). Les cavités ont coalescé entre elles avant le déclenchement du clivage. a) L'inclusion indiquée par une flèche est identifiée comme un MnS. Le site probable d'amorçage est indiqué par la lettre A ($AE_{2.4}$, essai D10, $T = -165°C$). b) On note la forme allongée des cavités repérées par des pointillées ($AE_{2.4}$, essai D9, $T = -140°C$).

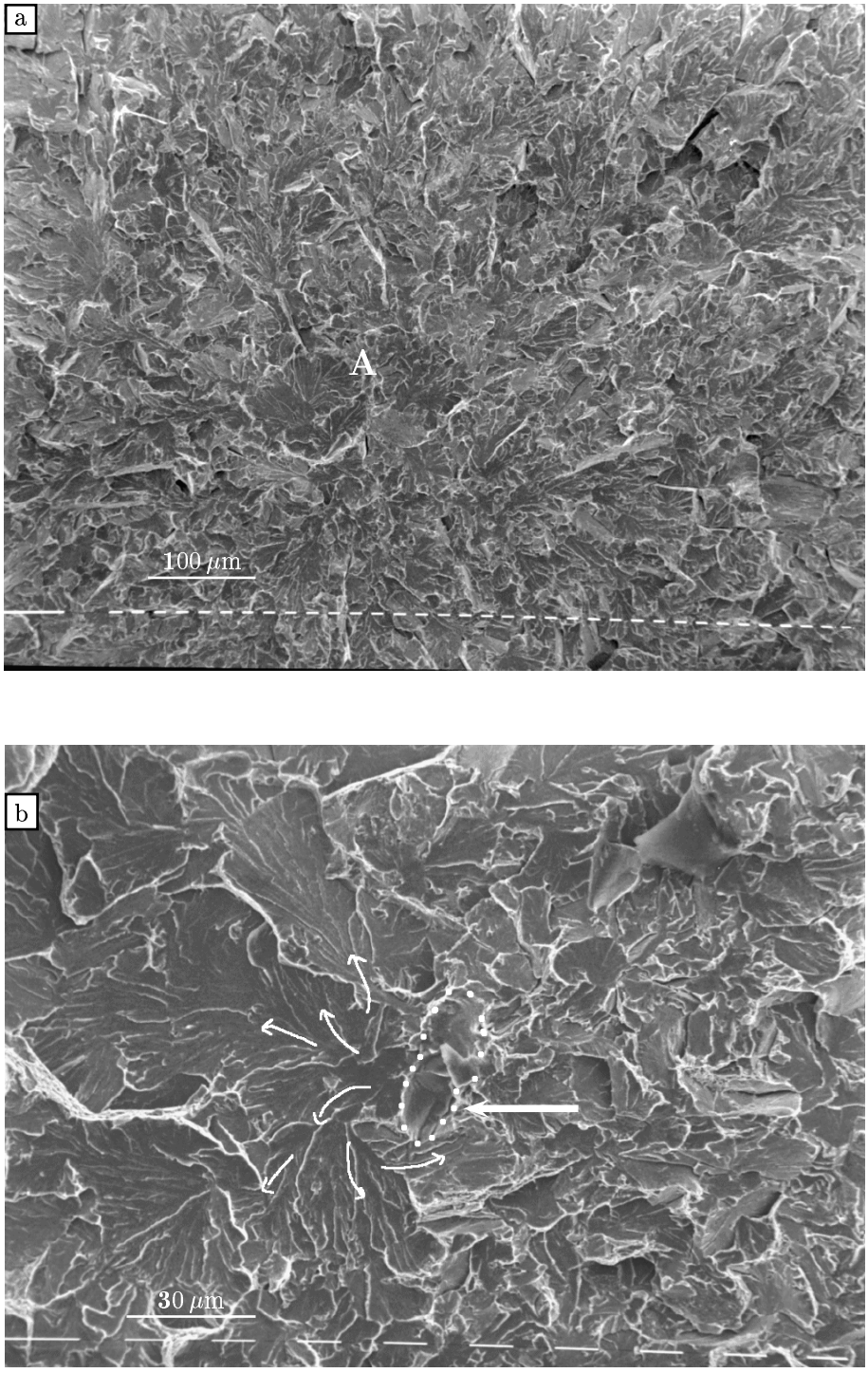


Figure VI.26 : Sites au foyer des rivières macroscopiques de clivage sur éprouvettes axisymétriques entaillées. a) Type I. Une facette de clivage de taille importante est repérée par la lettre A (AE_6, essai G14, $T = -196°C$), b) Type III. Ensemble de plans de clivage de faibles désorientations avec une inclusion à l'origine. L'inclusion indiquée par la flèche contient du titane et du manganèse (AE_6, essai G15, $T = -196°C$)

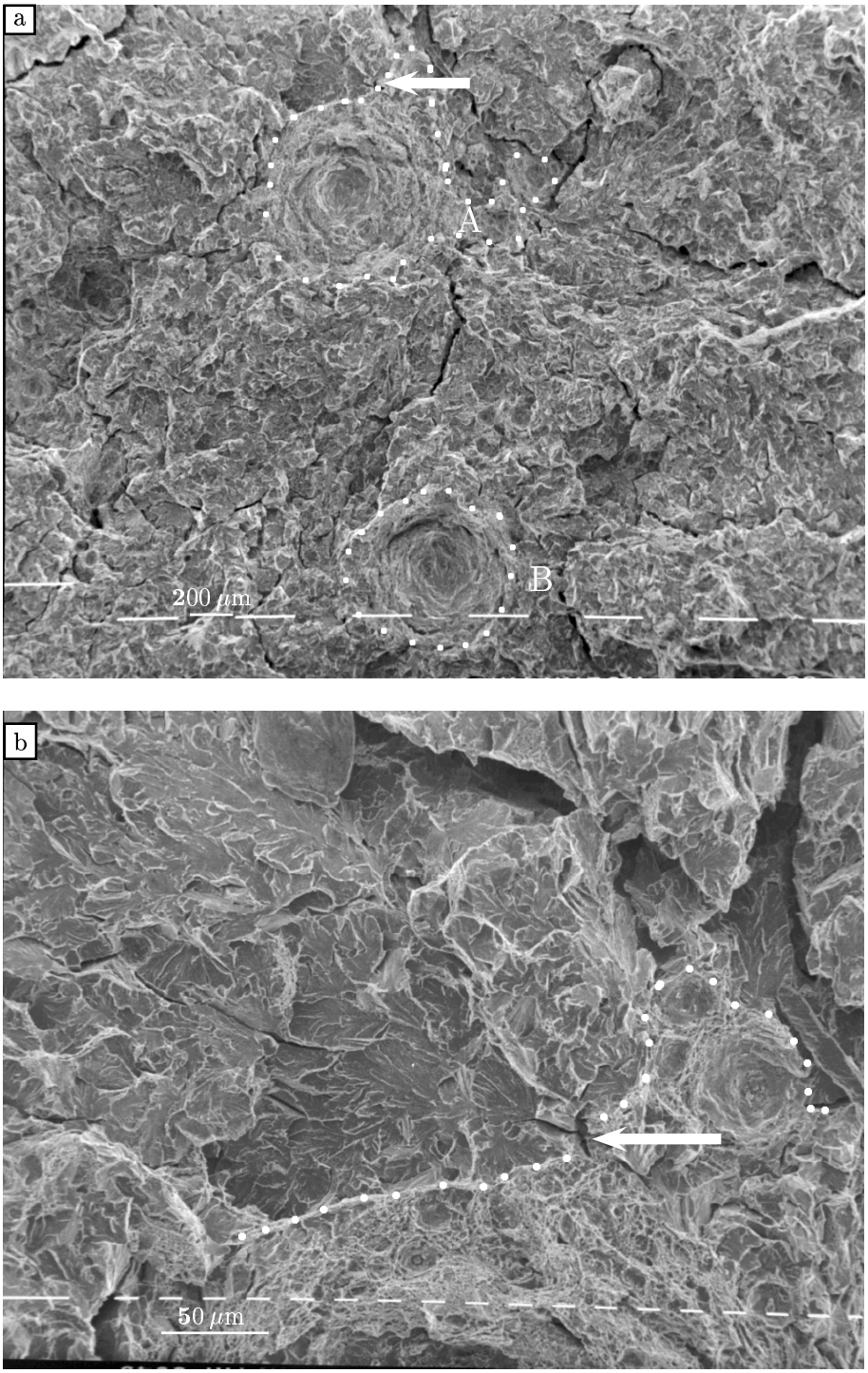


Figure VI.27 : Cavités ductiles isolées à l'origine du déclenchement du clivage : type V ($AE_{1.2}$, essai C2, $T = -120°C$). On note à proximité de la cavité A, la présence d'un ensemble de grains où les plans ayant clivé sont faiblement désorientés les uns par rapport aux autres . Cette zone est agrandie en b). L'origine présumée du clivage est indiquée par une flèche.

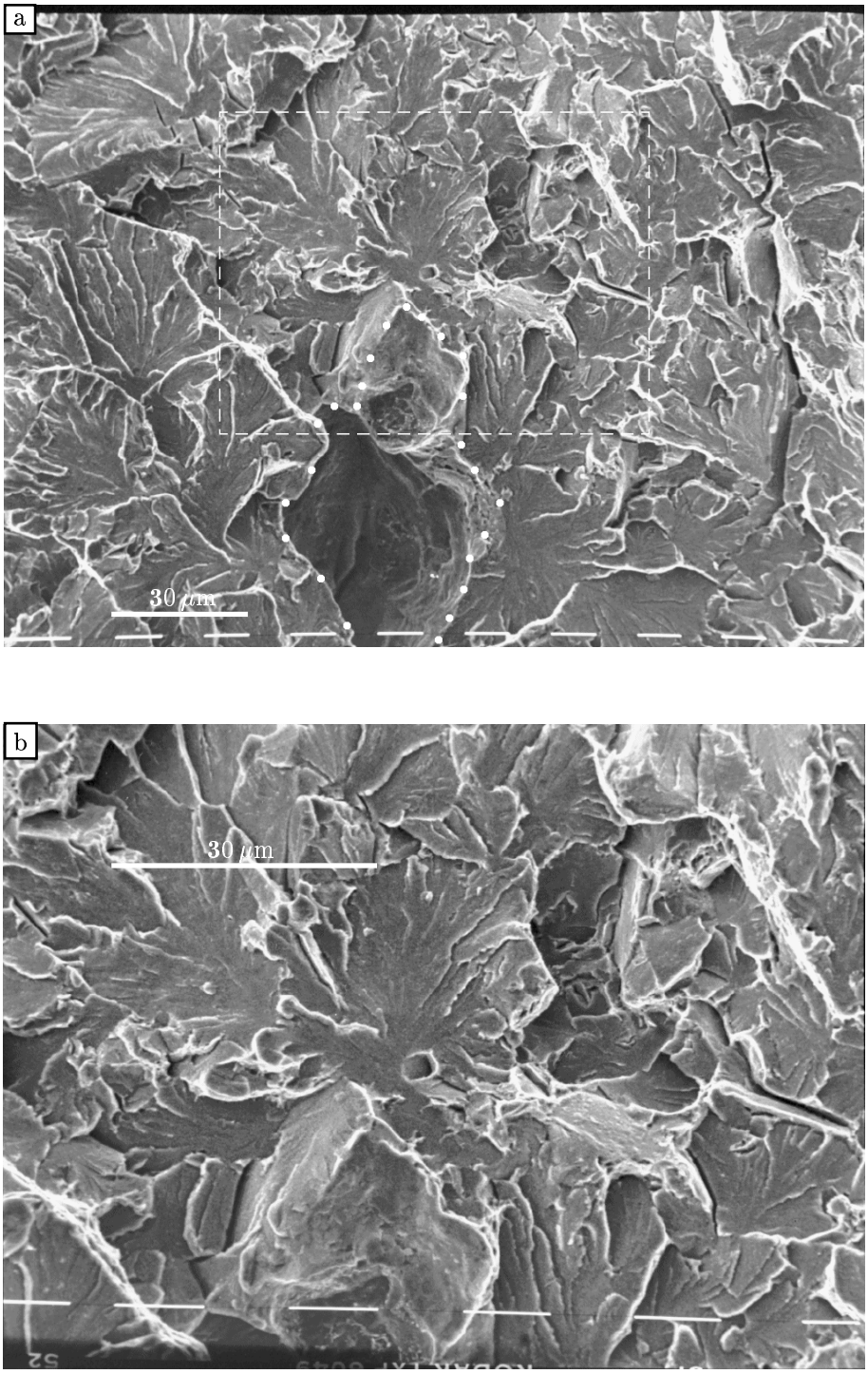


Figure VI.28 : Cavité isolée au foyer des rivières de clivage: type IV ($AE_{2,4}$, essai D11, $T = -170°C$). b : On note à proximité de la cavité un grain clivé avec la présence présumée d'une particule de taille importante.

VI.3 Conclusions

Les observations fractographiques effectuées à partir des faciès de rupture des éprouvettes de résilience testées dans le domaine de la transition ductile–fragile ont permis de mettre en évidence les points suivants :

- **L'amorçage de la déchirure ductile se produit en fond d'entaille par cisaillement. La fissure ductile macroscopique rejoint ensuite une zone en avant de l'entaille où la triaxialité plus importante a provoqué le développement de cavités ductiles à partir de MnS. L'importance de cet endommagement va dépendre de la fraction volumique locale d'inclusions de sulfure de Manganèse.**
- **Lorsque la charge atteint son maximum, l'endommagement ductile s'est déjà développé au centre de l'éprouvette sur une distance d'environ 1 mm. La diminution de la charge correspond à une propagation de fissure ductile qui a traversé toute l'épaisseur de l'éprouvette.**
- **Lors de la propagation de la déchirure, l'endommagement ductile est plus important au centre de l'éprouvette, conduisant à une forme incurvée du front ductile. La création de lèvres de cisaillement accompagne la propagation de la déchirure ductile. Pour des avancées ductiles importantes, les lèvres de cisaillement occupent une fraction non–négligeable du faciès de rupture.**
- **La nature des sites d'amorçage à l'origine du déclenchement du clivage n'est pas unique. Pour les essais de résilience dynamiques, les différents types de sites ne montrent pas de corrélation avec l'énergie à rupture.**
- **Les sites déclenchant le clivage sont situés à une distance moyenne de 0.4 mm du front de déchirure ductile pour les essais Charpy dynamiques. Lorsque la déchirure ductile s'est amorcée, les sites sont situés plus près du front ductile pour les essais de résilience quasi–statiques.**
- **La présence de zones avec des fortes concentrations d'inclusions de sulfure de Manganèse (amas) à l'origine du déclenchement du clivage et le développement de ces zones avec l'augmentation de la température ne sont pas observés sur l'acier de cette étude. Cependant, la combinaison d'un volume sollicité plus important et d'un état de contrainte plus homogène (éprouvettes AE) a montré que les particules de sulfure de Manganèse de taille importante (souvent MnS mixte) étaient des points faibles autour desquels le clivage se déclenche.**
- **De façon générale, le déclenchement du clivage résulte de l'association de plans de clivage dont la désorientation est faible et de la présence d'une inclusion ou d'une particule.**
- **Lorsque le clivage se déclenche à proximité du front ductile, il doit se propager dans une zone fortement déformée avec une micro–cavitation importante.**

Comme nous l'avons souligné, le déclenchement du clivage est une combinaison de l'état de contrainte et de la présence d'un point faible. La modélisation de l'essai Charpy sera donc indispensable pour décrire le champ de contrainte en avant de l'entaille et son évolution avec l'apparition de la déchirure ductile. On s'intéressera notamment à l'évolution de la contrainte maximale lorsque la fissure se propage dans une éprouvette Charpy. Nous présentons dans le chapitre suivant les modèles qui seront utilisés pour décrire l'endommagement ductile et le déclenchement du clivage.

Bibliographie

Bouyne, E. (1999). *Propagation et arrêt de fissure de clivage dans l'acier 21/4 Cr–1 Mo.* PhD thesis, École des Mines de Paris.

Bouyne, E., Joly, P., Houssin, B., Wiesner, C., and Pineau, A. (2001). Mechanical and microstructural investigations into the crack arrest behaviour of a modern 2 1/4 Cr–1 Mo pressure vessel steel. *Fat. Frac. of Engng Materials and Structures.*

Brozzo, P., Buzzichelli, G., Mascanzoni, A., and Mirabile, M. (1977). Microstructure and cleavage resistance of low–carbon bainitic steels. *Metal Science*, 11:123–129.

Carassou, S. (2000). *Déclenchement du clivage dans un acier faiblement allié : rôle de l'endommagement ductile localisé autour des inclusions.* PhD thesis, Ecole des Mines de Paris.

Carassou, S., Renevey, S., Marini, B., and Pineau, A. (1998). Modelling of the ductile to brittle transition of a low alluy steel. In *ECF 12, Fracture from defect*, volume II, pages 691–696.

Ehl, W., Munz, D., and Brückner, A. (1986). Crack extension in the ductile–brittle transition region. In *Séminaire international sur l'approche locale de la rupture*, pages 233–242, Moret–sur–Loing.

Lambert–Perlade, A. (2001). *Rupture par clivage de microstructures d'aciers bainitiques obtenues en conditions de soudage.* PhD thesis, Ecole des Mines de Paris.

Mohamed, S. and Tetelman, A. (1975). The application of the visioplasticity technique for derivation of the criterion for ductile rupture initiation in fully plastic notched bars. *Eng. Frac. Mechnics*, 7:631–640.

Narström, T. and Isacsson, M. (1999). Microscopic investigation of cleavage initiation in modified A508B pressure vessel steel. *Mat. Sci. and Eng. A*, 271:224–231.

Renevey, S., Carassou, S., Marini, B., Eripret, C., and Pineau, A. (1996). Ductile–brittle transition of ferritic steels modelled by the local approach to fracture. In Les Editions de Physique, editor, *1st european mechanics of materials conference on local approach to fracture, Journal de Physique IV*, volume 6, pages C6–343–C6–352, Fontainebleau, 9–11 Septembre.

Richard, G. (1999). Rupture statique et dynamique d'un acier de cuve REP dans le domaine de la transition ductile-fragile. Technical report, Rapport de DEA, ENSMP, Evry.

Rosenfield, A. and Shetty, D. (1983). Cleavage fracture of steel in the upper ductile–brittle transition region. *Eng. Fracture Mechanics*, 17(5):461–470.

Rosenfield, A. and Shetty, D. (1985). Cleavage fracture of steel in the ductile–brittle transition region. In Wessel, E. and Loss, F., editors, *Elastic–Plastic Fracture Test Methods : The User's Experience*, pages 196–209. ASTM STP 856.

Rosenfield, A., Shetty, D., and Skidmore, A. (1983). Fractographic observations of cleavage initiation in the ductile–brittle transition region of a reactor–pressure–vessel steel. *Met. Trans. A*, 14:1934–1937.

Rossoll, A. (1998). *Détermination de la ténacité d'un acier faiblement allié à partir de l'essai Charpy instrumenté*. PhD thesis, Ecole Centrale Paris.

Yan, C., Mai, Y., and Wu, S. (1997). Finite element analysis and experimental evaluation of ductile–brittle transition in compact tension specimen. *Int. J. Fracture*, 87:345–362.

Chapitre -VII-

Modèles de comportement et d'endommagement

Sommaire

VII.1 Modélisation du comportement 219
VII.1.1 Comportement élastoplastique 219
VII.1.2 Comportement élastoviscoplastique 230
VII.2 Modélisation de l'endommagement ductile 236
VII.2.1 Formalisme 236
VII.2.2 Etude paramétrique 236
VII.2.3 Démarche de l'identification 243
VII.2.4 Résultats 244
VII.2.5 Effet de la vitesse de sollicitation 245
VII.2.6 Conclusions 250
VII.3 Modélisation du clivage 253
VII.3.1 Rappel du modèle de Beremin 253
VII.3.2 Identification des paramètres du modèle de Beremin 254
VII.4 En résumé 274
Bibliographie 276

Dans le domaine de la transition ductile–fragile, la rupture brutale par clivage est précédée par une avancée ductile plus ou moins importante. La description de ces mécanismes lors de la rupture d'une éprouvette Charpy par l'approche locale, c'est à dire à l'échelle des milieux continus, nécessite la mise en oeuvre de modèles décrivant le comportement et l'endommagement de la structure étudiée.

Un modèle de comportement viscoplastique permettant de décrire le comportement de l'acier 16MND5 sur une large gamme de températures et de vitesses de déformation est présenté ainsi que l'identification des paramètres associés. L'endommagement ductile est décrit par deux modèles associés aux milieux poreux (GTN et Rousselier). Après avoir rappelé ces deux modèles, on étudie l'influence de chacun des paramètres des modèles d'endommagement. Ils sont ensuite identifiés afin d'obtenir une bonne description du comportement observé sur des éprouvettes axisymétriques entaillées rompues par endommagement ductile à la température ambiante.

L'effet de la vitesse de sollicitation sur le développement de l'endommagement ductile est étudié expérimentalement et sa description par les deux modèles utilisés est discutée.

La description de la rupture par clivage est abordée par le modèle de Beremin. On présente l'identification des paramètres du modèle à partir d'essais sur éprouvettes axisymétriques entaillées.

VII.1 Modélisation du comportement

On présente ici le formalisme choisi pour décrire le comportement élastoviscoplastique de l'acier 16MND5 dans le domaine de sollicitation propre à celui d'une éprouvette Charpy rompue dans le domaine de la transition ductile–fragile.

VII.1.1 Comportement élastoplastique

Le comportement élastoplastique est modélisé par deux composantes isotropes (eq. VII.1) :

$$R(\varepsilon_p, T) = \sigma_{Y0}(T) + Q_1(1 - e^{-b_1\varepsilon_p}) + Q_2(1 - e^{-b_2\varepsilon_p}) \qquad \text{(VII.1)}$$

$\sigma_{Y0}(T)$: limite d'élasticité (de premier écoulement),
Q_1, Q_2, b_1, b_2 : paramètres permettant de représenter l'écrouissage du matériau.

Le choix d'une double écrouissage de forme exponentielle pour modéliser l'écrouissage du matériau découle de la confrontation avec l'expérience. Des lois de type Hollomon ($R = K\varepsilon^n$) ou de type Ramberg–Osgood ($R = \sigma_{Y0} + K'\varepsilon_p^{n'}$) sont fréquemment rencontrées dans la littérature. Ces lois fournissent une bonne description du comportement élastoplastique pour des déformations inférieure à 10%. Elles ont été testées lors de cette étude [Tanguy et al., 1999a] mais il apparaît que l'utilisation d'un seul terme pour décrire l'évolution de la contrainte équivalente ne permet pas une description correcte sur un intervalle de déformation important. Jaoul [Jaoul, 1965] propose de garder un formalisme de type Ramberg–Osgood[1] mais défini par morceaux en fonction de la déformation. Cette approche

[1] Ce formalisme présente l'avantage d'introduire explicitement un seuil contrairement à la loi d'Hollomon.

est de même nature que celle que nous avons utilisée en nous limitant toutefois à deux termes pour décrire l'écrouissage. Une expression utilisant deux termes exponentiels permet de représenter la saturation de l'écrouissage pour les grandes déformations. Le premier terme exponentiel représente l'écrouissage pour les faibles déformations. Le deuxième terme exponentiel correspond à l'écrouissage du matériau pour les fortes déformations. Les paramètres associés à ces deux termes sont identifiés à partir des essais de traction réalisés à faibles vitesses de déformation (4.10^{-4} s^{-1}), où la striction intervient pour environ 10% de déformation plastique. Physiquement, les paramètres Q_i représentent la capacité de durcissement ($Q_i > 0$) de l'écrouissage et les paramètres b_i, la sensibilité à la déformation plastique (vitesse de saturation).
L'évolution de la limite d'élasticité $\sigma_{Y0}(T)$ est donnée par l'expression (VII.2) avec un palier qui représente la partie athermique du seuil d'écoulement plastique.

$$\sigma_{Y0}(T) = \sigma_a + be^{-c(T+273.15)} \quad (T en^\circ\mathrm{C}) \tag{VII.2}$$

a) Identification

Limite d'élasticité L'identification des paramètres du modèle représentant l'évolution de la limite d'élasticité a été faite à partir de la base expérimentale présentée au chapitre V. Elle est constituée d'essais sur éprouvettes de traction lisses soumises à une vitesse de déformation $bar\dot{\varepsilon} = 4.10^{-4}$ s^{-1} sur une plage de température $T \in [-150^\circ\mathrm{C}, 300^\circ\mathrm{C}]$. De plus, on a utilisé les résultats donnés par [Henry et al., 1985] dans une étude sur un matériau similaire (16MND5, prélèvement sens travers). L'évolution de la limite d'élasticité en fonction de la température est donnée sur la figure VII.1, on a également reporté le modèle (équation VII.2) avec les paramètres identifiés.

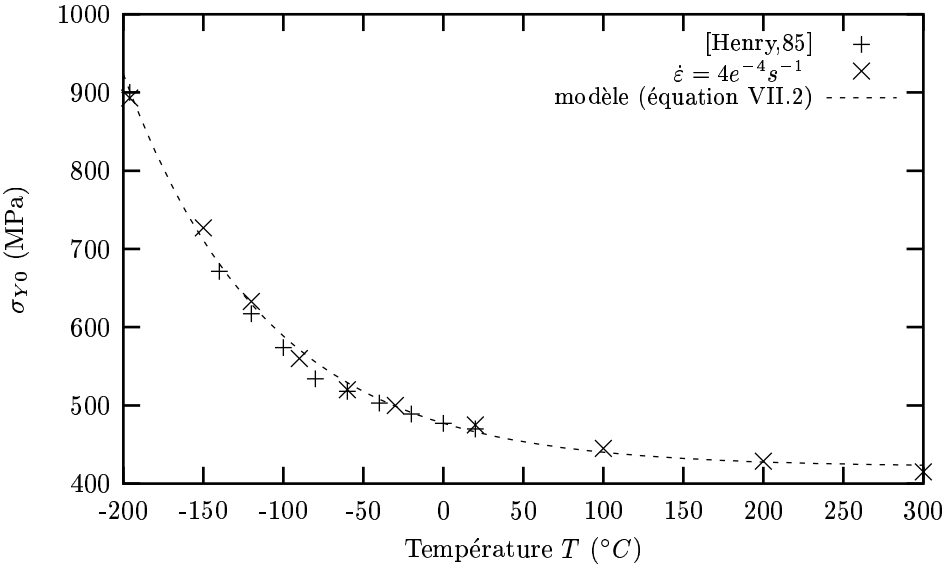


Figure VII.1 : Evolution de la limite d'élasticité en quasi-statique. Détermination des paramètres de l'équation VII.2 : $\sigma_a = 421.5$MPa, $b = 1122.5$Mpa, $c = 0.011$.

Ecrouissage non linéaire isotrope On utilise les expressions analytiques issues de l'analyse de Bridgman pour obtenir pour chaque essai de traction interrompu, un couple $(\sigma_{eq}, \varepsilon^p_{eq})$. On trace pour chaque température, les courbes (contrainte équivalente—déformation plastique) expérimentales et modélisées ainsi que les points issus de l'analyse de Bridgman (Br) (figures VII.2 et VII.3). Pour chaque température, on dispose de peu de points (un point de Br par essai), mais on peut engendrer des points complémentaires de la façon suivante : à la température T_2, on ajoute $(\sigma_{Y0}(T_2) - \sigma_{Y0}(T_1))$ à la contrainte équivalente issue de l'analyse de Bridgman à T_1. Cette méthode permet l'utilisation de l'ensemble des points de Br lors de l'optimisation des paramètres du modèle. Cette méthode fait l'hypothèse simplificatrice que pour les grandes déformations, l'écrouissage dépend peu de la température. On note que pour $T = -150°\mathrm{C}$, il y a un écart entre la courbe expérimentale et le modèle. Une dérive thermique assez importante a eu lieu pendant cet essai, ce qui explique la forme anormale de la courbe pour $\varepsilon_p < 10\%$. Pour cette température, on utilise uniquement la limite d'élasticité et les points de Br pour l'identification.
Les valeurs des paramètres Q_1, Q_2, b_1, b_2 obtenus pour chaque température sont données dans le tableau VII.1. On note qu'il est possible de décrire correctement les points expérimentaux en conservant des valeurs de Q_2 et b_2 constantes quelle que soit la température. On trace sur la figure VII.4, l'évolution des paramètres Q_1 et b_1. Le domaine de température sur lequel on modélise l'évolution de Q_1 et b_1 est limité à $T \in [-150°\mathrm{C}, 200°\mathrm{C}]$. En effet, au delà de $200°\mathrm{C}$, on a observé l'apparition de vieillissement dynamique. Ce phénomène se traduit par une augmenation de la valeur de R_m, donc par une augmentation de Q_1. Ce phénomène ne sera pas pris en compte dans la suite de notre étude. Pour des températures supérieures à $200°\mathrm{C}$, les valeurs de Q_1 et b_1 sont considérées comme constantes.

On a obtient (T en °C) :

$$b_1(T) = \begin{cases} 0.1444T + 30.696 & \text{si } T \leq 200°\mathrm{C}, \\ b_1(200) & \text{sinon.} \end{cases} \tag{VII.3}$$

$$Q_1(T) = \begin{cases} 3.10^{-6}T^3 + 6.10^{-4}T^2 - 0.38T + 142.83 & \text{si } T \leq 200°\mathrm{C}, \\ Q_1(200) & \text{sinon.} \end{cases} \tag{VII.4}$$

Température °C	Q_1 (MPa)	b_1	Q_2 (MPa)	b_2
200	125	59.6	472	1.72
100	104.6	45.1	472	1.72
20	120	32.9	472	1.72
-30	170	26.4	472	1.72
-60	180	26.2	472	1.72
-90	180	17	472	1.72
-120	180	10	472	1.72
-150	200	7	472	1.72

Tableau VII.1 : Paramètres du modèle d'écrouissage isotrope pour $T \in [-150°\mathrm{C}\,, 200°\mathrm{C}\,]$

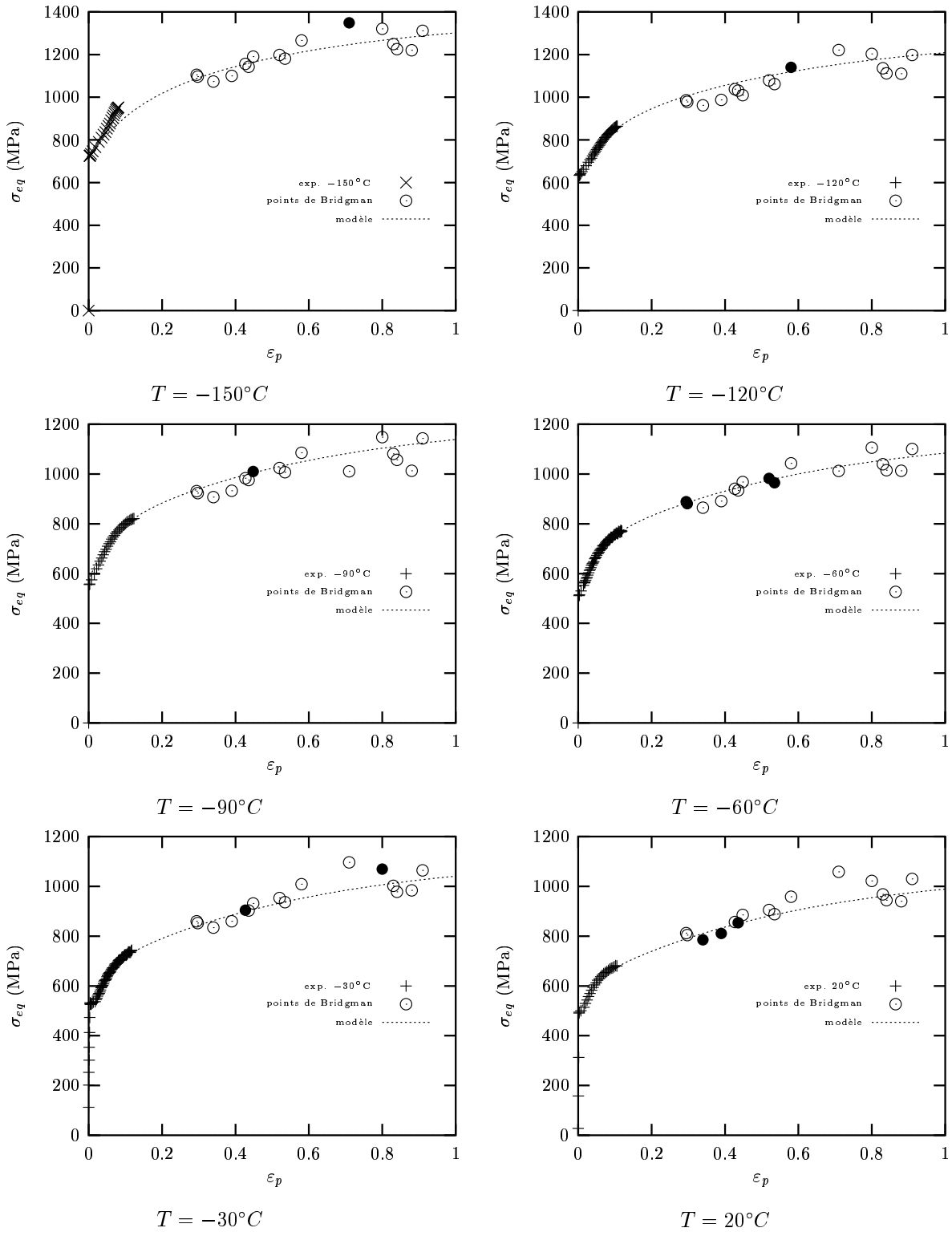


Figure VII.2 : Loi de comportement uniaxial du 16MND5 (sollicitation sens T) à différentes températures. Comparaison expérience—modèle. Utilisation de l'analyse de Bridgman (les points correspondant à la température de l'essai sont reportés en noir).

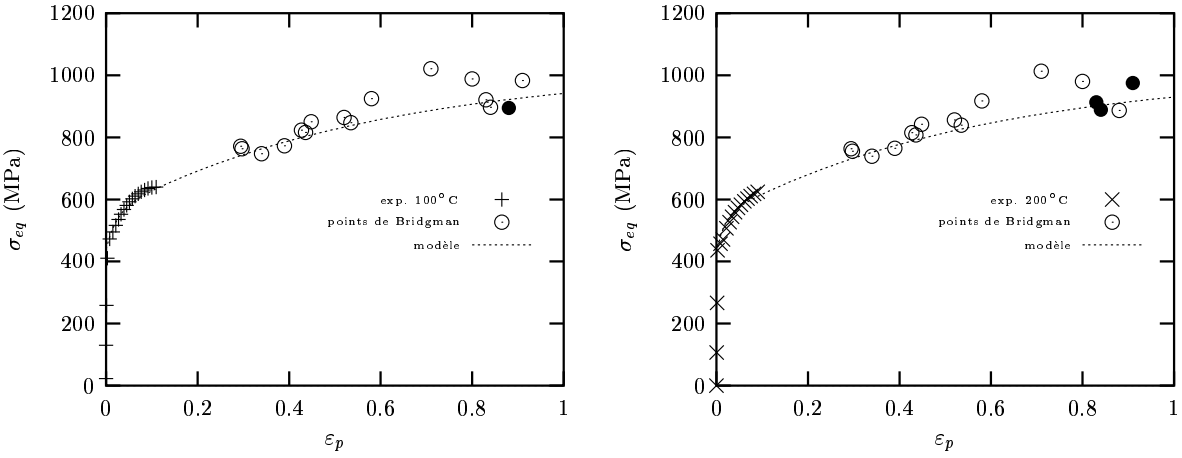


Figure VII.3 : Loi de comportement uniaxial du 16MND5 (sollicitation sens T) à différentes températures (Suite). Comparaison expérience—modèle. Utilisation de l'analyse de Bridgman (les points correspondant à la température de l'essai sont reportés en noir).

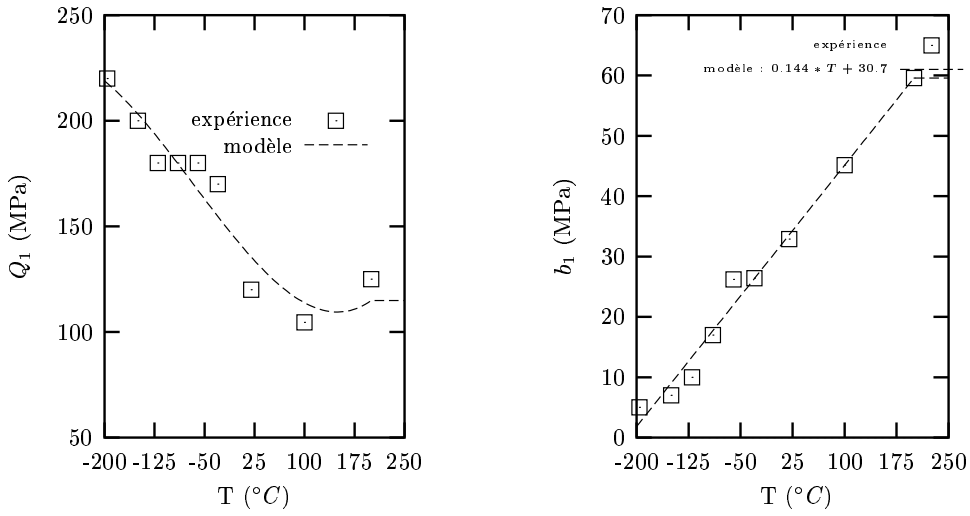


Figure VII.4 : Evolution des paramètres Q_1 et b_1 avec la température pour $T \in [-150°\mathrm{C},\ 200°\mathrm{C}]$.

b) Validation

Essais de traction sur éprouvettes axisymétriques entaillées Pour valider les paramètres obtenus en comportement élastoplastique, on utilise la base expérimentale d'essais sur éprouvettes axisymétriques entaillées [Tanguy et al., 1999b]. Ces essais ont été réalisés à des températures $T \in [-196°\mathrm{C}, 20°\mathrm{C}]$ pour trois géométries d'entailles différentes. On compare les courbes $P/S_0 - \Delta\Phi/\Phi_0$ expérimentales et calculées. Tout d'abord, nous comparons ces courbes aux températures auxquelles nous avons déterminé les paramètres du modèle (fig. VII.5). L'accord entre le calcul et l'expérience est bon pour les trois géométries et pour toutes les températures. On compare ensuite les courbes $P/S_0 - \Delta\Phi/\Phi_0$ (fig. VII.6) pour des températures intermédiaires pour 2 géométries. On utilise alors pour déterminer les valeurs correspondantes des paramètres Q_1 et b_1, les expressions VII.3 et VII.4. On a de nouveau un bon accord entre le calcul et l'expérience.

Essais de compression sur pions cylindriques Des essais de compression ont été réalisés sur des pions cylindriques ($H = 8$ mm, $\phi = 7$ mm) en quasi-statique à la température ambiante [Longère, 1998]. On simule ici cet essai afin de valider notre loi de comportement en élastoplastique. L'essai de compression est un essai avec des conditions limites complexes, il faut prendre en compte l'interaction entre l'éprouvette et les plateaux de compression. On introduit donc une condition de contact à l'interface. Une étude paramétrique sur la valeur du coefficient de frottement f montre que pour f compris entre 0 et 0.1, il y a peu d'influence sur la courbe (Charge—Déplacement éprouvette) obtenue. On retiendra $f = 0.05$ pour notre modélisation. Par symétrie, on maille un quart du pion avec des éléments axisymétriques quadratiques à intégration réduite (625 noeuds,181 éléments). Le calcul est réalisé en 2D. On reporte sur la figure VII.7 le maillage utilisé, l'étude paramétrique sur l'effet du coefficient de frottement, les comparaisons entre la courbe (Charge—Déplacement éprouvette) calculée et expérimentale et entre les profils de l'éprouvette calculé et expérimental. L'éprouvette se déforme, en effet, en tonneau. L'accord entre les courbes Charge—déplacement calculée et expérimentale est bon. De même, la comparaison des profils nous montre que l'effet "tonneau" induit par le frottement est bien reproduit par la calcul.

c) Conclusions

Notre matériau en quasi-statique est modélisé par un comportement élastoplastique à écrouissage isotrope non linéaire. L'application de ce modèle pour des structures pouvant subir de fortes déformations, nous a conduit à utiliser l'analyse de Bridgman appliquée à des essais de traction interrompus. Cette analyse ne prend pas en compte l'écrouissage du matériau, cependant l'écrouissage du matériau de cette étude étant faible, il nous a paru plus interressant d'utiliser cette analyse pour obtenir une valeur expérimentale, même si c'est une borne inférieure, plûtot que d'extrapoler le comportement identifié pour les faibles déformations sans aucune donnée expérimentale. Un double écrouissage de forme exponentielle a été retenu; le premier permet de décrire l'écrouissage pour les faibles déformations ($\varepsilon_p \leq 10\%$), et le second l'écrouissage pour des déformations supérieures à 50%. Avec ce modèle, on considère qu'il y a saturation de l'écrouissage au delà d'une certaine déformation ($\varepsilon_p > 200\%$). L'évolution de la limite d'élasticité et des paramètres de l'écrouissage avec la température est également modélisée. Notre matériau est le siège d'un vieillissement dynamique à partir de 200°C. Les paramètres de l'écrouissage sont pris

constant pour des températures supérieures à celle–ci. Il ne s'agit que d'une approximation, à cause notamment du vieillissement dynamique.

La validation de notre modèle par la simulation d'essais de traction sur trois géométries d'éprouvettes axisymétriques entaillées à différentes températures et par la simulation d'un essai de compression est très satisfaisante, d'autant que certaines des structures modélisées sont soumises à de fortes déformations.

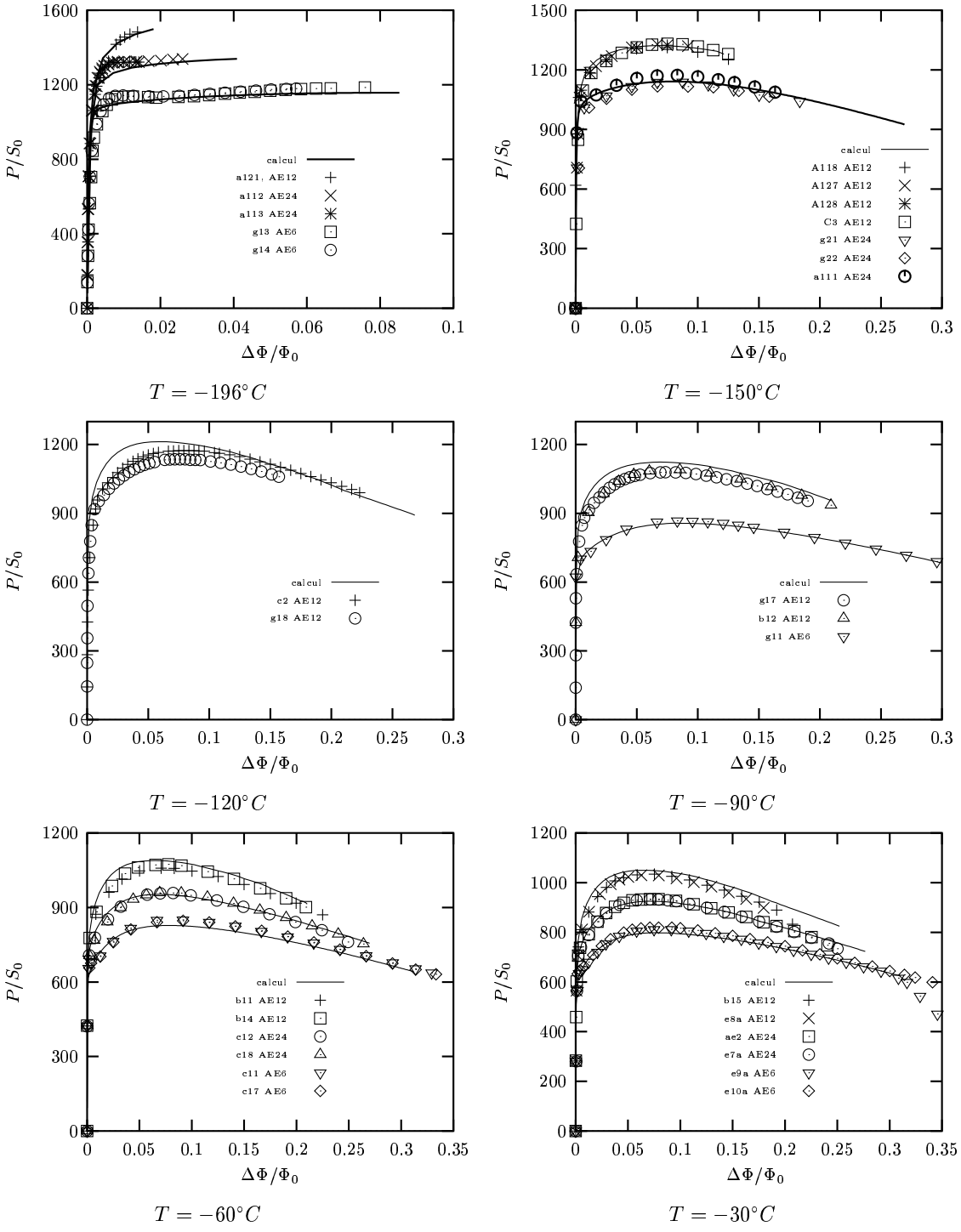


Figure VII.5 : Validation du modèle élastoplastique : comparaison des courbes $P/S_0 - \Delta\Phi/\Phi_0$ à différentes températures pour 3 géométries d'éprouvettes AE. Les paramètres utilisés sont ceux calés pour chaque température à partir des essais de traction sur éprouvettes lisses. Les repères portés sur chaque courbe correspondent au repérage des éprouvettes testées dans cette étude ou par Tahar [Tahar, 1998].

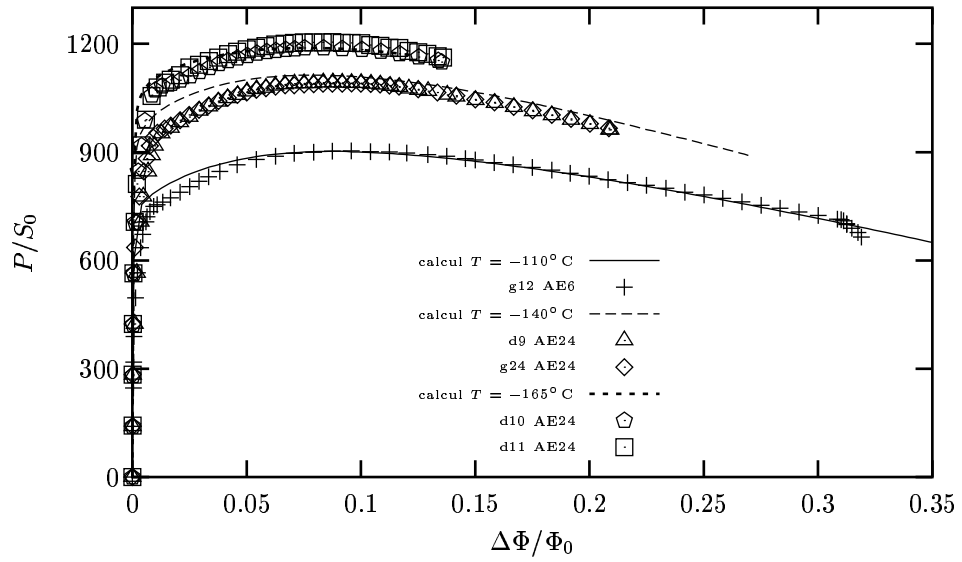


Figure VII.6 : Validation du modèle élastoplastique : comparaison des courbes $P - \Delta\Phi$ à différentes températures pour 2 géométries d'éprouvettes AE. Les paramètres utilisés sont ceux donnés par les expressions VII.3 et VII.4.

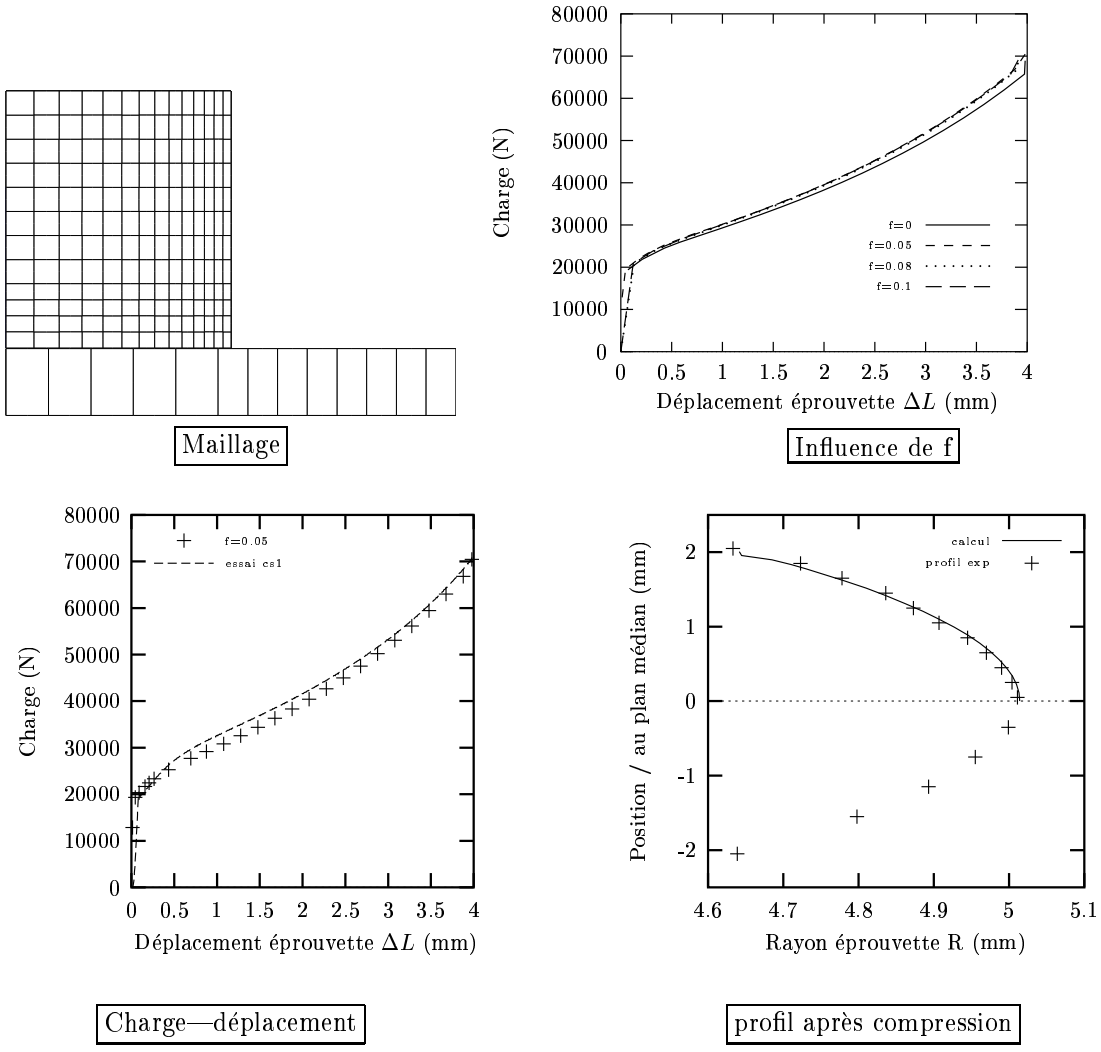


Figure VII.7 : Validation du modèle élastoplastique par la simulation d'un essai de compression quasi–statique.

VII.1.2 Comportement élastoviscoplastique

a) Modèle

La campagne expérimentale menée sur barres de Hopkinson [Longère, 1998,Garrigou Torchy, 1998] (essais de compression dynamique) est utilisée ici pour modéliser l'effet de la vitesse de déformation sur la contrainte d'écoulement. Un premier modèle de type Norton (équation VII.5) a été identifié pour représenter cet effet sur toute la plage de vitesse étudiée [Tanguy et al., 1999b]. Ce modèle décrit une relation linéaire entre les logarithmes de la contrainte équivalente et de la vitesse de déformation. Il ne permet pas de représenter l'effet de frottement visqueux que l'on a observé à basses températures pour les vitesses de l'ordre de 3000 s^{-1}. Cet effet se traduit par une accélération de la sensibilité de la contrainte d'écoulement à la vitesse de déformation, c'est à dire par un changement de pente sur la courbe $log(\sigma_{eq}) = f(log(\dot{\varepsilon}_p))$. Deux mécanismes sont associés à la composante visqueuse de la plasticité, mais c'est le mécanisme le plus lent qui contrôle la vitesse de déformation plastique totale. Ceci peut être reproduit en utilisant la somme des inverses des vitesses de déformation associées à chaque mécanisme, chacune d'elles étant reliée à la contrainte par une relation de type Norton. Cet effet est pris en compte par le modèle Double Norton Inverse (IDN) (équation VII.6) [Tanguy et al., 2000a] qui fait intervenir une relation entre les inverses des vitesses de déformations. La généralisation de ce modèle pour un chargement multiaxial suppose un matériau isotrope dont la surface de charge est représentée par un modèle de von Misès. Ce modèle suppose que la vitesse de déformation n'a pas d'influence sur la forme de l'écrouissage, ce qui est une simplification des mécanismes physiques.

$$\dot{\varepsilon} = \left\langle \frac{\sigma_{eq} - R(\varepsilon_p)}{K} \right\rangle^N \tag{VII.5}$$

$$\frac{1}{\dot{\varepsilon}} = \frac{1}{\dot{\varepsilon}_1} + \frac{1}{\dot{\varepsilon}_2} \tag{VII.6}$$

$$\dot{\varepsilon}_1 = \left\langle \frac{\sigma_{eq} - R(\varepsilon_p)}{K_1} \right\rangle^{N_1} \tag{VII.6'}$$

$$\dot{\varepsilon}_2 = \left\langle \frac{\sigma_{eq} - R(\varepsilon_p)}{K_2} \right\rangle^{N_2} \tag{VII.6''}$$

b) Identification

L'identification des paramètres est réalisée à partir de la base expérimentale établie sur l'acier 16MND5. Les essais à vitesses faibles (0.4 s^{-1}) et intermédiaires (17.6 s^{-1}) réalisés dans l'étude de [Henry et al., 1985] sont également utilisés. Pour identifier les paramètres, on utilise la contrainte de premier écoulement du matériau, σ_{Y0}, obtenue aux différentes vitesses de déformation. On se place ainsi à $\varepsilon_p \sim 0$ et on s'affranchit de l'échauffement dû aux conditions adiabatiques lors des essais de compression dynamique. L'identification des paramètres est réalisée avec l'optimiseur Z7 Optimize de ZeBuLon. On utilise un algorithme d'optimisation de type SQP[2]. Cette identification a été faite en deux temps. Dans un premier temps, les données expérimentales disponibles pour les essais de compression dynamiques

[2]Sequential Quadratic Programming.

ne couvraient qu'une gamme de température comprise entre $-100°C$ et $20°C$. Pour les températures supérieures à $20°C$, on a supposé que les paramètres gardaient la valeur identifiée à cette température. Cette loi, que l'on appelle LC1, a été utilisée pour la plus grande partie des calculs présentés dans cette étude. Dans un deuxième temps, des essais dynamiques de compression complémentaires jusqu'à $300°C$ ont été réalisés. La différence entre les deux modèles porte sur la dépendance des paramètres N_1, N_2, K_1, K_2 vis à vis de la température. La loi complète sera appelée LC2 dans la suite du texte.

c) Résultats

On trace l'évolution de la vitesse de déformation en fonction de la contrainte d'écoulement sur la figure VII.8. Les paramètres du modèle en fonction de la température sont reportés dans le tableau VII.2. Pour la loi LC1 ($T \in [-100°C, 20°C]$) les valeurs de K_2 et N_2 obtenues sont constantes sur la plage de température. L'évolution de K_1 et N_1 en fonction de la température est tracée sur la figure VII.9. Pour la loi LC1, on a une décroissance linéaire des paramètres lorsque la température augmente entre $-100°C$ et $20°C$. Au dessus de $20°C$, on choisit de garder K_1 et N_1 constants.
Les données expérimentales déterminées pour des températures supérieures à $20°C$ montrent un ralentissement de la décroissance des paramètres K_1 et N_1, représenté par les relations reportées dans le tableau VII.3. L'ensemble des expressions des paramètres K_1, N_1, K_2, N_2 en fonction de la température pour les lois LC1 et LC2 sont données dans le tableau VII.3. Les lois LC1 et LC2 sont identiques lorsqu'on considère un comportement isotherme entre $-100°C$ et $20°C$, ce qui correspond à la gamme de température du domaine de transition ductile–fragile pour notre matériau. Ce n'est que lorsque l'on considérera un échauffement adiabatique en fond d'entaille, où les températures peuvent être supérieures à $20°C$, que le comportement mécanique prévu par les deux lois sera différent. Pour visualiser cette différence, on simule un essai "virtuel" sur un volume élémentaire auquel on applique une sollicitation uniaxiale avec une vitesse de déformation $\dot{\varepsilon} = 1250s^{-1}$ en condition d'échauffement adiabatique. La déformation imposée est de 100%. L'évolution de la contrainte équivalente en fonction de la déformation (fig. VII.10) montre que la contrainte prévue par la loi LC2 est plus faible lorsque la température dépasse $20°C$ (pour une déformation d'environ 40%), la différence s'accentuant avec l'augmentation de la température. Cette différence reste néanmoins assez faible (40 MPa pour une déformation de 100%). L'état de contrainte prévu avec la loi LC1 pourra donc être considéré comme valide malgré une légère sur–estimation lorsque les températures atteignent des valeurs supérieures à $20°C$.

d) Discussion

Afin de décrire les deux mécanismes de plasticité observés expérimentalement sur l'acier 16MND5 en fonction de la vitesse de déformation (activation thermique puis superposition d'un mécanisme de frottement visqueux), une expression utilisant l'inverse des vitesses de déformations propres à chaque mécanisme a été utilisée. Chaque vitesse de déformation est représentée par une loi de type Norton. La sensibilité des mécanismes vis à vis de la température a été introduite via la dépendance des paramètres du modèle de la température. Cette dépendance a été identifiée à partir d'essais de compression dynamiques dans une

Température °C	K_1	N_1	K_2	N_2
-100	85	7	0.185	1.15
-60	67	6.5	0.185	1.15
-30	49	5.75	0.185	1.15
20	33.5	5.25	0.185	1.15
100	26.	4.8	0.185	1.2
200	21.	4.75	0.185	1.22
300	18.	4.7	0.185	1.25

Tableau VII.2 : Paramètres du modèle d'IDN pour $T \in [-100°\mathrm{C}, 300°\mathrm{C}]$.

Paramètres	LC1	LC2
K_1	$K_1(T) = \begin{cases} -0.44T + 40.05 & \text{si } T \in [-100°\mathrm{C}, 20°\mathrm{C}], \\ K_1(20) & T \geq 20°\mathrm{C}. \end{cases}$	$16.65 + 474.97\exp(-0.011(T + 273.15))$ $T \in [-100°\mathrm{C}, 300°\mathrm{C}]$
N_1	$N_1(T) = \begin{cases} -0.0151T + 5.48 & \text{si } T \in [-100°\mathrm{C}, 20°\mathrm{C}], \\ N_1(20) & T \geq 20°\mathrm{C}. \end{cases}$	$4.63 + 16.75\exp(-0.011(T + 273.15))$ $T \in [-100°\mathrm{C}, 300°\mathrm{C}]$
N_2	1.15	$1.15 + 0.00037\exp(-0.0105(T + 273.15))$ $T \in [-100°\mathrm{C}, 300°\mathrm{C}]$
K_2	0.185	0.185

Tableau VII.3 : Formalisme des paramètres K_1, N_1, K_2, N_2 en fonction de la température pour les lois LC1 et LC2.

gamme de température allant de $-100°\mathrm{C}$ à $300°\mathrm{C}$. La loi identifiée a pour but de prévoir le comportement mécanique d'une éprouvette Charpy dans le domaine de la transition ductile–fragile, c'est à dire pour des températures comprises entre $-80°\mathrm{C}$ et $0°\mathrm{C}$. La mise en évidence expérimentale d'échauffements locaux importants en fond d'entaille, nous a conduit à étendre l'identification des paramètres jusqu'à une température de $300°\mathrm{C}$. Le domaine d'identification de la loi utilisée pour décrire le comportement viscoplastique s'applique à des températures comprises entre $-100°\mathrm{C}$ et $300°\mathrm{C}$ et à des vitesses de déformation comprises entre $5.10^{-4}\mathrm{s}^{-1}$ et $4000\ \mathrm{s}^{-1}$. Notons que le comportement pour des vitesses de déformation de l'ordre de la centaine de s^{-1} n'a pu être vérifié par manque de données expérimentales. D'autres lois ont été proposées pour la modélisation du comportement viscoplastique des aciers ferritiques. On rencontre notamment fréquemment deux types de lois, le modèle de Cowper–Symonds [Rossoll, 1998, Tahar, 1998] (éq. VII.7), et celui donné par l'expression VII.8 (voir par ex. [Tvergaard and Needleman, 1988]). Ces deux modèles ont également été utilisés pour la modélisation de l'essai Charpy. La comparaison de ces modèles avec le modèle présenté ici montre un comportement très proche jusqu'à des vitesses de déformation de l'ordre de la centaine de s^{-1} [Tanguy et al., 2000b]. Pour des vitesses plus importantes, l'utilisation d'un deuxième terme permet au modèle IDN une plus grande sensibilité à la vitesse de déformation. Les modèles présentés par les

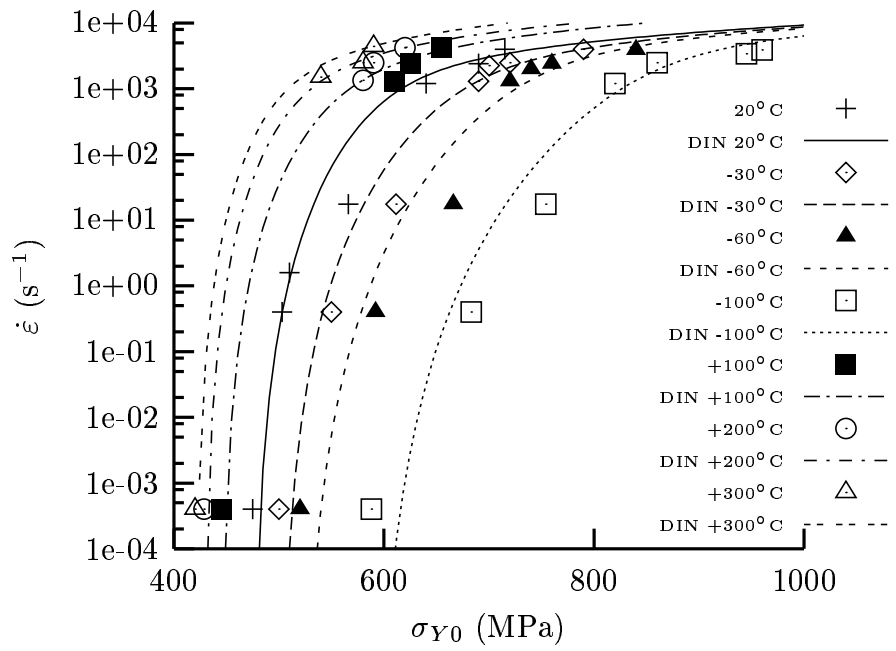


Figure VII.8 : Evolution de la vitesse de déformation en fonction de la contrainte équivalente pour $T \in [-100°\text{C} : 300°\text{C}]$. Comparaison avec le modèle IDN.

expressions VII.7 et VII.8, supposent un effet de la vitesse de déformation sur l'écrouissage (formulation multiplicative), contrairement à celui utilisé dans notre étude (formulation additive). Cependant la nature de l'ensemble de ces modèles, quels que soient les mécanismes qu'ils décrivent, reste phénoménologique, c.à d. qu'ils ne pourront être utilisés que pour des gammes de sollicitations pour lesquels ils ont été identifiés.

$$\bar{\sigma} = \sigma_0(\varepsilon_p, T) \left(\frac{\dot{\varepsilon}_p}{D} + 1 \right)^{\frac{1}{p}} \tag{VII.7}$$

$$\bar{\sigma} = g(\varepsilon_p, T) \left(\frac{\dot{\varepsilon}_p}{\dot{\varepsilon}_0} \right)^{m} \tag{VII.8}$$

Il faut souligner ici que le formalisme du modèle représenté présume un chargement proportionnel et monotone et ne permet pas de modéliser un trajet de chargement fortement non-radial (en particulier un déchargement en pointe de fissure). Au cours de sa sollicitation, l'état de contrainte dans l'éprouvette Charpy est principalement radial. Cependant lors de la simulation de la déchirure ductile, la relaxation des contraintes en pointe de fissure est de nature non-radiale. Dans ce cas, une bonne description du comportement local passe par l'utilisation d'une loi de comportement viscoplastique avec une composante cinématique[3]. Cependant le développement des modèles d'endommagement ductile (type Gurson ou Rousselier) en cinématique est actuellement en cours [Leblond et al., 1995, Becker and

[3]Différents modèles sont comparés dans la référence [Bass and al., 1992] pour décrire le comportement sous fortes vitesses de sollicitations d'un acier A533B.

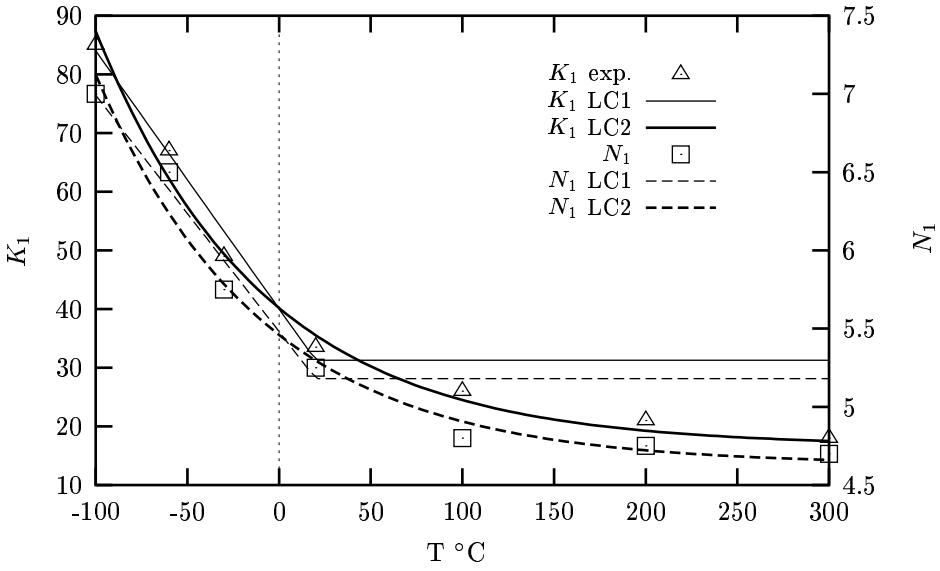


Figure VII.9 : Evolution des paramètres du modèle d'IDN avec la température. Lois LC1 et LC2.

Needleman, 1986]; de plus l'utilisation de ces modèles nécessite des temps calculs beaucoup plus importants.

La prévision du comportement pour des sollicitations différentes de celles utilisées pour l'identification des coefficients des modèles nécessitent l'utilisation de théories basées sur la mécanique des dislocations[4]. Cependant ces modèles font appel à une base expérimentale d'identification plus coûteuse et des temps calcul plus importants. On citera néanmoins le modèle simplifié de Zerilli–Armstrong [Zerilli and Armstrong, 1987] utilisé pour décrire le comportement à grandes vitesses de déformation. L'utilisation d'un modèle phénoménologique reste donc un bon compromis entre une description de l'état de contrainte–déformation à l'échelle des milieux continus et des temps calculs raisonnables notamment lors de modélisation de structures en tridimensionnel.

[4]Voir par exemple [Berbenni et al., 2000] pour la description du comportement élastoviscoplastique d'acier à bas carbone à partir d'une approche auto–cohérente.

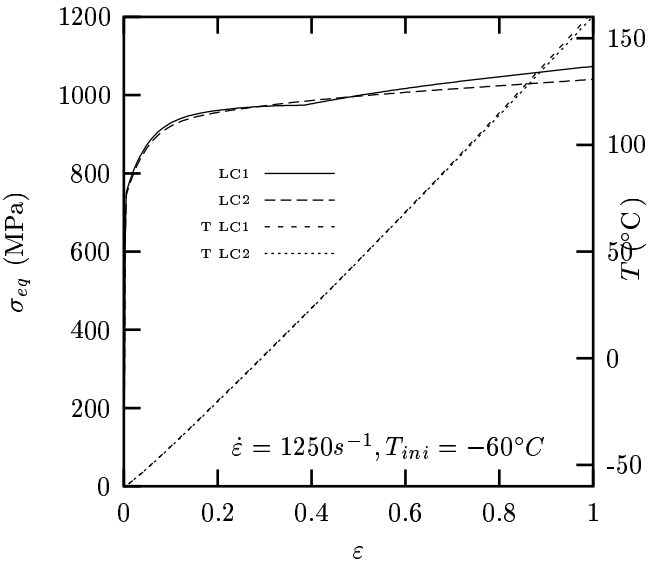


Figure VII.10 : Visualisation de la différence entre les lois LC1 et LC2. Sollicitation uniaxiale, cas adiabatique.

VII.2 Modélisation de l'endommagement ductile

La modélisation de l'endommagement ductile qui précède le déclenchement du clivage est prise en compte via l'utilisation de modèles couplés. L'adoucissement dû à l'endommagement est ainsi directement pris en compte dans le calcul du potentiel de dissipation plastique. Deux modèles d'endommagement ductile sont couramment utilisés : les modèles de Gurson et de Rousselier (voir chapitre II paragraphe II.6.2). Dans cette partie, les paramètres de ces modèles sont déterminés à partir de la confrontation avec les résultats expérimentaux obtenus sur éprouvettes axisymétriques entaillées sollicitées en contrôle de déformation. On présente préalablement une étude paramétrique mettant en évidence la sensibilité des modèles.

VII.2.1 Formalisme

On rappelle ici le formalisme des deux potentiels utilisés pour modéliser la déchirure ductile. L'expression du potentiel de GTN est donnée par (VII.9). La fonction $f^\star$ est donnée par (VII.10). Le potentiel de Rousselier standard (RS) est donné par l'expression (VII.11).

$$\Phi(\underset{\sim}{\mathbf{\Sigma}}, f, \sigma_\star) = \frac{\Sigma_{eq}^2}{\sigma_\star^2} + 2q_1 f^\star cosh\left(\frac{3q_2\Sigma_m}{2\sigma_\star}\right) - (1 + q_1^2 f^{\star 2}) \tag{VII.9}$$

$$f^\star(f) = \begin{cases} f & \text{si } f \leq f_c, \\ f_c + \delta(f - f_c) & \text{sinon.} \end{cases} \tag{VII.10}$$

avec $\begin{cases} \delta & = \dfrac{f_U^\star - f_c}{f_F - f_c} \\ f_U^\star & \text{porosité effective à rupture, } f_U^\star = 1/q_1 \\ f_F & \text{porosité à rupture.} \end{cases}$

$$\Phi = \frac{\Sigma_{eq}}{\rho} - \sigma_\star + \sigma_1 f D \exp\left(\frac{\Sigma_m}{\rho\sigma_1}\right) \tag{VII.11}$$

avec $\begin{cases} \rho = 1 - f \\ \sigma_1 \sim \frac{2}{3}R_m \sim (R_e + R_m)/3 \end{cases}$

VII.2.2 Etude paramétrique

a) Modèle GTN

Une étude paramétrique est effectuée pour déterminer l'influence des coefficients du modèle (explicitement f_c et δ). L'effet de la taille de maille est également étudié.
Nous examinons également deux autres conditions : la prise en compte des grandes déformations et le maillage d'une éprouvette entière. Cette étude est réalisée sur une structure (géométrie AE1.2 présentant la triaxialité la plus importante) sans prise en compte de la germination. Les courbes normalisées (P/S_0–$\Delta\Phi/\Phi_0$) sont reportées sur les figures VII.11 et VII.12 . Tous les calculs sont réalisés avec des éléments quadratiques à intégration réduite.

Effet de la taille de maille. On donne la taille de maille sous la forme $h \times L$ où h est la hauteur de l'élément et L sa longueur (fig. VII.13). Deux phénomènes intéressants apparaissent :

- Une augmentation de la longueur de l'élément (dans la mesure où elle permet de décrire correctement les champs mécaniques) ne modifie pas la description de la phase de rupture (caractérisée par une décroissance rapide de la charge). Elle n'influence ni l'instant de l'initiation de la macro–fissure, ni la pente de la propagation.

- La hauteur de l'élément a un effet sensible. Sa diminution entraine une accélération de la propagation mais n'influence pas l'instant de coalescence : la rupture de pente de la courbe (Charge—réduction diamétrale) a lieu au même instant.

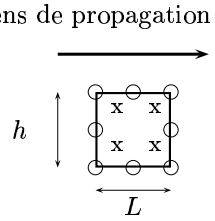


Figure VII.13 :

Pour expliquer l'influence de la hauteur de l'élément sur la vitesse de propagation de la fissure, on peut adopter le raisonnement suivant : Soit un élément de longueur L et de hauteur h (B étant l'épaisseur). La fissure se propage selon la longueur dans le plan longueur/épaisseur (la hauteur correspondant à la normale). Supposons que pour casser un élément de volume, il faut dépenser une énergie constante (vrai pour un régime stationnaire) notée W_e (exprimée en J/m^3). Soit da l'avancée de fissure.
L'énergie dissipée pour casser les éléments vaut $W_e \times B \times da \times h$ avec $da = N \times L$ et N le nombre d'éléments cassés. On voit donc que la résistance à la propagation dJ/da est uniquement fonction de h. Cette analyse ne tient pas compte des grandes déformations car au cours du chargement, L diminue et h augmente ni de l'énergie dissipée en dehors des éléments cassés mais permet d'expliquer qualitativement la sensibilité à la hauteur de la maille.

Effet de la porosité critique.

- Il n'y a peu de différence entre un calcul élastoplastique et un calcul couplé sans accélération de la croissance. Ce résultat n'a rien de général mais découle des faibles valeurs de la porosité initiale présente dans notre matériau.

- le paramètre f_c agit sur l'instant de la rupture de pente : une augmentation de f_c retarde l'instant de l'accélération de la coalescence mais ne change pas la vitesse de propagation de la fissure (pente). On note une sensibilité assez forte du comportement vis à vis de f_c.

- Les valeurs des paramètres q_1 et q_2 ont été prises égales à 1.5 et 1.0 respectivement, valeurs couramment utilisées dans la littérature. Il faut souligner qu'en modifiant les valeurs de q_1 et q_2, il est possible d'ajuster le début de la rupture et de se passer de l'utilisation de la fonction $f^\star$. Des études récentes ont montré la dépendance des paramètres q_1 et q_2 en fonction de l'écrouissage et du rapport σ_0/E [Faleskog et al., 1998, Gullerud et al., 2000].

Effet du paramètre δ.

- Pour une taille de maille importante (graphe c), une diminution de δ (4 à 2) provoque un retard sensible à l'accélération de la coalescence, on retrouve alors un effet similaire au paramètre f_c. L'effet sur la vitesse de propagation est de l'ordre de celui provoqué par une diminution de la hauteur des éléments (graphe a).

- Sur le graphe d, en balayant des valeurs de δ de 2 à 16, on peut remarquer que δ a toujours un effet sur l'instant de rupture de pente. Cet effet semble être d'autant plus marqué que δ est faible. Pour les fortes valeurs de δ, il y a peu de différence sur la pente de la courbe. Dans cet intervalle, δ semble jouer uniquement sur l'instant marquant la chute de charge (rôle identique à f_c). Lorsque δ est plus petit ou égal à 4, δ a un double rôle : il influence la vitesse de propagation et l'instant de la chute de la charge.

Prise en compte des grandes déformations. L'influence de la prise en compte des grandes déformations sur la courbe $(P - \Delta\Phi)$ est très faible (fig. VII.12e) car l'endommagement est localisé sur le plan de symétrie, et les éléments ne subissent pas de rotations. On pourra donc effectuer indifféremment les calculs en petites déformations réactualisées ou en grandes déformations.

Influence de la partie maillée. Avec les conditions de symétrie de l'éprouvette, seul un quart de l'éprouvette est maillé. La fissure se propage dans une demi–structure, près du plan de symétrie longitudinal.
Pour une même réduction diamétrale, la fissure se propage plus vite lorsque la structure entière est maillée (fig. VII.12). Dans le cas du maillage d'une demi–éprouvette, la fissure se propage suivant une seule rangée de points de Gauss proche du plan de symétrie. Or la condition de symétrie équivaut à une fissure de part de d'autre du plan de symétrie, ce qui revient à doubler "l'épaisseur" de la fissure (2 rangées de point de Gauss). Pour une même énergie fournie à l'éprouvette, il est normal que la fissure la plus "fine" se propage plus vite. Cet effet a été mis en évidence par [Devillers-Guerville, 1998]. Dans cette étude, on a cependant exploité les symétries de la géométrie et du chargement, ce qui permet des gains de temps calcul importants.

b) Modèle de Rousselier.

Le modèle de Rousselier décrit l'adoucissement du comportement dû à l'endommagement ductile à une échelle mésoscopique à partir d'une approche thermodynamique. Le modèle possède deux paramètres ajustables : σ_1, qui représente la résistance de la matrice à la croissance des cavités ductile et D. Comme pour le modèle de GTN un paramètre implicite est la taille de maille. Afin de s'affranchir de l'effet du maillage, la sensibilité aux paramètres σ_1 et D est étudiée sur un élément de volume. Cette étude est réalisée avec une triaxialité constante $\zeta = 1.4$ proche de la triaxialité moyenne sur $\mathrm{AE}_{1.2}$. On étudiera ensuite l'effet de la taille de maille sur structure en modélisant l'essai $\mathrm{AE}_{1.2}$.
Le paramètre σ_1 a un effet sur l'instant d'initiation de la chute de contrainte et sur la vitesse de propagation(voir fig. VII.15). De même, le paramètre D agit sur l'initiation de la chute de contrainte et également sur la vitesse de cette chute (voir fig. VII.14).

L'effet de la taille de maille est reporté sur la figure VII.16. Comme pour le modèle GTN, la pente de la chute de charge va augmenter avec la diminution de la hauteur de la maille. La rupture de pente visible sur les courbes $\sigma_{11} = f(p)$ (fig. VII.14 et VII.15) est due à l'utilisation d'une fonction pour accélérer la croissance pour une porosité de l'ordre de 20%. Les résultats obtenus sont similaires à ceux présentés par [Li et al., 1994].

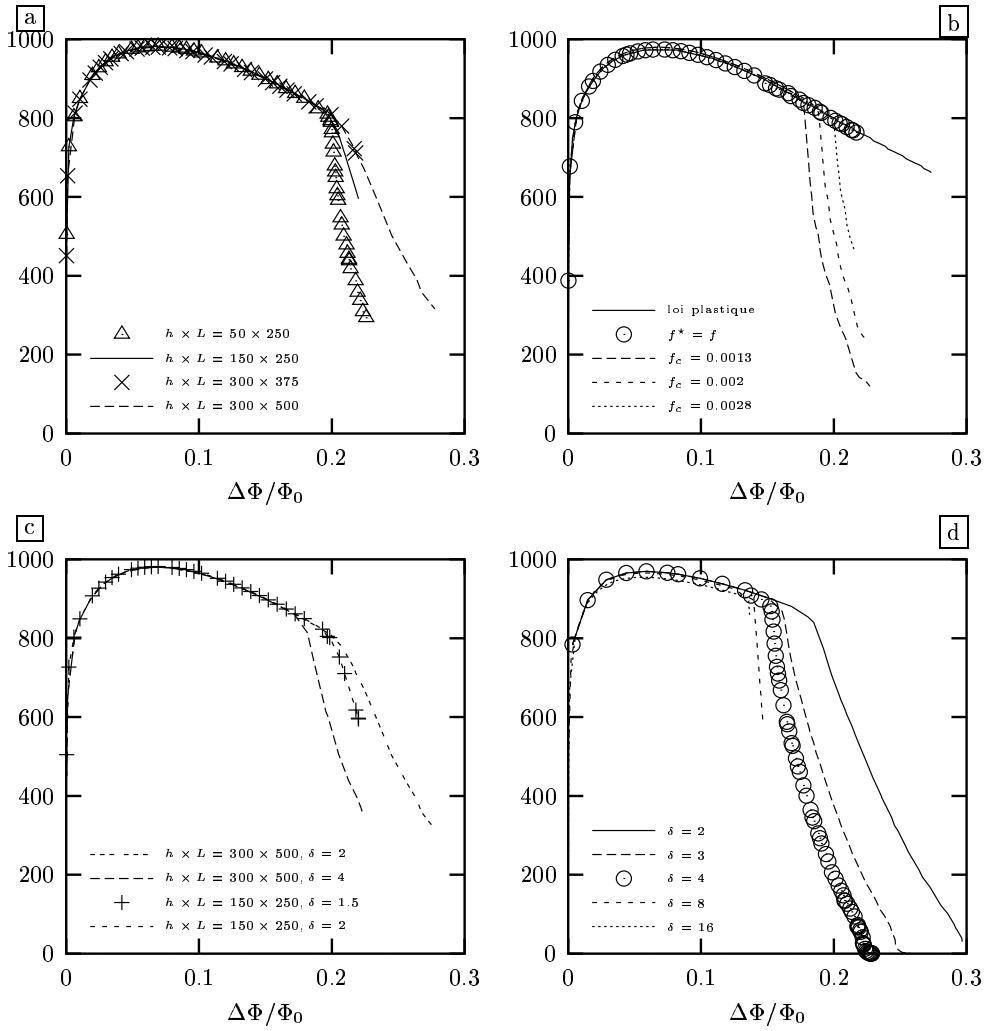


Figure VII.11 : Etude paramétrique du modèle GTN. Exemple de la géométrie $AE_{1.2}$, courbes normalisées (P/S_0–$\Delta\Phi/\Phi_0$). a : effet de la taille de maille ($f_c = 0.0013$, $\delta = 2$). b : effet de la porosité critique ($h \times L = 100 \times 300$, $\delta = 4$). c : effet de la pente de l'accélération de la coalescence ($f_c = 0.0013$) d : effet de δ ($h \times L = 100 \times 150$, $f_c = 0.002$, $2f_0$)

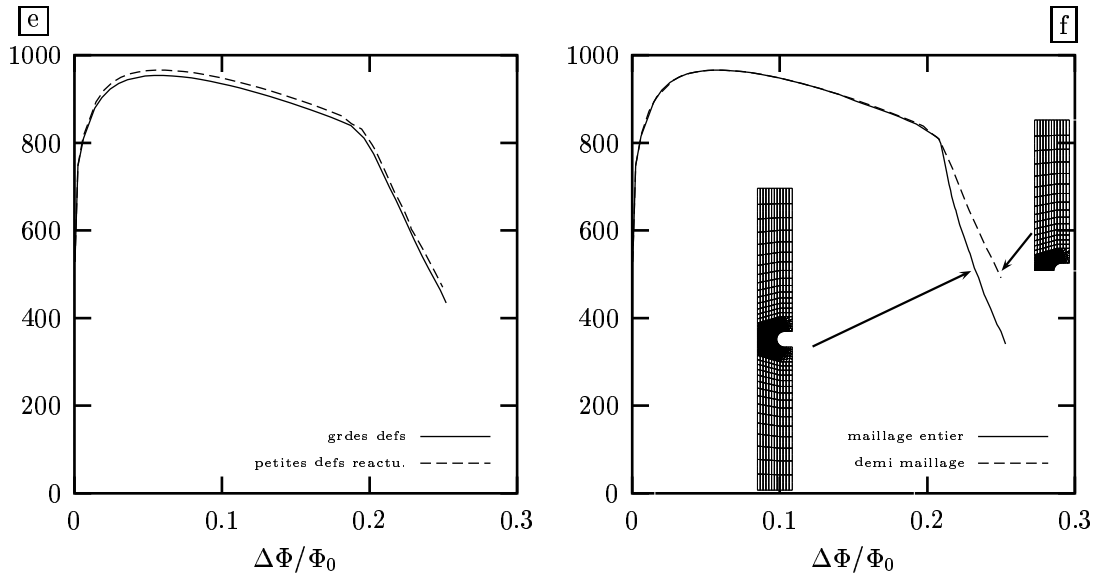


Figure VII.12 : Etude paramétrique du modèle GTN. Exemple de la géométrie $AE_{1.2}$, courbes normalisées (P/S_0–$\Delta\Phi/\Phi_0$) (suite). e : Influence des grandes déformations ($h \times L = 300 \times 500$, $f_c = 0.0012$, $\delta = 2.5$). f : Influence de la partie maillée ($h \times L = 100 \times 150$, $f_c = 0.0006$, $\delta = 1.7$)

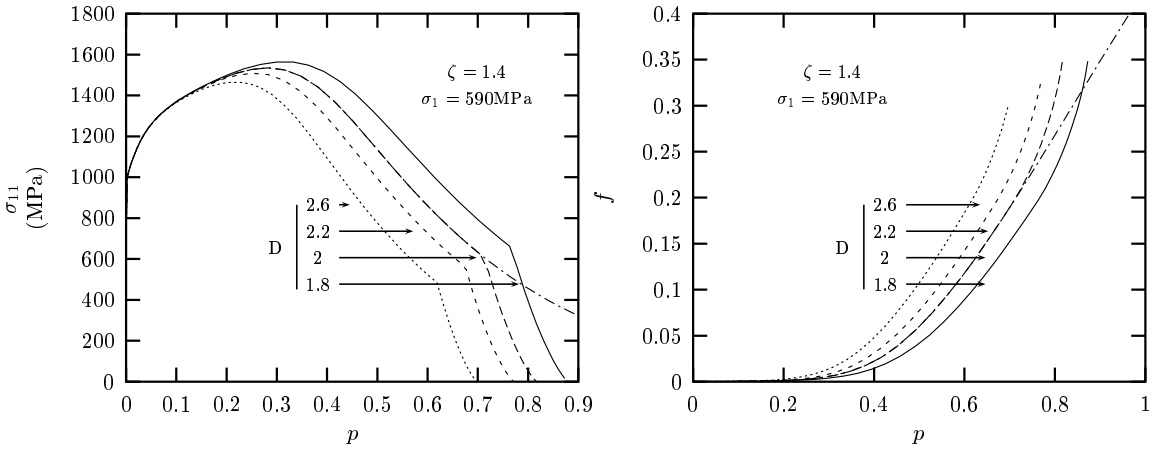


Figure VII.14 : Etude paramétrique du modèle de Rousselier. Effet du paramètre D sur l'évolution de la contrainte et de la porosité à triaxialité constante $\zeta = 1.4$. (calcul sur élément de volume).

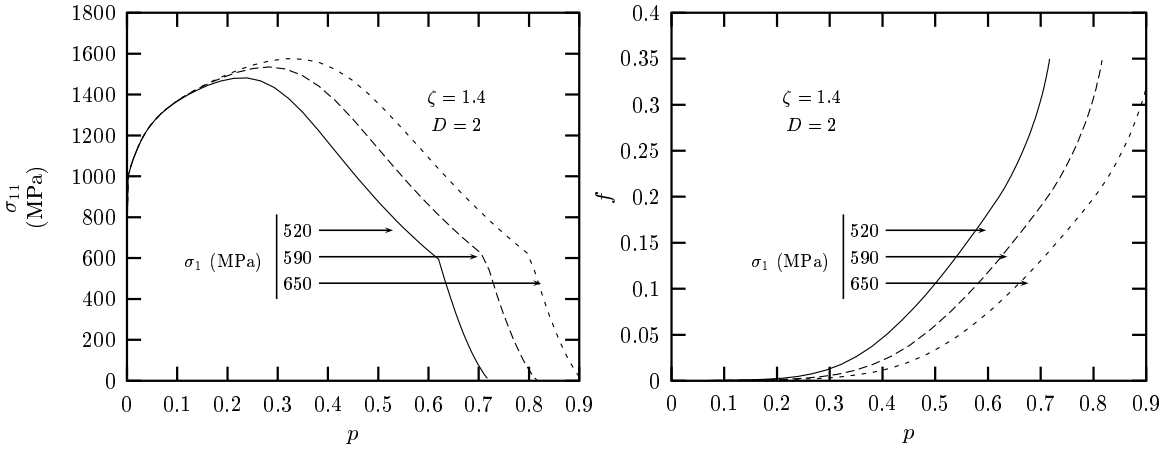


Figure VII.15 : Etude paramétrique du modèle de Rousselier. Effet du paramètre σ_1 sur l'évolution de la contrainte et de la porosité à triaxialité constante $\zeta = 1.4$. (calcul sur élément de volume).

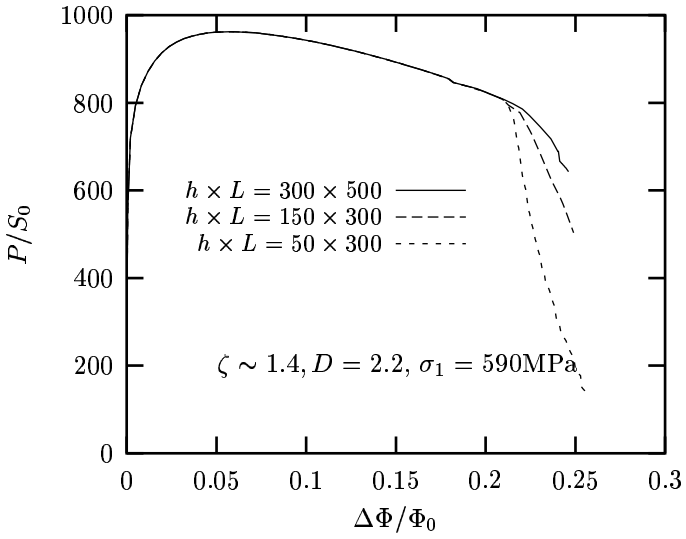


Figure VII.16 : Etude paramétrique du modèle de Rousselier. Effet de la taille de maille sur la prévision de l'endommagment ductile dans une éprouvette AE_{12}. Courbe normalisée P/S_0–$\Delta\Phi/\Phi_0$ (taille de maille en μm^2).

VII.2.3 Démarche de l'identification

Il n'existe pas de méthode définie pour déterminer les paramètres du modèle de Gurson (ou Rousselier) (voir chapitre II paragraphe II.6.2). Les 3 phases de la déchirure ductile à décrire sont la germination, la croissance et enfin la coalescence des cavités. Dans cette étude, nous avons considéré une population initiale de cavités qui est égale à la fraction volumique d'inclusions de MnS déterminée à partir de la formule de Franklin [Franklin, 1969] (soit $f_0 = 1.7510.^{-4}$). Ce choix revient à considérer un amas de particules qui donne naissance à des cavités dès le début du chargement. Comme nous l'avons présenté (voir paragraphe c) chapitre II), il existe d'autres possibilités de représenter la germination soit par une germination continue constante au cours du chargement ou par une germination continue dépendante du chargement [Chu and Needleman, 1980]. Pour l'acier de cuve, il n'existe pas de données expérimentales avérées concernant la germination. Plusieurs choix sont alors possibles. Beaucoup d'auteurs prennent les paramètres donnés par [Chu and Needleman, 1980] et les utilisent tels quels. Une autre solution consiste à ajuster les paramètres sur des données macroscopiques [Geney, 1998] telles que les courbes $(P - \Delta\Phi)$. Cependant pour des matériaux avec une fraction volumique très faible, il y a très peu de différence entre le matériau dense et poreux au début de la déformation plastique. La détermination des paramètres s'avère très difficile. La troixième possibilité, que nous avons choisie dans un premier temps, consiste à considérer une population de cavités pré–existantes et à partir de laquelle s'effectue la croissance. Ce choix revient à négliger le rôle des carbures et des oxydes dans le mécanisme de la rupture ductile. Cette approximation est justifiée jusqu'à la phase de coalescence. La fraction volumique des inclusions de MnS étant beaucoup plus importante que celle des carbures, la prise en compte des carbures aurait un effet mineur. Par contre, au cours de la coalescence, il a été montré expérimentalement le rôle actif de cette seconde population de particules [Ritchie et al., 1979]. Une solution numérique consiste à englober la germination qui précède la coalescence dans la fonction qui décrit cette dernière.

La fraction volumique initiale de cavités étant déterminée par l'expérience ou par la formule de Franklin, il reste à ajuster les paramètres de la fonction $f^\star$ décrivant la phase de coalescence. Les deux paramètres sont la fraction volumique critique, f_c, et la pente, δ ou, de façon équivalente, la fraction volumique finale, f_F. Le paramètre f_c est généralement considéré comme indépendant de la triaxialité et est choisi pour reproduire la chute de charge constatée expérimentalement sur éprouvette de traction ou AE où l'état mécanique est relativement homogène. Il faut noter que lors de la détermination de f_c, la pente de la chute de charge n'étant pas connue expérimentalement, on ne cherche pas à modifier le paramètre f_F pour représenter cette pente. f_F est généralement choisi proche de 0.2.
Il reste ensuite à déterminer la longueur caractéristique qui est assimilée à la taille de maille. Son ordre de grandeur est estimé à partir de la distance moyenne entre inclusions ou amas d'inclusions. Dans la littérature, celle–ci est généralement obtenue à partir d'essais de ténacité sur éprouvettes CT ou SENB et est déterminée de façon à reproduire la chute de charge liée à la propagation de la fissure.
L'application du modèle ductile pour prévoir les effets d'échelles ou de géométries donne de bons résultats à condition de garder les paramètres et notamment la taille de maille identiques.

Nous nous proposons d'appliquer une méthode un peu différente de celle citée pour déterminer les paramètres des modèles d'endommagement. Rappelons que l'objectif est de modéliser l'essai Charpy. Pour la partie ductile, l'effet "tunnel" de la propagation ductile impose une simulation 3D de l'éprouvette. L'application d'un critère de rupture pour reproduire le déclenchement du clivage après la propagation ductile, nous impose de décrire correctement les champs mécaniques locaux. Le choix de la taille de maille sera donc dicté par deux considérations : une taille de maille suffisamment grande pour avoir des temps de calcul raisonnables, et une taille de maille suffisamment petite pour décrire correctement les champs mécaniques locaux. La taille de maille est donc choisie pour pouvoir décrire l'avancée de fissure. Plusieurs tailles de maille ont été essayées. Une étude paramétrique a montré qu'une taille de $h \times L = 100 \times 150\ \mu\text{m}^2$ offrait un bon compromis entre la résolution des gradients mécaniques sur une éprouvette KCV[5] et le temps calcul avec un maillage 3D.

Dans un premier temps, la germination a été considérée comme instantannée dès le début du chargement et inexistante ensuite. Dans un deuxième temps, le mécanisme de germination autour des carbures est introduit. Les résultats obtenus en prenant en compte ce mécanisme sont reportés en annexe A-III.
Lors de l'identification, les paramètres sont déterminés par essais successifs afin d'obtenir un bon accord entre les courbes $P/S_0 - \Delta\Phi/\Phi_0$ numériques et expérimentales sur les trois géométries d'éprouvettes AE.
Pour le modèle de GTN, une première approximation de f_c est obtenue en réalisant un calcul sans accélération de la croissance ($f^\star = f$), et f_c est la valeur de f au centre de l'éprouvette à l'instant de la chute de charge. On cherche alors δ qui permet de décrire la pente de la propagation. Le paramètre δ ayant aussi une influence sur l'instant de la chute de charge, plusieurs calculs seront nécessaires pour obtenir un couple (f_c, δ) adéquat pour chaque géométrie.
Pour le modèle de Rousselier, les valeurs $D = 2$ et $\sigma_1 = (R_e + R_m)/3$ sont choisies comme valeurs initiales [Rousselier, 1986]. Soulignons que dans cette approche, la taille de maille n'a pas été ajustée sur des éprouvettes fissurées pour décrire la propagation.

VII.2.4 Résultats

a) Modèle GTN

Les couples (δ, f_c) obtenus sont reportés dans le tableau (VII.4) et les courbes (P/S_0–$\Delta\Phi/\Phi_0$) sur la figure (VII.17).
Il est possible de décrire l'ensemble des résultats expérimentaux à partir d'un couple unique. Cependant ce couple conduit à une valeur très faible de la fraction volumique critique de la porosité puisqu'elle est de l'ordre de trois fois la porosité initiale. On voit la conséquence physique d'une valeur aussi faible. On imagine aisément une zone du matériau où la concentration en inclusions est trois fois supérieure à la concentration moyenne, cette zone serait donc le site préférentiel du début d'amorçage de la déchirure ductile. Une telle zone n'ayant aucune raison de se situer au centre de l'éprouvette, on devrait donc observer un amorçage situé de façon indifférente le long de toute la section de l'éprouvette.

[5] Se reporter au chapitre consacré à la modélisation de l'essai Charpy.

Expérimentalement, l'observation des faciès de rupture d'AE dans la transition montre un amorçage qui a lieu à partir d'endroits où la concentration d'inclusions est plus élevée, mais néanmoins qui sont plutôt situés vers le centre de l'éprouvette où les conditions mécaniques sont les plus favorables à l'endommagement du matériau. Une meilleure description des courbes expérimentales peut être obtenue en déterminant un couple (δ, f_c) par géométrie. Cette démarche permet d'obtenir des valeurs de f_c plus importantes. On remarque que f_c et δ ont tendance à diminuer lorsque la triaxialité augmente [Zhang and Niemi, 1995,Brocks et al., 1995,Benzerga et al., 1999]. Pour la géométrie $AE_{1.2}$, la valeur de f_c reste néanmoins faible ainsi que la valeur de δ. Par simplification, un couple unique de paramètres (δ, f_c est retenu pour la suite de l'étude. Ce choix s'appuie également sur des études qui ont montré que lorsque f_0 est faible, on peut considérer f_c comme indépendant de la triaxialité [Zhang and Niemi, 1995, Brocks et al., 1995].

ζ	0.8 (AE_6)	1.1 ($AE_{2.4}$)	1.4 ($AE_{1.2}$)
(δ, f_c)	2, 0.0006		
δ	8	4	2
f_c	0.004	0.002	0.0015

Tableau VII.4 : Paramètres du modèle GTN obtenus sur éprouvettes AE (h × L = 100× 150 μm^2).f_0 = 1.75 10^{-4} en fonction du taux de triaxialité moyen.

b) Modèle de Rousselier

De la même façon que pour le modèle GTN, la taille de maille est fixée *a priori* à $h \times L = 100 \times 150 \mu m^2$. Les paramètres sont déterminés à partir des essais réalisés à l'ambiante sur les trois géométries d'AE. La comparaison expérience–simulation à partir des courbes P/S_0–$\Delta\Phi/\Phi_0$ (fig. VII.18) montre qu'il est possible de décrire correctement l'amorçage de la rupture et la vitesse de la chute de la charge à partir d'un seul couple (σ_1, D). Pour la plus faible triaxialité, on sous–estime légèrement le début de la chute de la charge. Les paramètres du modèle seront donc σ_1 = 590 MPa et $D = 2.2$. Notons que la valeur de σ_1 obtenue est supérieure à la valeur de $(R_e + R_m)/3$ (371 MPa) à cette température. Il faut rappeler que le paramètre σ_1 représente la résistance de la matrice au développement des cavités. L'identification de ce paramètres à partir d'essais quasi–statiques pourra montrer des limites lors de son application pour modéliser l'endommagment ductile sur des essais dynamiques adiabatiques comme l'essai Charpy.

VII.2.5 Effet de la vitesse de sollicitation

L'utilisation du potentiel de Rousselier pour modéliser des structures soumises à des fortes vitesses de sollicitation a montré que l'endommagement ductile prévu était, d'une part, beaucoup plus rapide que celui prévu par le modèle GTN et, d'autre part, plus rapide que celui prévu par l'expérience [Tanguy et al., 2000c]. En fait, ce phénomène d'accélération de l'endommagement lorsque l'effet visqueux est important est dû au formalisme du potentiel de Rousselier. Si on examine l'expression du potentiel (eq. VII.11), le terme dans l'exponentielle est en $\frac{\Sigma_m}{\sigma_1}$ avec σ_1 constante. Classiquement, la valeur de σ_1 est choisie entre R_e et R_m

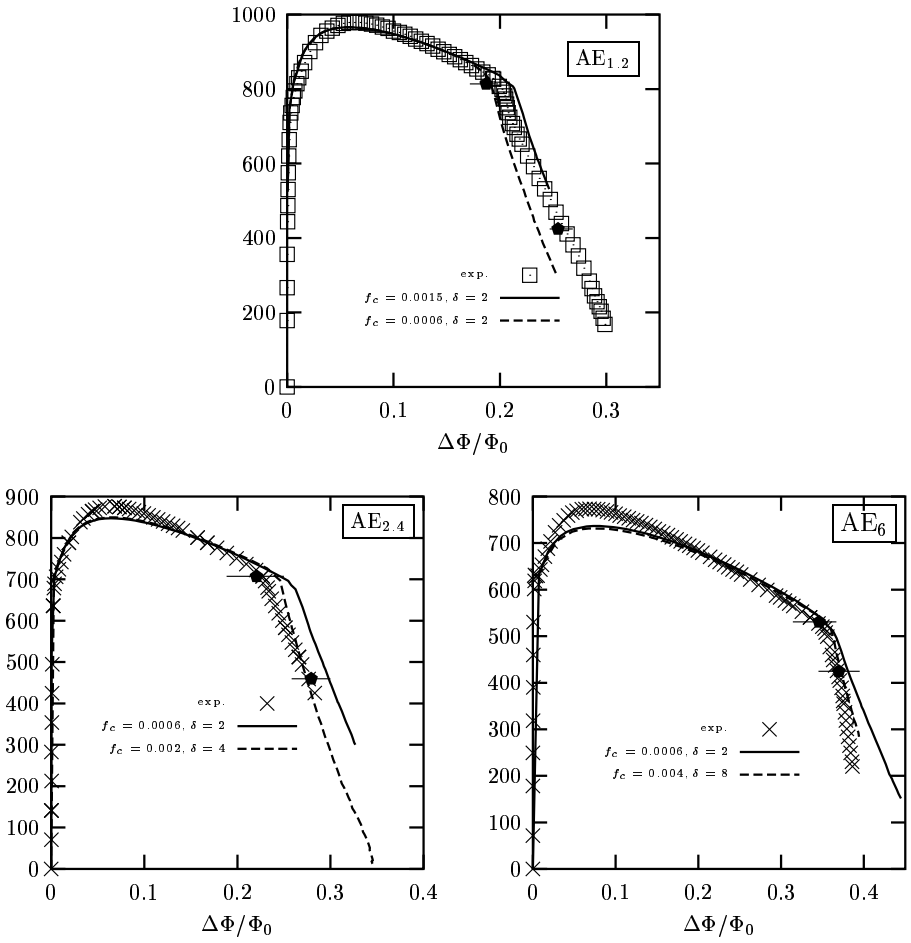


Figure VII.17 : Modèle GTN. Comparaison entre courbes (P/S_0–$\Delta\Phi/\Phi_0$) calculées et expérimentales pour un maillage 100 ×150 μm^2 (petites déformations réactualisées). Les traits horizontaux représentent la dispersion expérimentale. Température ambiante.

permettant ainsi de prendre en compte l'écrouissage de la matrice en conditions quasi–statiques. Lorsqu'il y a un effet de vitesse, le terme Σ_m augmente mais pas σ_1, on a donc une accélération de l'endommagement due à l'exponentielle. Ce problème n'apparaît pas avec le modèle GTN car on a une expression en $\frac{\Sigma_m}{\sigma_\star}$. Avant d'expliciter notre approche du problème, on se propose d'étudier expérimentalement l'effet de la vitesse de sollicitation sur la croissance de l'endommagement ductile.

a) Mise en évidence expérimentale

L'étude de l'effet de la viscoplasticité sur l'endommagement ductile est réalisée à partir d'éprouvettes axisymétriques entaillées. Le choix de la géométrie et de la température pour cette étude résulte d'un compromis entre la prise en compte d'un effet visqueux le plus élevé possible et et la nécessité d'avoir une rupture entièrement ductile. Les essais ont donc été réalisés sur la géométrie AE$_6$ à -30°C. Les essais ont été effectués en contrôle de déplacement avec une vitesse de traverse variant de 0.01 à 100 mm.min^{-1}. La variation diamétrale dans la section minimale est enregistrée de façon continue au cours des essais.

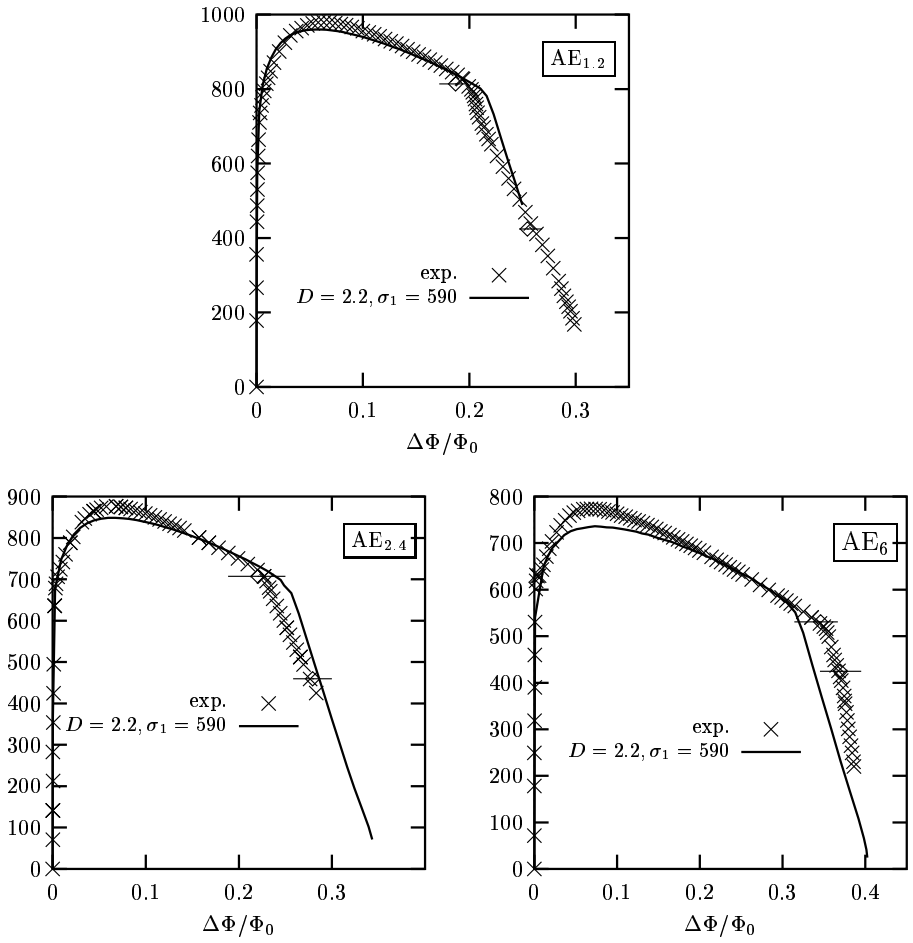


Figure VII.18 : Modèle de Rousselier. Comparaison à la température ambiante entre courbes (P/S_0–$\Delta\Phi/\Phi_0$) calculées et expérimentales pour un maillage 100 ×150 μm^2, σ_1 = 590MPa et D=2.2 (petites déformations réactualisées).

Les résultats sont reportés sur la figure VII.19. Trois essais ont été réalisés pour les vitesses 0.01, 1 et 10 mm.min^{-1} et montrent une dispersion. Cette dispersion a été étudiée sur un acier proche [Decamp et al., 1998] et a été reliée aux amas d'inclusions de sulfure de Manganèse, on peut donc penser que l'origine de la dispersion sur notre matériau est de même nature. La charge maximale, P_m, est une fonction croissante de la vitesse de sollicitation. La variation du diamètre à l'amorçage macroscopique de la rupture augmente jusqu'à des vitesses de sollicitation de 10 mm.min^{-1}, puis une forte diminution est observée pour une vitesse de 100 mm.min^{-1}. L'augmentation de la vitesse de sollicitation semble augmenter la résistance de la matrice, ce qui induit une diminution du diamètre à rupture. La diminution de $\Delta\Phi_R$ pour une forte vitesse de sollicitation est interprétée comme une conséquence d'un échauffement du matériau. A cause de cet effet, un seul essai a été réalisé à 100 mm.min^{-1}.

b) Extension du modèle de Rousselier

Les essais ont montré que, en conditions sensiblement isothermes, la déformation à l'amorçage macroscopique de la rupture, augmente avec la vitesse. On est en droit de

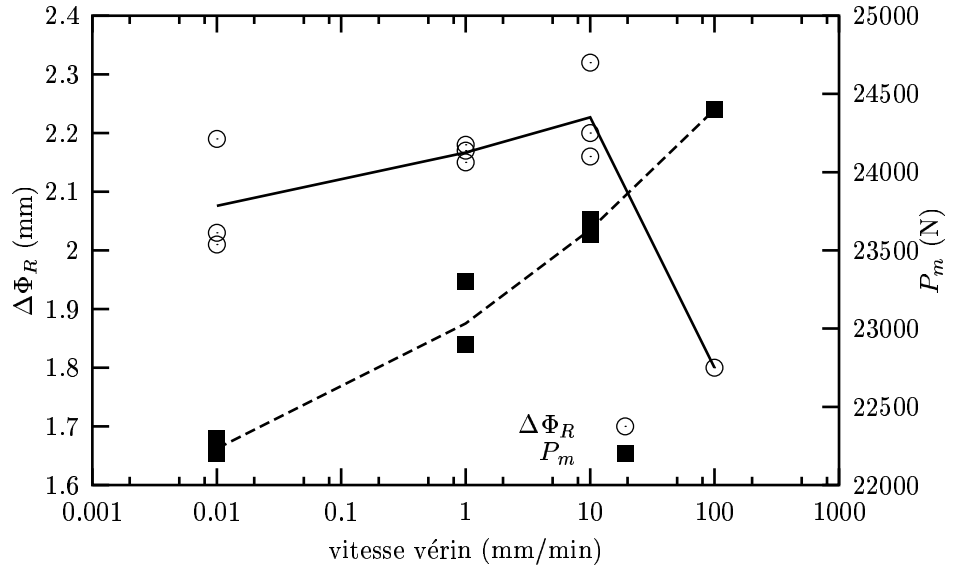


Figure VII.19 : Effet de la vitesse de sollicitation sur la réduction diamétrale à l'amorçage macroscopique de la rupture et sur la charge maximale. Essais de traction sur éprouvettes axisymétriques entaillées AE_6 à $-30°C$.

se demander si cet effet n'est pas dû à un renforcement de la matrice par la viscosité.
Rappelons que le formalisme du modèle de Rousselier utilise une constante σ_1 pour représenter l'effet de la matrice environnante sur la croissance et la coalescence des porosités. Lors de l'utilisation du modèle de Rousselier en sollicitations quasi–statiques, une dépendance de la constante σ_1 vis à vis de la température est donc à prendre en compte. Dans la première partie de l'étude de ce modèle, la valeur de σ_1 a été déterminée à la température ambiante et le modèle a été utilisé à des températures plus faibles, dans le domaine de la transition ductile–fragile.. Il est légitime de penser qu'en augmentant la valeur de σ_1 les simulations auraient été plus en rapport avec l'expérience. On peut par exemple prendre un rapport identique entre σ_1 et R_m à l'ambiante et à la température à laquelle on veut modéliser l'endommagement. Cette variation de σ_1 avec la température est évoquée dans [Rousselier et al., 1989] pour la prise en compte du vieillissement dynamique à haute température. Généralement, dans les études citées on détermine σ_1 à l'ambiante et on applique le modèle à la même température ou à des températures supérieures (100°C ou plus). Ces températures correspondant du plateau athermique pour la contrainte d'écoulement de l'acier étudié, l'effet de la température sur le comportement est faible. Il est beaucoup plus marqué entre l'ambiante et $-80°C$.
La prise en compte de la dépendance de σ_1 vis à vis de la vitesse de sollicitation peut de même être déterminée à partir d'essais sur éprouvettes axisymétriques testées à différentes vitesses. Lors d'un calcul isotherme avec une vitesse de sollicitation homogène, on peut alors utiliser la constante σ_1 adéquate. Un cas plus complexe est celui d'une structure avec des gradients de vitesses et de températures où l'on doit gérer la variation de la constante σ_1 en cours de calcul. Une extension du modèle de Rousselier pour prendre en compte les effets de la température et de la vitesse de sollicitation est proposée par Besson [Besson et al., 2001].

Dans l'expression VII.12, la constante σ_1 est remplacée dans le terme exponentiel par la contrainte effective $\sigma_\star$ qui est fonction du tenseur des contraintes macroscopiques $\underset{\sim}{\Sigma}$ et de la porosité tandis que q_R et D_R sont des nouveaux paramètres matériau. La présentation de l'extension du modèle de Rousselier et une comparaison avec les modèles GTN et Rousselier est donnée en annexe A-IV.

$$\Psi = \frac{\Sigma_{eq}}{\rho\sigma_\star} + \frac{2}{3} f D_R \exp\left(\frac{3 q_R \Sigma_m}{2\rho\sigma_\star}\right) - 1 \qquad \text{(VII.12)}$$

Les deux constantes à identifier pour l'extension du modèle de Rousselier sont q_R et D_R. On reporte sur la figure VII.20 la comparaison expérience–simulation pour les trois géométries d'AE à la température ambiante. A nouveau, il est possible d'utiliser un seul couple pour décrire l'endommagement pour les trois géométries. On obtient $D_R = 2.2$ et $q_R = 0.92$. La valeur du paramètre D_R est identique à celle du paramètre D pour le modèle standard.

Il faut noter que dans l'expression VII.12, la contrainte $\sigma_\star$ est une fonction de la température, de la vitesse de déformation et de la déformation plastique. En considérant l'amorçage de la déchirure, il est logique d'obtenir une propagation plus faible que celle proposée par le modèle de Rousselier original car, avec l'écrouissage, la contrainte $\sigma_\star$ augmente au cours du chargement. L'application du modèle de Rousselier original pour la prédiction de la déchirure ductile sur des éprouvettes axisymétriques entaillées fissurées [Rousselier et al., 1989] a montré que pour des avancées ductiles supérieures à 1 mm, le modèle surestime la propagation ductile. La modification proposée conduirait également à un rapprochement par rapport aux données expérimentales. Une autre explication à cette surestimation, proposée par l'auteur, serait un effet statistique. En effet, si l'on cale les paramètres du modèle à l'initiation de la fissure, le volume sollicité est plus important[6] et la probabilité d'y trouver des grandes fractions volumiques d'inclusions est plus forte, il faudrait alors employer une valeur de f_0 plus faible au cours de la propagation.

Pour vérifier si la dépendance de $\sigma_\star$ avec la déformation plastique induit une sous–estimation importante de l'endommagement ductile, on simule une éprouvette CT à la température ambiante en conditions de déformations planes. On reporte sur le figure VII.21 l'évolution de la charge et de l'avancée ductile en fonction de l'ouverture de l'extensomètre calculée à partir des deux modèles. L'amorçage de l'avancée ductile est identique pour les deux modèles, puis le modèle de Rousselier prévoit bien une avancée ductile plus importante, la différence restant néanmoins très faible. Pour des avancées de l'ordre de 3 mm, les prévisions obtenues par les deux modèles sont identiques. En fait, l'utilisation d'essais contrôlés en déformation lors de l'identification des paramètres des deux modèles permet non seulement de simuler l'amorçage mais également la propagation ductile, atténuant ainsi la différence entre les deux modèles.

Si on veut néanmoins retrouver un comportement identique à celui prévu par le modèle de Rousselier en conditions quasi–statiques, une solution possible est de faire dépendre les constantes q_R et D_R de la déformation plastique.

On reporte sur la figure VII.22 les surfaces d'écoulement plastique dans le plan des deux premiers invariants du tenseur des contraintes pour les trois potentiels. Comme nous l'avons

[6] Quand la fissure se propage, la déformation plastique cumulée à la pointe de la fissure diminue.

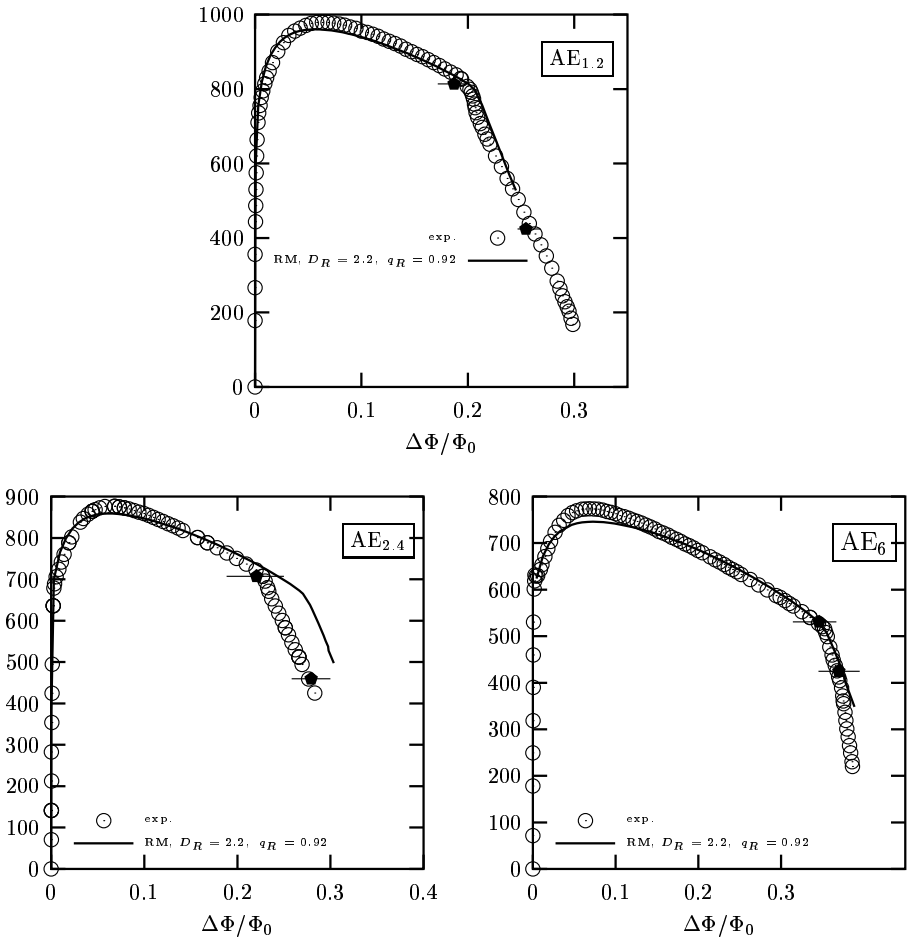


Figure VII.20 : Modèle de Rousselier modifié. Comparaison à la température ambiante entre courbes (P/S_0–$\Delta\Phi/\Phi_0$) calculées et expérimentales pour un maillage 100 $\times$150 mum^2, $q_R = 0.92$ et D_R=2.2 (grandes déformations).

montré dans la partie II.6.2 les potentiels de GTN et de Rousselier se distinguent par une pente de la normale à la surface d'écoulement[7] différente pour les fortes triaxialités. Cette pente tend vers 0 pour le potentiel de GTN et garde une valeur non–nulle pour le potentiel de Rousselier. Cette propriété pourraît expliquer la capacité du modèle de Rousselier à décrire la formation des bandes de cisaillement [Besson, 1999]. La modification du potentiel de Rousselier (notée par la suite RousM) garde cette propriété.

VII.2.6 Conclusions

Dans cette partie, les paramètres des modèles d'endommagement ductiles couplés, GTN et Rousselier, ont été déterminés. La méthode d'identification proposée s'appuie uniquement sur des essais sur éprouvettes axisymétriques entaillées contrôlés en déformation et sur une taille de maille, choisie d'une part à partir de l'espacement inter–inclusionnaire, et d'autre

[7]Dans le repère des deux premiers invariants du tenseur des contraintes, cette pente est égale au rapport $\frac{\partial J_2}{\partial (I_1/3)}$.

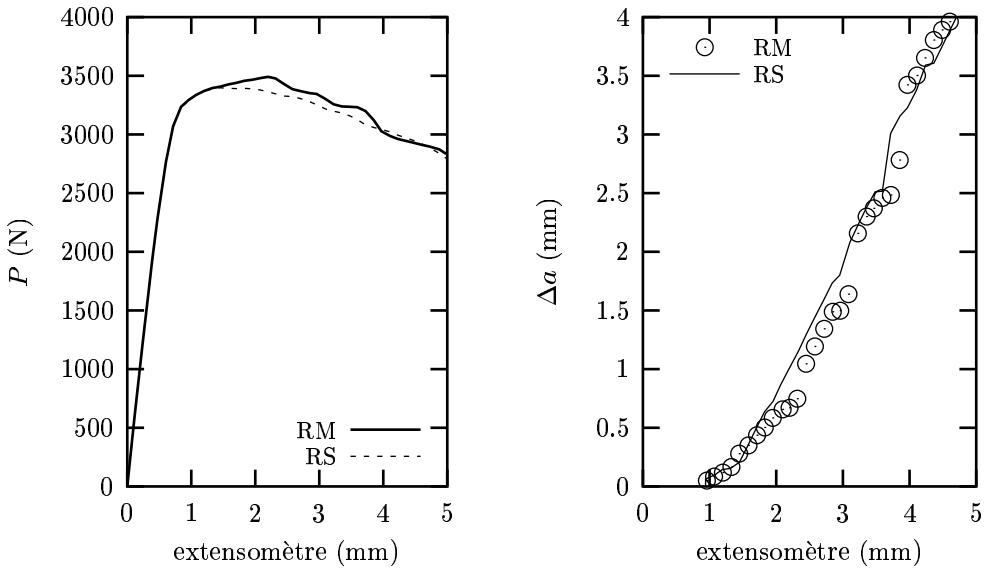


Figure VII.21 : Comparaison entre le potentiel de Rousselier(RS) et son extention (RM) en conditions quasi–statiques. Simulation d'une éprouvette CT30 en déformations planes avec $a^0/W = 0.533$ et un émoussement $r = 0.05$mm. Température ambiante. (La charge est donnée par unité d'épaisseur.)

part, pour pouvoir résoudre les gradients mécaniques en avant d'une entaille d'une éprouvette Charpy. Un couple unique de paramètres a été obtenu pour chaque modèle et permet de décrire de façon satisfaisante les résultats expérimentaux.

L'utilisation du modèle de Rousselier à différentes températures nous a conduit à introduire une variation de la constante σ_1 vis à vis de la température; la relation $\sigma_1(T) = \frac{\sigma_1(20^\circ\mathrm{C})}{R_m(20^\circ\mathrm{C})} R_m(T)$ est proposée.

L'effet de la vitesse de sollicitation sur l'amorçage macroscopique de la déchirure ductile sur éprouvettes AE a été étudié expérimentalement. Un effet stabilisateur de la viscosité sur la croissance des cavités a été supposé et validé par calcul sur cellule élémentaire. Cet effet ne peut pas être représenté par le modèle de Rousselier et nous a conduit à modifier ce modèle. Contrairement au modèle de Rousselier standard, où une augmentation de la vitesse de sollicitation conduit à une accélération de la vitesse d'endommagement, le modèle de Rousselier étendu ne conduit pas à une dépendance de la porosité avec la vitesse de déformation. Ce résultat, identique à celui obtenu avec le modèle GTN, a pour effet de retarder la localisation pour une même vitesse de sollicitation.

De même que pour les modèles de GTN et Rousselier, un couple unique de paramètres permet de représenter correctement les données expérimentales.

La description des données expérimentales sur éprouvettes AE a été obtenue sans introduire la germination autour des carbures. Néanmoins, afin d'étudier l'effet de la germination lors de la modélisation de l'endommagement ductile sur l'éprouvette Charpy, les paramètres des trois modèles GTN, Rousselier, Rousselier étendu ont été ré–identifiés en prenant en compte ce mécanisme.

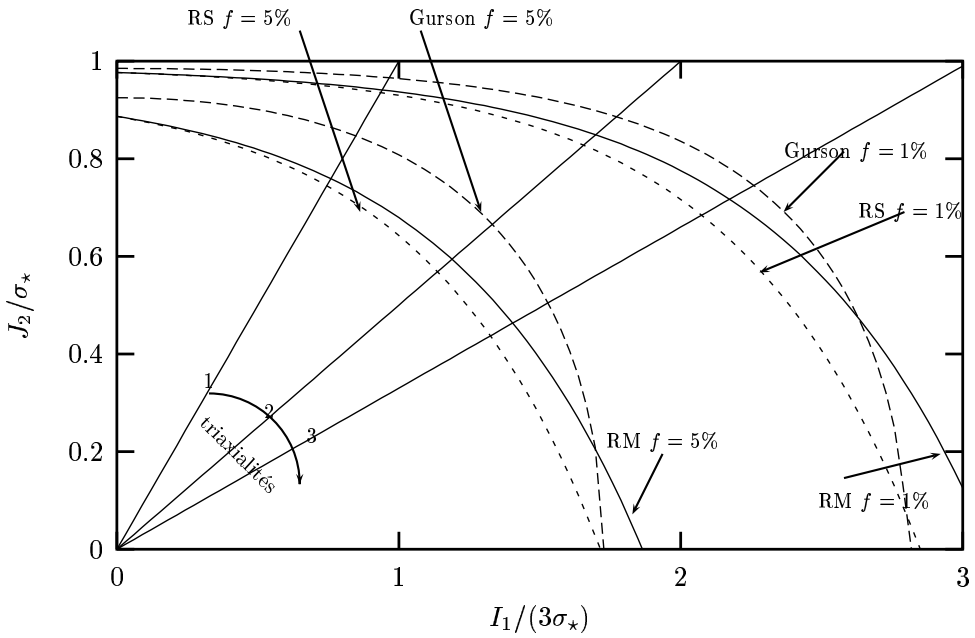


Figure VII.22 : Surfaces d'écoulement plastique obtenues avec les potentiels de Gurson, de Rousselier (RS) et de l'extension de Rousselier (RM) pour une porosité de 1% et 5% ($q_1 = 1.5,\ q_2 = 1,\ f^\star = f,\ D = 2,\ \sigma_1/\sigma_\star = 2/3,\ q_R = 0.92$). ($I_1 = \Sigma_{kk}$ et $J_2 = 0.5 s_{ij} s_{ij}$)

Ces modèles seront appliqués à la simulation de la propagation ductile qui précède le déclenchement du clivage dans les essais Charpy.

VII.3 Modélisation du clivage

VII.3.1 Rappel du modèle de Beremin

a) Modèle standard

On rappelle que le modèle de Beremin est basé sur la statistique de Weibull et sur l'hypothèse du maillon le plus faible (voir chapitre II). La probabilité de rupture d'une structure est donnée par une fonction de distribution à deux paramètres :

$$P_r(\sigma_W) = 1 - \exp\left[-\left(\frac{\sigma_W}{\sigma_u}\right)^m\right] \tag{VII.13}$$

m est le module de Weibull qui caractérise la dispersion de la distribution, σ_u est une contrainte de normalisation qui mesure la résistance au clivage du matériau. La contrainte de Weibull est définie par la sommation de la plus grande contrainte principale, σ_I :

$$\sigma_W = \sqrt[m]{\sum_{i=1}^{n_{pl}} \left(\sigma_I^{(i)}\right)^m \frac{V_i}{V_0}} \tag{VII.14}$$

où la sommation est faite sur les n éléments qui ont vu de la déformation plastique. V_0 est un volume de référence. Les paramètres de Weibull sont m et $\sigma_u V_0^{\frac{1}{m}}$. σ_u dépend donc du choix de V_0.

b) Prise en compte de la déformation plastique

Une modification du modèle de Beremin pour une rupture par clivage après un écoulement plastique important a été proposée dès la présentation de ce modèle [Beremin, 1983]. Elle consiste à intégrer un effet de la déformation plastique sur la contrainte de Weibull en utilisant pour σ_W l'expression suivante :

$$\sigma_W = \sqrt[m]{\sum_{i=1}^{n_{pl}} \left(\sigma_I^{(i)}\right)^m \frac{V_i}{V_0} \exp\left(-\frac{m\varepsilon_I}{k}\right)} \tag{VII.15}$$

où ε_I est la déformation dans la direction de la plus grande contrainte principale σ_I.

La correction de déformation plastique sur la contrainte de Weibull a été introduite phénoménologiquement pour représenter l'augmentation de la contrainte à rupture observée expérimentalement sur des éprouvettes axisymétriques ($r = 0.2$ à 10 mm) ayant préalablement subi une déformation plastique en sollicitation de traction [Mudry, 1982]. Physiquement, le phénomème principal décrit est l'émoussement des micro–fissures par la plasticité. Le choix de ε_I dans l'expression VII.15 permet également d'intégrer la diminution de la section des grains dans la direction perpendiculaire à la sollicitation.
Lorsque le chargement à la pointe du micro–défaut reste essentiellement radial, l'utilisation de ε_{eq}^p est équivalente à ε_I, les deux grandeurs étant proportionnelles. Dans le cas d'un chargement local non–proportionnel, il n'y a plus équivalence entre ces deux grandeurs. Il faudra donc examiner l'effet de l'utilisation de ε_{eq}^p. Pour une chargement en compression,

Mudry [Mudry, 1982] a observé un effet néfaste de la déformation plastique sur la contrainte à rupture, dans ce cas l'utilisation de ε_{eq}^{p} à la place de ε_I n'est plus possible. L'importance de la correction due à la déformation plastique va dépendre de la valeur de k. De façon courante, on emploie $k = 2$ ou $k = 4$ pour une forte et faible correction respectivement.

VII.3.2 Identification des paramètres du modèle de Beremin

L'application du modèle de Beremin passe par la détermination des deux paramètres m et σ_u. Les valeurs de ces paramètres sont d'autant mieux approchés qu'on dispose d'un grand nombre d'essais. Il s'agit donc de déterminer des valeurs de m et σ_u avec un intervalle de confiance le plus réduit possible. La méthode décrite ici est celle utilisée de façon classique. N éprouvettes sont testées dans une gamme de températures tel que le mécanisme de rupture soit le clivage intragranulaire. Ces N essais sont classés en utilisant une variable caractéristique à l'essai. On attribue alors à chaque essai, une probabilité de rupture expérimentale à l'aide d'un estimateur de probabilité.

La simulation par éléments finis de la structure testée expérimentalement est effectuée pour accéder aux champs de contraintes–déformations dans la structure. L'importance de la connaissance précise du champ de contrainte conduit généralement à utiliser des éprouvettes axisymétriques entaillées, géométrie assez simple à modéliser et avec des temps de calcul assez courts. Cette géométrie n'est cependant pas exclusive, les paramètres du modèle de Beremin pouvant également être déterminés à partir d'essais de résilience ou d'essais de ténacité (voir par ex. [Rossoll, 1998]). Cependant, à basses températures, pour ce type de géométrie où les gradients mécaniques sont importants, où les effets inertiels sont à prendre en compte (voir paragraphe VIII.3.2 chapitre VIII), l'incertitude sur le champ de contrainte est plus importante. A partir de la simulation, on obtient, en choisissant m et V_0 *a priori*, la contrainte de Weibull au cours du chargement.
L'instant de rupture de chaque essai est caractérisé par un paramètre qui permet de distinguer sans ambiguité le déclenchement du clivage. Ce paramètre est par exemple, le diamètre à rupture Φ_r (ou de façon équivalente la déformation moyenne à rupture $\bar{\varepsilon}_r$) pour les éprouvettes axisymétriques, la flèche à rupture, δ_r, ou l'énergie pour les éprouvettes de résilience, les paramètres caractéristiques du chargement à rupture tels que K_{Ic} ou J_{Ic} pour les éprouvettes de la mécanique de la rupture. Le choix de ce paramètre importe peu, **il faut néanmoins qu'il soit monotone croissant**. Cependant si on mélange des éprouvettes de géométries différentes, ou si on utilise des essais réalisés à différentes températures, il faut utiliser la contrainte de Weibull, σ_W, pour classer les essais.
On associe alors à chaque paramètre la contrainte de Weibull correspondante qui est définie comme une contrainte de Weibull "expérimentale". Les N essais sont alors classés par ordre croissant de la contrainte de Weibull[8] (qui est alors la variable caractéristique de l'essai) et

[8]Lorsqu'on détermine les paramètres m et σ_u à partir d'une géométrie unique et pour une température donnée, le choix de σ_W comme paramètre de classement est identique au choix d'une donnée expérimentale tel que le déplacement à rupture par exemple. L'avantage du choix de σ_W est la possibilité de mélanger des essais sur différentes géométries et différentes températures lorsque la base expérimentale pour chaque géométrie et température n'est pas assez importante. Le mélange des géométries et des températures permet d'explorer plus largement la distribution de taille des défauts. Bien entendu, cette démarche n'est valable que dans les hypothèses strictes du modèle, c.à d. m et σ_u sont indépendants de la température, de la vitesse de sollicitation et de la géométrie.

une probabilité de rupture expérimentale est associée à chaque essai avec un estimateur de probabilité.
Plusieurs estimateurs sont possibles. On trouve notamment $P_r = \frac{i-0.5}{N}$ [Bernauer et al., 1999, Wiesner and Goldthorpe, 1996, Gao et al., 1999] et $P_r = \frac{i}{N+1}$ [Xia and Shih, 1996] où i est le rang des éprouvettes classées en fonction des contraintes de Weibull croissantes.
La méthode la plus classique pour estimer m et σ_u est la régression linéaire. En prenant le logarithme de l'expression (VII.13), on obtient la relation linéaire:

$$\ln\left[\ln\left(\frac{1}{1-P_r}\right)\right] = m\ln\sigma_W - m\ln\sigma_u \qquad \text{(VII.16)}$$

à partir de laquelle on estime la pente m et la valeur de σ_u. On utilise pour celà une procédure itérative, car σ_W dépend de m. Lorsqu'à l'itération $n+1$, m_{n+1} est égal à m_n, la valeur de m est conservée et on en déduit la valeur de σ_u. Khalili et Kromp [Khalili and Kromp, 1991] ont montré que le meilleur estimateur avec cette méthode est $P_r = \frac{i-0.5}{N}$. Pour une population de 30 essais, cette méthode conduit avec un intervalle de confiance à 90% à $0.741\ m_{vraie} < m < 1.308\ m_{vraie}$.

Une autre méthode, recommandée par l'ESIS, est la méthode du maximum de vraisemblance. Cette méthode est basée sur la maximisation de la probabilité que les résultats expérimentaux aient eu lieu. On cherche à maximiser la fonction $L = \prod_i f(x_i)$ où f est la densité de probabilité d'une variable aléatoire X suivant une probabilité de Weibull. f est la dérivée de la fonction de répartition F_X de X. Les expressions de F et f sont données par les expressions VII.17 et VII.18. La maximisation numérique de L conduit aux valeurs de m et σ_u.

$$F_X(x) = P_r(X \leq x) = 1 - \exp\left[-\left(\frac{x}{\sigma_u}\right)^m\right] \qquad \text{(VII.17)}$$

$$f_X(x) = \frac{d(F_X)}{dx} = \frac{m}{\sigma_u}\left(\frac{x}{\sigma_u}\right)^{m-1}\exp\left[-\left(\frac{x}{\sigma_u}\right)^m\right] \qquad \text{(VII.18)}$$

Cette méthode fournit l'intervalle de confiance à 90% le plus réduit, on obtient $0.823\ m_{vraie} < m < 1.335\ m_{vraie}$ pour 30 occurences [Khalili and Kromp, 1991]. De plus, le choix de l'estimateur de probabilité n'intervient pas dans la détermination de m etσ_u mais uniquement pour la représentation graphique des données expérimentales. Cette méthode présente l'avantage de pouvoir encadrer les valeurs réelles de m et de σ_u avec un intervalle de confiance $(1-\alpha)$ à partir d'expressions dépendantes du nombre N d'essais. Les formules donnant l'encadrement de m et σ_u ainsi que les tables pour déterminer les intervalles de confiance sont données dans [ESIS, 2000].

La méthode adoptée dans cette étude est différente de celles exposées ci-dessus. La démarche utilisée est résumée sur la figure VII.23. Cette méthode, comme la méthode de la régression linéaire, utilise un estimateur de probabilité. La différence fondamentale est que l'optimisation se fait directement sur les couples (m, σ_u), la minimisation, par la méthode des moindres carrés, de la fonction écart entre l'expérience et le calcul se fait donc directement sur la courbe donnant l'évolution de P_r en fonction de σ_W sans passer par l'utilisation

d'un logarithme. Pour un couple $(m,\ \sigma_u)$, les contraintes σ_W correspondant aux différents instants de rupture expérimentaux peuvent être calculées. Celles–ci sont alors rangées par ordre croissant $i = 1 \ldots N$. La probabilité de rupture expérimentale correspondant à la i–ème valeur de σ_W vaut $P_r(\sigma_W^i) = \frac{i-0.5}{N}$. Les valeurs de m et σ_u sont ajustées de sorte à minimiser l'écart entre la probabilité théorique et la probabilité expérimentale.
Cette méthode est différente de celle utilisée par Carassou [Carassou, 2000] (régression linéaire) et par Rossoll [Rossoll, 1998] (maximum de vraissemblance) sur des matériaux proches. L'optimisation est réalisée par une méthode globale qui utilise un algorithme génétique. Ce type d'algorithme est intéressant, il propose plusieurs couples possibles $(m,\ \sigma_u)$ et évite ainsi la convergence sur un minimum local de la fonction coût. Après le choix d'un couple $(m,\ \sigma_u)$, ce couple sert de point de départ à une nouvelle optimisation utilisant un algorithme local. La méthode schématisée sur la figure VII.23 a été appliquée lors d'un round-robin européen [ESIS, 2000]. Pour une valeur de m fixée, la valeur de σ_u obtenue est dans la dispersion de celles obtenues par la méthode du maximum de vraisemblance. Lorsque m et σ_u sont libres, cette méthode conduit à la valeur de σ_u la plus élevée du round robin et, par conséquent, à la plus petite valeur pour m en comparaison des résultats issus de la méthode du maximum de vraisemblance.

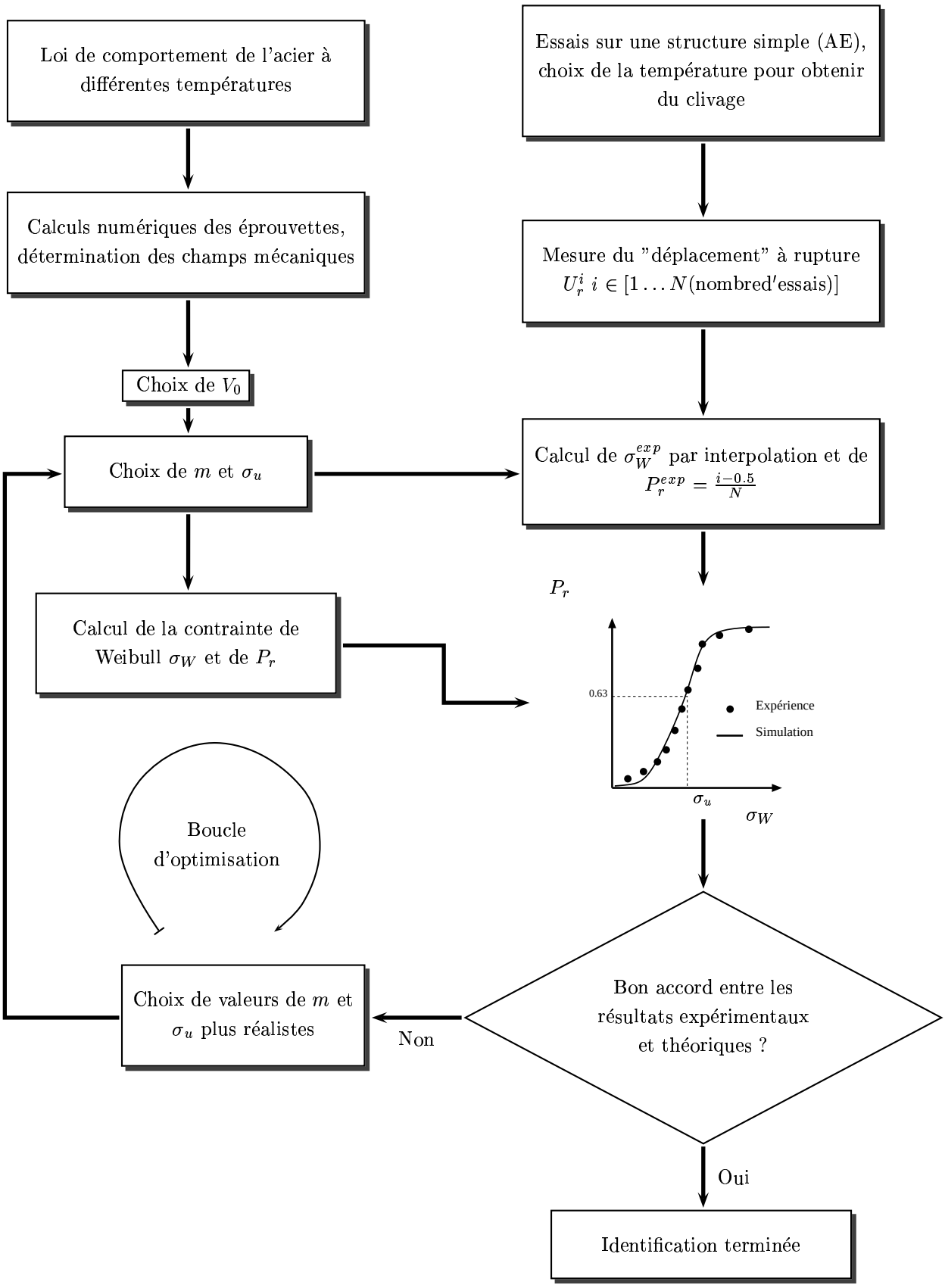


Figure VII.23 : Schéma de principe de la démarche de détermination des paramètres de Beremin.

Une évaluation correcte des paramètres m et σ_u nécessite une certaine quantité d'éprouvettes. Une trentaine d'essais semble être un bon ordre de grandeur [Khalili and Kromp, 1991] pour approcher la valeur vraie des paramètres. La base expérimentale dont nous disposons est celle issue de [Tahar, 1998], soit 22 essais réalisés sur 2 géométries d'éprouvettes axisymétriques entaillées ($AE_{1.2}$ et $AE_{2.4}$) à $-196°C$ et $-150°C$. Seuls quelques essais supplémentaires sur ce type de géométrie ont été réalisés à basses températures lors de notre étude. Pour agrandir la population initiale, il est également possible d'utiliser les essais sur éprouvettes KCV dont le mode de rupture est uniquement du clivage. On reporte dans le tableau VII.5 les essais effectués et les intervalles des valeurs expérimentales par type de géométrie et température. L'évolution de la contrainte moyenne à rupture en fonction de la déformation moyenne à rupture pour les essais sur éprouvettes AE est reportée sur la figure VII.26.

Géométrie	T (°C)	nombre d'éprouvettes	$\bar{\varepsilon}_r$ en % ou δ_r (mm)
$AE_{1.2}$	-196	3	[1.5–2.9]
$AE_{2.4}$	-196	11	[1.5–5.3]
AE_6	-196	3	[4.3–15.7]
$AE_{1.2}$	-150	9	[8.5–29.8]
$AE_{2.4}$	-165	2	[28.9–29.2]
KCV	-120	2	[0.47–0.61]
KCV	-100	4	[0.71–3]
KCV	-90	4	[1.07–2.15]
total		38	

Tableau VII.5 : Bilan des essais utilisés pour l'identification des paramètres du modèle de Beremin et présentant uniquement du clivage . Intervalles de valeurs des paramètres de classement des essais par type de géométrie.

a) Simulation des essais

La détermination de la contrainte de Weibull, σ_W et de la probabilité de rupture, P_F se fait via la connaissance des champs mécaniques locaux lors du chargement de la structure. On simule donc les essais sur éprouvettes axisymétriques entaillées et sur éprouvettes de résilience aux températures expérimentales. La loi de comportement utilisée est celle déterminée pour notre matériau et présentée dans la première partie de ce chapitre. Le comportement est élastoviscoplastique isotherme pour les éprouvettes axisymétriques entaillées et pour les essais de résilience à basses températures [Rossoll, 1998]. Une formulation en grandes déformations en lagrangien réactualisé a été utilisée. Les maillages utilisés pour chaque géométrie d'éprouvette axisymétrique entaillée sont présentés sur la figure VII.24. Les éléments utilisés sont quadratiques à intégration réduite. Le type d'élément a peu d'influence sur les valeurs de m et σ_u obtenues [Rossoll, 1998]. La taille des éléments au niveau de la section minimale est de $h \times L = 60 \times 150\ \mu m^2$.
On reporte sur la figure VII.25, les couples $(P - \Delta\Phi)$ correspondant aux instants de rupture ainsi que les courbes calculées. Il convient d'avoir un bon accord entre l'expérience et la

simulation pour pouvoir calculer avec le plus de précision possible les contraintes qui vont intervenir dans le critère de rupture. La simulation des essais à $-196°C$ sous estiment les points expérimentaux à rupture pour les trois géométries d'entaille. En augmentant R_0 de 20 MPa, l'accord simulation–expérience devient très satisfaisant. Rappelons qu'un seul essai de traction a été réalisé à -196°C et que sa validité est discutable, la rupture s'étant produit dans les congés de l'éprouvette. Un écart de 20 MPa représente 2% de la valeur déterminée expérimentalement. Compte tenu de la dispersion expérimentale, un tel écart de 20 MPa est tout à fait acceptable. Pour les deux autres températures, l'accord simulation–expérience est satisfaisant.

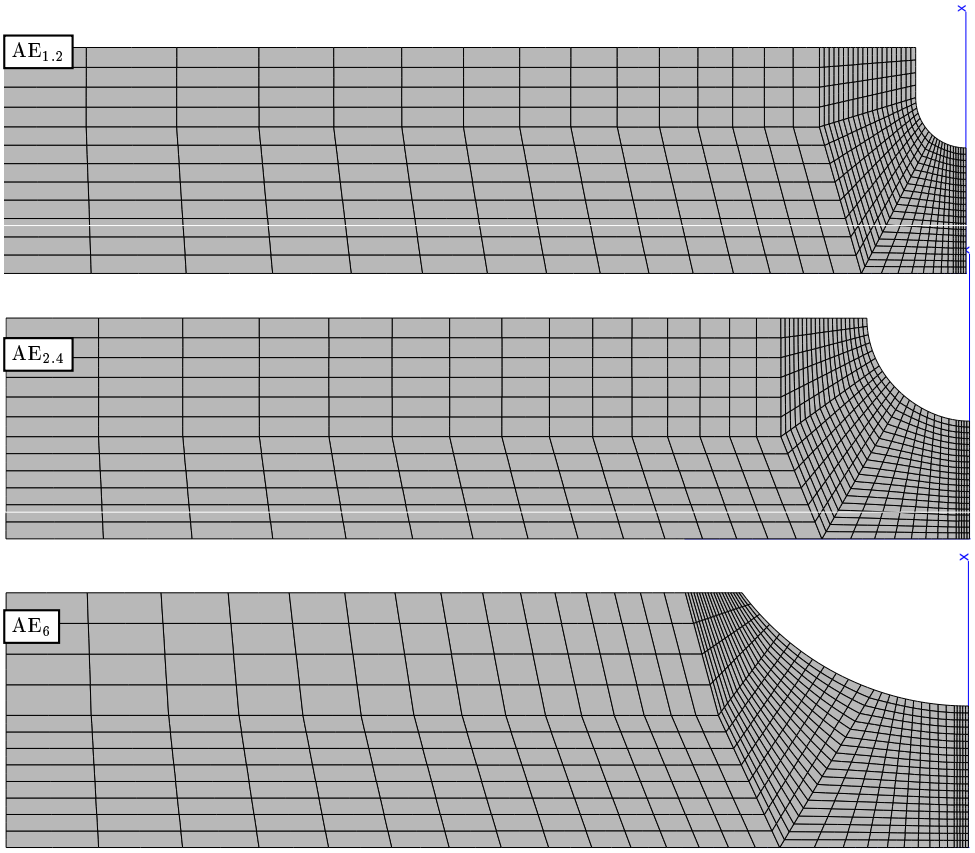


Figure VII.24 : Maillage des éprouvettes axisymétriques entaillées utilisées lors de l'identification des paramètres du modèle de Beremin.

b) Définition du tenseur des contraintes

Lorsque la déformation plastique est importante, il est courant d'observer de fortes variations de pression dans les éléments [Besson, 2001]. Ces variations proviennent du fait que la déformation plastique est incompressible et devient très grande par rapport à la déformation élastique. Le champ élastique est alors difficile à calculer et les fluctuations sur la pression importantes. Pour traiter ce problème sans avoir à modifier les lois de comportement, on peut utiliser des méthodes dites “d'intégration sélective” de la pression qui demandent

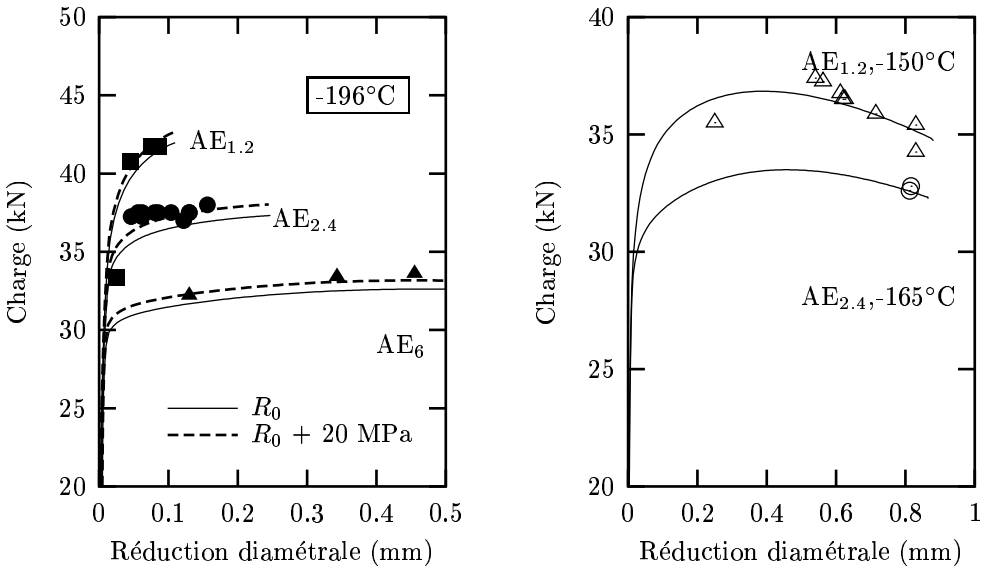


Figure VII.25 : Courbes $(P - \Delta\Phi)$ simulées et points expérimentaux correspondant aux instants de rupture.

l'emploi d'éléments finis particuliers[9]. On obtient en pratique des résultats très proches en effectuant un post–traitement du calcul afin de calculer la pression moyenne $\bar{p} = \frac{\bar{\sigma}_{kk}}{3}$ dans chaque élément. On calcule alors un tenseur des contraintes corrigé, $\underset{\sim}{\sigma}^{\star}$ tel que :

$$\underset{\sim}{\sigma}^{\star} = \underset{\sim}{s} + \frac{\bar{\sigma}_{kk}}{3}\underset{\sim}{i} \qquad \text{(VII.19)}$$

où $\underset{\sim}{s}$ est le déviateur du tenseur local des contraintes, $\underset{\sim}{i}$ est le tenseur unité du second ordre. La contrainte principale est alors calculée à partir du tenseur $\underset{\sim}{\sigma}^{\star}$.
Pour les géométries avec un fort gradient de contraintes, il est recommandé d'utiliser la contrainte principale obtenue après la moyennation du tenseur des contraintes par élément [Sainte Catherine and Poussard, 2000,Moinereau et al., 1996], $\underset{\sim}{\bar{\sigma}}$. Cette moyennation permet de lisser les pics de contraintes obtenus dans chaque élément. Lors de l'identification de m et σ_u à partir d'essais sur éprouvettes AE, cette méthode conduit à des valeurs identiques à celle utilisant une pression moyennée par éléments. Ce résultat est attendu vu les faibles gradients de contraintes sur ce type d'éprouvettes. On peut en revanche s'attendre à obtenir des différences avec des structures présentant des gradients de contraintes importants (présence de fissure). On reporte sur la figure VII.27, l'évolution de σ_W pour une géométrie KCV en fonction de la définition du tenseur des contraintes avec une taille de maille de $150 \times 100 \mu\text{m}^2$.

La définition du tenseur des contraintes à partir de la pression moyennée, conduit à des valeurs de σ_W plus faible et ce d'autant plus que la déformation plastique augmente. Notons que l'utilisation d'un tenseur des contraintes moyennées par éléments donne des résultats

[9]Pour ces éléments et dans le cas des petites transformations, la matrice B définie par la relation, $\underset{\sim}{\varepsilon} = B.u$ est décomposée en écrivant $\underset{\sim}{\varepsilon}^{'} = B^{'}.u$ et $\frac{1}{3}\varepsilon_{kk}.\underset{\sim}{i} = B^{\star}.u$. B est remplacée par $\tilde{B}$ où $\tilde{B} = B^{'} + < B^{\star} >$.

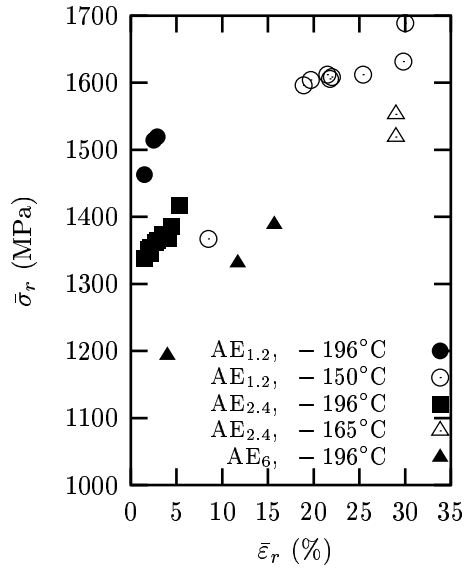


Figure VII.26 : Contrainte moyenne à rupture en fonction de la déformation moyenne à rupture pour les essais sur éprouvettes axisymétriques entaillées ($\bar{\sigma}_r = \frac{4F_r}{\pi\Phi_r^2}$, $\bar{\varepsilon}_r = 2\ln\frac{\Phi_0}{\Phi_r}$).

identiques à ceux obtenus avec $\underset{\sim}{\sigma}^\star$ pour cette géométrie. Pour la géométrie CT (fig. VII.28), il existe une faible différence entre la contrainte de Weibull obtenue à partir du tenseur $\bar{\underset{\sim}{\sigma}}$ et du tenseur $\underset{\sim}{\sigma}^\star$ au début du chargement. Cette différence devient vite nulle au cours du chargement.

L'effet de la taille de maille dans la région du fond de l'entaille sur les valeurs de la contrainte de Weibull est montré sur la figure VII.29. Lorsque la contrainte de Weibull est calculée à partir du tenseur $\underset{\sim}{\sigma}^\star$, l'évolution de σ_W est identique entre une taille de maille de $50 \times 50\mu\text{m}^2$ et $100 \times 150\mu\text{m}^2$([10]). L'utilisation du tenseur $\underset{\sim}{\sigma}$ révèle en fait un effet de la taille de maille sur σ_W. σ_W est supérieure avec la taille de maille la plus grande. L'étude du profil de la contrainte d'ouverture en avant de l'entaille montre que les oscillations de la contrainte sont inexistantes pour le maillage de $50 \times 50\mu\text{m}^2$ alors qu'elles sont assez importantes pour la taille de maille la plus grande. L'utilisation de $\underset{\sim}{\sigma}^\star$ permet donc d'éviter ce "faux" effet de la taille de maille sur l'évolution de σ_W pour cette géométrie.

Le type de formulation utilisé pour les éléments (grandes déformations ou petites déformations réactualisées) a peu d'influence sur σ_W pour ce type de géométrie (fig. VII.30) du moins pour un matériau dense et jusqu'à des déformations plastiques cumulées en fond d'entaille de l'ordre de 200%.

Enfin le nombre d'incréments pendant le début du chargement sur σ_W ne montre pas d'effet sensible (fig. VII.31). Ce dernier point conforte l'utilisation d'une incrémentation automatique du pas de temps afin d'optimiser les temps de calcul. Un nombre minimum d'incréments jusqu'à la charge limite semble toutefois conseillé [Rossoll, 1998].

[10] taille de maille utilisée pour modéliser la déchirure ductile.

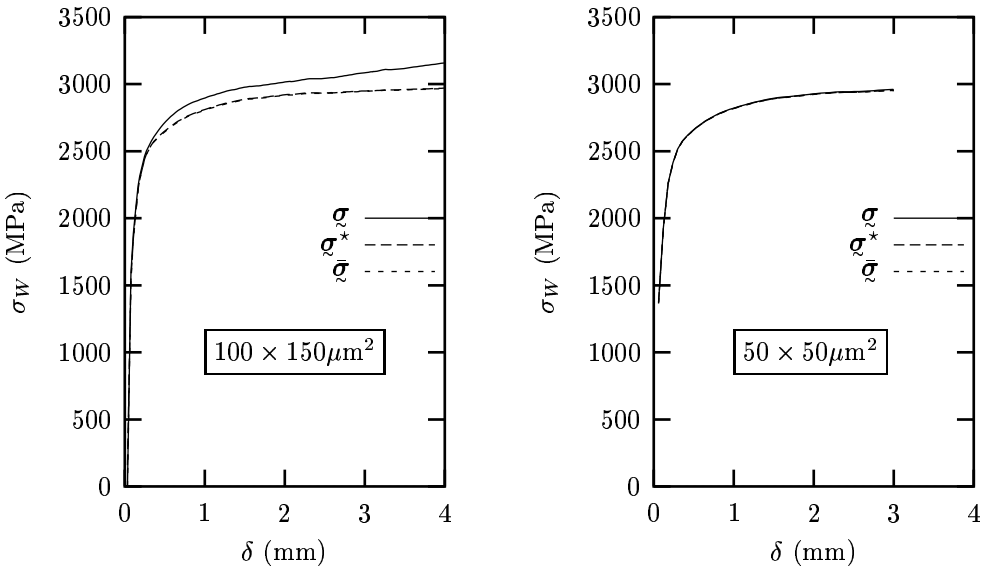


Figure VII.27 : Effet du choix du tenseur des contraintes sur l'évolution de la contrainte de Weibull. Eprouvette KCV à $-100°C$. Matériau dense. $m = 20$, $\sigma_u = 2772$ MPa, $V_0 = 0.001 mm^3$

c) Résultats de l'identification

Le faible nombre d'essais sur éprouvettes axisymétriques entaillées dont nous disposons pour l'identification nous oblige à mélanger les trois géométries d'entaille et les températures d'essais pour obtenir des intervalles de confiance acceptables pour m et σ_u. Nous reviendrons sur ce point ultérieurement. L'accord simulation–expérience à $-196°C$ étant meilleur si on augmente la limite d'élasticité de 20 MPa, nous adoptons ce choix. On reporte dans le tableau VII.6, les paramètres m et σ_u obtenus lors des différentes identifications. La comparaison entre les courbes $P_r - \sigma_W$ calculées et expérimentales est reportée sur la figure VII.32. Lorsqu'on emploie uniquement la population d'AE pour l'identification on obtient une valeur de $m = 20$ et $\sigma_u = 2772$ MPa. La comparaison entre couples $(P_r - \sigma_W)$ expérimentaux et la courbe théorique montre que les valeurs obtenues aux températures les plus élevées correspondent aux valeurs les plus fortes de σ_W. Le nombre de points à $-196°C$ étant plus important, l'accord est meilleur pour cette température. Néanmoins, les valeurs de m et σ_u obtenues sont très proches de celles rapportées par Rossoll [Rossoll, 1998] sur un matériau proche $m = 19.7$ et $\sigma_u = 2879$ MPa pour une population constituée uniquement d'$AE_{1.2}$ à $-150°C$.

L'ajout d'éprouvette KCV avec les éprouvettes axisymétriques entaillées modifie sensiblement les valeurs de m et σ_u (tab. VII.6). En fait, les valeurs de σ_W issues de ces essais sont situées entre les valeurs obtenues à $-196°C$ et $-150°C$ sur les éprouvettes AE. Elles vont donc favoriser le poids des essais pour les valeurs élevées de σ_W. Toutefois, la valeur du paramètre $\sigma_u V_0^{1/m}$ reste inchangée.

Pour la géométrie AE, les populations des essais à $-196°C$ et $-150°C$ semblent se distinguer

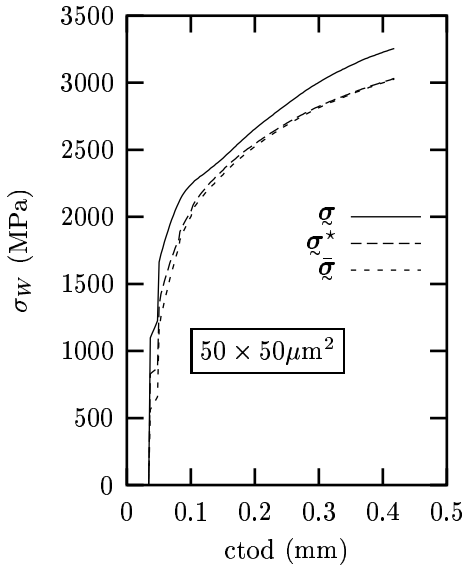


Figure VII.28 : Effet du choix du tenseur des contraintes sur l'évolution de la contrainte de Weibull. Eprouvette CT25 à $-170°$C. Matériau dense. $m = 22$, $\sigma_u = 2515$ MPa, $V_0 = 0.001\text{mm}^3$

sur la représentation $P_r - \sigma_W$. Pour vérifier cette tendance, on identifie m et σ_u en séparant les populations d'éprouvettes pour ces deux températures (fig. VII.33). Les valeurs de m et σ_u obtenues confirment les observations précédentes (tab. VII.6).
Les niveaux de déformation plastique à rupture étant différents pour ces deux températures, nous examinons maintenant si la modification du modèle de Beremin, en introduisant une correction de déformation plastique permet de réunifier les deux populations.

Population	N	m	σ_u	$\sigma_u V_0^{1/m}$
$\forall$ AE	28	20	2772	1962
$\forall$ AE + $\forall$ KCV	38	26.4	2519	1939
AE $-196°$C	17	18.75	2721	1882
AE $-150°$C $-165°$C	11	29.5	2560	2026

Tableau VII.6 : Valeurs de m et σ_u issues de l'identification en fonction de la population des essais. $V_0 = 0.001\text{mm}^3$.

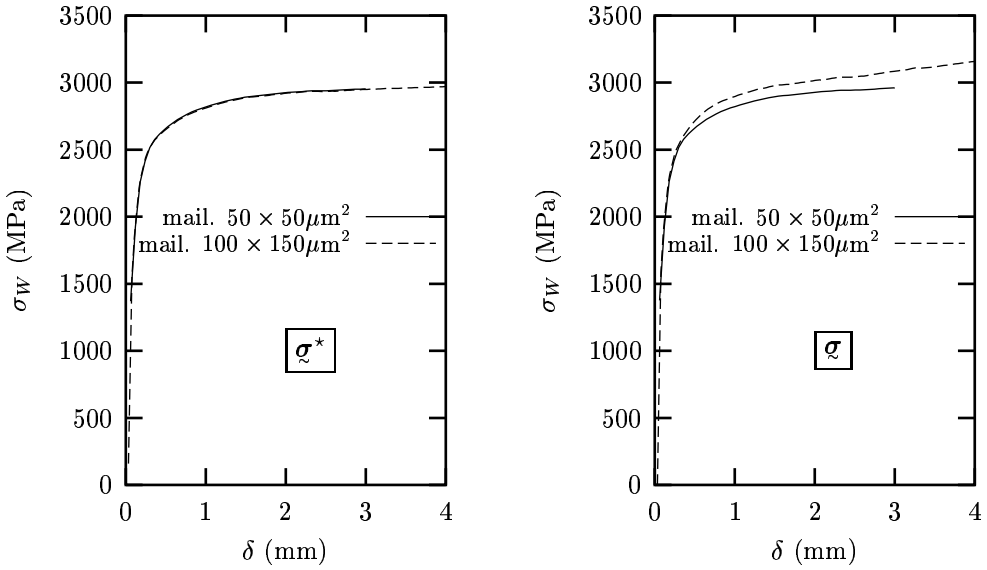


Figure VII.29 : Effet de la taille de maille. Eprouvette KCV à $-100°C$. Matériau dense. Petites déformations réactualisées. $m = 20$, $\sigma_u = 2772$ MPa, $V_0 = 0.001 mm^3$

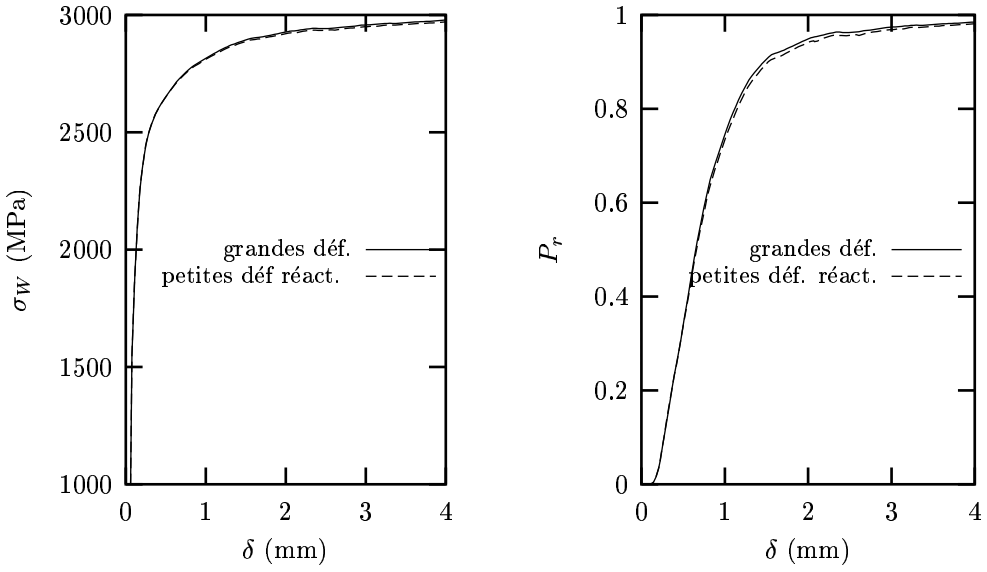


Figure VII.30 : Effet de la formulation des éléments sur l'évolution de σ_W et de P_r. Eprouvette KCV à $-100°C$. Matériau dense. $\sigma=\sigma^\star$. $m = 20$, $\sigma_u = 2772$ MPa, $V_0 = 0.001 mm^3$.

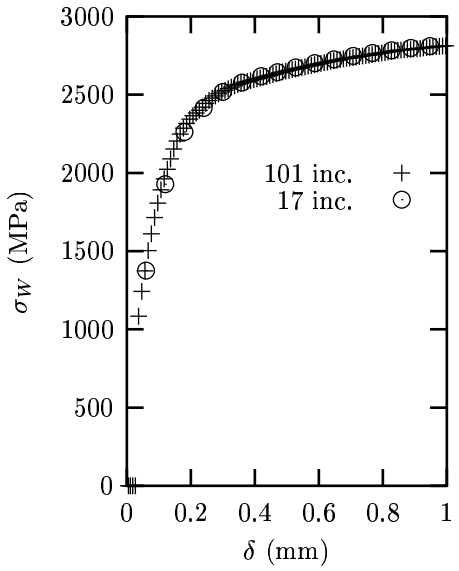


Figure VII.31 : Effet du nombre d'incréments en début de chargement sur l'évolution de σ_W. Eprouvette KCV à $-100°C$. Matériau dense. $\sigma = \sigma^\star$. $m = 20$, $\sigma_u = 2772$ MPa, $V_0 = 0.001\text{mm}^3$.

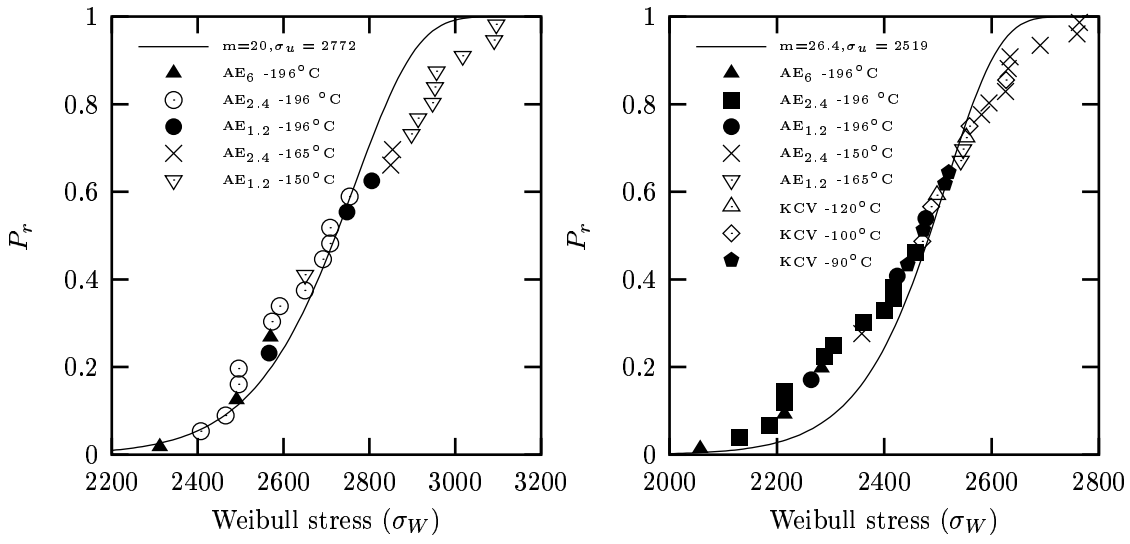


Figure VII.32 : Evolution de P_r en fonction de σ_W. Effet de la population d'éprouvette sur l'identification les paramètres m et σ_u. $V_0 = 0.001\text{mm}^3$

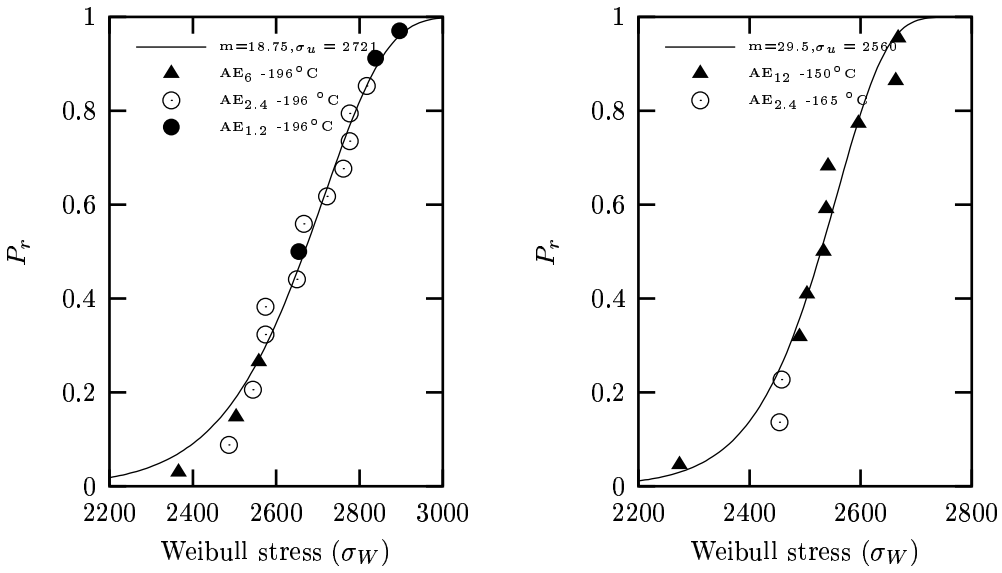


Figure VII.33 : Evolution de P_r en fonction de σ_W. Identification des paramètres m et σ_u en fonction de la température. Eprouvettes AE. $V_0 = 0.001\text{mm}^3$

d) Effet de la correction de déformation plastique

Dans cette partie, nous utilisons l'expression VII.15 pour calculer la contrainte de Weibull. Pratiquement, la déformation plastique cumulée, ε^p_{eq}, est utilisée dans l'expression VII.15 au lieu de ε_I.

L'identification a été faite en deux temps. Dans un premier temps, la valeur de m a été fixée à 20 et seul σ_u a été déterminé. Puis m et σ_u ont été laissés libres lors de l'identification. L'identification a été réalisée avec $k = 4$ et $k = 2$. Les valeurs de m et σ_u obtenues sont reportées dans le tableau VII.7 et la comparaison entre les couples $(P_r - \sigma_W)$ expérimentaux et la courbe calculée est reportée sur la figure VII.34.

Population	N	k	m	σ_u	$\sigma_u V_0^{1/m}$
∀ AE	28	2	20	2683	1899
∀ AE	28	4	20	2735	1936
∀ AE	28	2	18.6	2786	1921
∀ AE	28	4	17.8	2925	1984
∀ AE + ∀ KCV	38	4	20.	2755	1950

Tableau VII.7 : Prise en compte de la correction de déformation plastique dans le modèle de Beremin. Valeurs de m et σ_u issues de l'identification en fonction de la population des essais. Dans un premier temps m est fixé à 20, puis m est laissé libre. Deux valeurs de k ont été considérées.

Considérons uniquement la population des éprouvettes AE. A m fixé, la valeur de σ_u obtenue est inférieure à celle obtenue sans prendre en compte la déformation plastique, et ce d'autant plus que la correction est importante. On note que les valeurs de σ_u obtenues sont très proches de celle identifiée précédemment (2735 et 2683 au lieu de 2772). Néanmoins la comparaison expérience–calcul montre un meilleur accord. De plus, la prise en compte de la correction de déformation plastique a permis de mieux mélanger les contraintes de Weibull des essais à différentes températures. Le choix de laisser m libre lors de l'identification apporte une meilleure correspondance entre expérience et calcul. Les essais utilisés pour identifier m et σ_u ne permettent pas de faire un choix sur la valeur de k la plus appropriée.

On s'intéresse maintenant à l'erreur engendrée en utilisant la déformation plastique cumulée au lieu de la déformation suivant la direction de la plus grande contrainte principale (fig. VII.35). Pour la géométrie AE, la contrainte de Weibull est similaire quelle que soit la définition de la déformation plastique adoptée. Ce résultat est du moins valide tant que la déformation reste isovolume[11] (pas d'endommagement). Pour la géométrie KCV,

[11] Pour une géométrie axisymétrique et un matériau parfaitement plastique où la direction zz est la direction de sollicitation , $\varepsilon^p_{rr} = \varepsilon^p_{\theta\theta}$, l'hypothèse de déformation isovolume entraine $\varepsilon^p_{rr} + \varepsilon^p_{\theta\theta} + \varepsilon^p_{zz} = 0$, le tenseur des déformations plastiques s'écrit sous la forme $\underline{\underline{\varepsilon}}^p = \begin{pmatrix} -\varepsilon^p_{zz}/2 & & \\ & -\varepsilon^p_{zz}/2 & \\ & & \varepsilon^p_{zz} \end{pmatrix}$, on a donc $\varepsilon^p_{eq} = \sqrt{\frac{2}{3}\underline{\underline{\varepsilon}}^p : \underline{\underline{\varepsilon}}^p} = \varepsilon^p_{zz}$

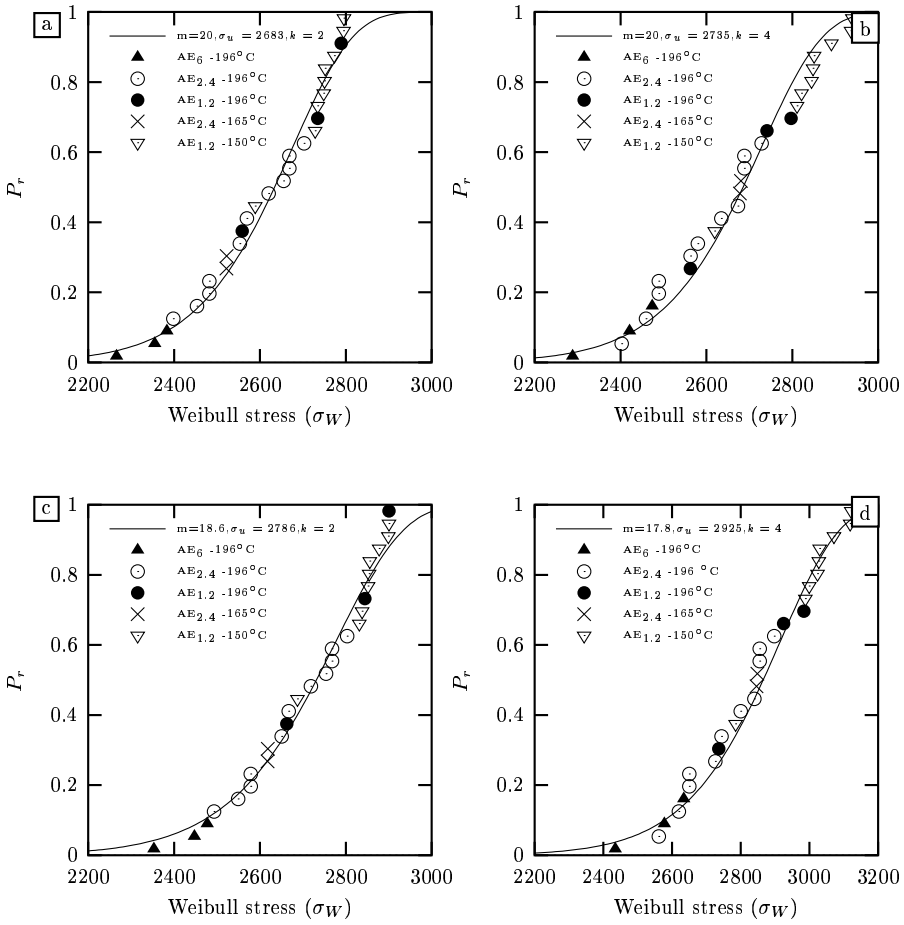


Figure VII.34 : Prise en compte d'une correction de déformation plastique dans le modèle de Beremin sur l'identification les paramètres m et σ_u. $V_0 = 0.001\text{mm}^3$.Dans un premier temps m est fixé à 20 (a et b), puis m est laissé libre (c et d). Deux valeurs de k ont été considérées.

la définition de la déformation plastique considérée va modifier la valeur de la contrainte de Weibull résultante. En adoptant le cadre d'un calcul en déformations planes et pour un matériau dense, la déformation plastique cumulée est plus faible que la déformation plastique suivant la direction de la plus grande contrainte principale. Pour cette géométrie, la contrainte de Weibull obtenue en considérant ε^p_{eq} pour la correction de déformation va donc être supérieure à celle obtenue en utilisant ε^p_I, ainsi que la probabilité de rupture.

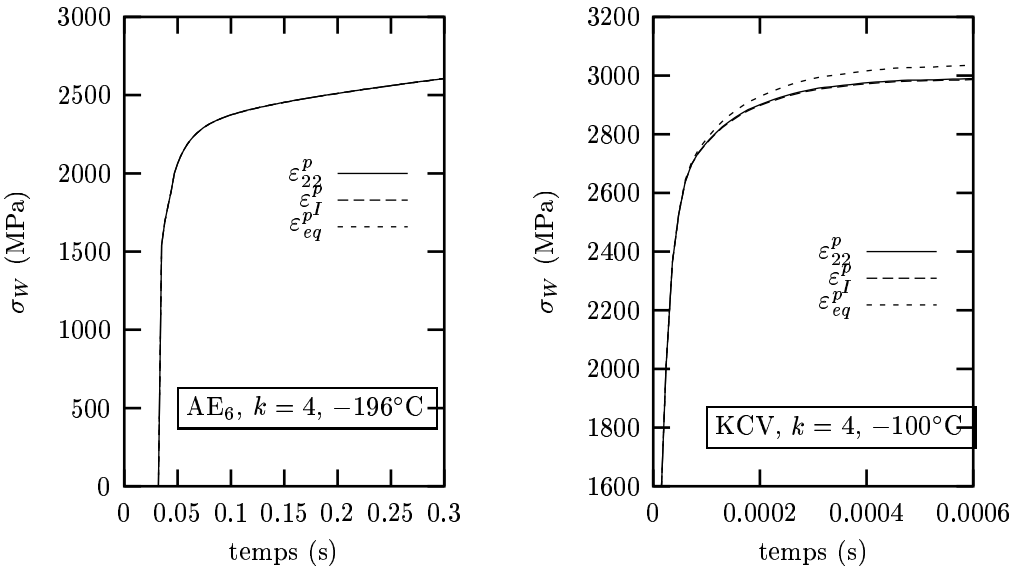


Figure VII.35 : Effet du choix de la déformation plastique dans le terme correctif de la contrainte de Weibull selon la géométrie d'éprouvettes. $k = 4$. Matériau dense.

e) Discussion

Lors de l'identification des paramètres m et σ_u, nous avons utilisé une base expérimentale composée d'éprouvettes axisymétriques entaillées avec trois géométries d'entailles différentes et essentiellement testées à deux températures ($-196°C$ et $-150°C$). Pour l'ensemble de ces essais le mode de rupture est uniquement le clivage et les déformations moyennes à rupture sont inférieures à 30%. Le mélange des éprouvettes et des températures suppose que les paramètres m et σ_u sont indépendants de la géométrie et de la température, du moins lorsque le mode de rupture reste du clivage dans les conditions testées.
Certaines études récentes semblent pourtant remettre ces hypothèses en cause [Rossoll, 1998]. Il s'agit ici de savoir si ces hypothèses sont néanmoins acceptables dans les conditions ou l'on a effectué les essais. On s'appuie sur les données de la littérature (tab VII.8), pour étudier les tendances observées sur la variation de m et σ_u avec la température. De façon surprenante, des études présentes l'évolution de ces paramètres avec le type de géométrie (tab. VII.9).

Le premier constat est que les résultats reportés dans ces tableaux sont parfois contradictoires et sont donc complexes à analyser. Avec les données disponibles, il est difficile de dissocier l'effet de la température, de la géométrie ou de la déformation plastique sur les paramètres obtenus.

Pour la géométrie AE et pour les basses températures (faibles déformations), l'effet de la température semble faible sur m et la tendance pour σ_u est une augmentation avec la température [Wiesner and Goldthorpe, 1996, Moinereau et al., 1996]. Un examen attentif des données montre qu'une valeur de σ_u plus forte correspond à des valeurs de déformations à rupture plus importantes [Moinereau et al., 1996].
Le découplage de l'effet de la température et de la déformation sur σ_u a été obtenu en fixant le niveau de déformation plastique à rupture en utilisant des AE avec des rayons d'entaille différents et en faisant varier la température [Cleizergues et al., 1996]. On observe alors une faible variation de σ_u avec la température, ce qui semble montrer que σ_u est plutôt sensible au niveau de déformation. La correction de déformation doit donc être appliquée pour identifier le paramètre σ_u.

Pour la géométrie KCV, à faibles vitesses de sollicitation et aux basses températures la valeur de m est peu sensible à la température [Wiesner and Goldthorpe, 1996]. Puis lorsque la température augmente, deux tendances opposées sont présentées pour m. L'augmentation de m avec la température obtenue par Wiesner et Goldthorpe doit cependant être nuancée car la simulation ne semble pas être en accord avec l'expérience. Les résultats présentés par [Rossoll, 1998] et [Bernauer et al., 1999] sont obtenus pour une gamme de température où de la déchirure ductile peut précéder le clivage. La tendance est alors à une diminution de m lorsque la température augmente et à une augmentation de σ_u.
Au vu de ces derniers résultats, l'ajout d'éprouvettes KCV à la base expérimentale pour l'identification de m et σ_u soulève la question de la dépendance de ces paramètres par rapport à la géométrie employée et à la vitesse de sollicitation. Rappelons qu'à mécanisme de rupture identique et à même état de contrainte, le modèle de Beremin permet de prévoir les effets de volume (effet d'échelle). Les bases du modèle impliquent donc que l'on puisse

mélanger des géométries dont le volume sollicité est différent. Cependant un changement de géométrie entraine également un changement de la triaxialité des contraintes. La dépendance du paramètre m vis à vis de la triaxialité a été avancée pour expliquer les différentes valeurs de m obtenues [Milella and Bonora, 2000]. Dans cette étude, une relation entre m et la triaxialité est proposée. Cependant des réserves doivent être faites sur ce dernier résultat. D'une part, par le faible nombre d'éprouvettes utilisées pour la détermination de m et, d'autre part, car des matériaux avec des micro–structures différentes sont mélangés. De plus l'interprétation des résultats présentés peut être sujette à discussion.

Plus raisonnablement, la dépendance des paramètres m et σ_u vis à vis de la géométrie peut être due à un changement du mécanisme de rupture avec la triaxialité [Lambert–Perlade, 2001] ou, dans le cas de l'essai Charpy, à un effet de la vitesse de sollicitation sur les mécanismes de rupture. Expérimentalement, Rossoll obtient des valeurs de m très proches entre des KCV testées à -90°C et des AE_2 testées à -150°C (19.7 et 21.1 respectivement). La valeur de σ_u obtenue est néanmoins plus faible pour les éprouvettes KCV (2566 MPa contre 2880 Mpa) indiquant une rupture plus fragile pour cette dernière géométrie. Cette tendance est également confirmée par les résultats de Wiesner et Goldthorpe en sollicitation quasi–statique, ces derniers obtiennent en outre des valeurs de m plus élevées à partir de la géométrie KCV.
Il faut souligner que l'identification des paramètres du modèle de Beremin à partir de la simulation d'éprouvettes KCV à basses températures nécessite d'établir une loi de comportement robuste. D'un point de vue pratique, l'utilisation des éprouvettes AE pour identifier les paramètres du modèle de Beremin est plus facile à mettre en oeuvre et l'incertitude sur le champ de contraintes et de déformations est beaucoup plus faible que dans le cas de géométries présentant des gradients importants. Nous retiendrons donc cette approche dans cette étude.

f) Conclusions

L'identification des paramètres m et σ_u du modèle de Beremin a été effectuée à partir d'une base expérimentale constituée d'éprouvettes axisymétriques entaillées avec trois rayons d'entaille et testées à deux températures. Le mode de rupture est uniquement le clivage. La plus grande contrainte principale est calculée à partir du tenseur des contraintes avec une pression moyennée par élément. La prise en compte d'une correction de déformation plastique dans le modèle de Beremin permet de rassembler les populations testées à deux températures différentes. Cette solution est donc retenue pour la suite de l'étude en considérant une valeur $k = 4$. Les paramètres retenus pour la suite de l'étude sont donc : $m = 17.8$, $\sigma_u = 2925$MPa, $k = 4$.
Des résultats issus de la littérature semblent montrer que les paramètres m et σ_u puissent varier pour différentes températures et différentes géométries. Cependant aucune tendance claire n'a pu être mise en évidence. La dépendance des paramètres de Weibull vis à vis de la température lors la rupture par clivage est précédée par un endommagement ductile sera discutée lors de l'application du modèle sur les éprouvettes de résilience dans le domaine de la transition.

Réf.	μ–structure	géo.	N	Effet sur m	Effet sur σ_u	Effet sur $\sigma_u V_0^{1/m}$
[Moinereau et al., 1996]	ferrite	AE_2	~ 40	$\nearrow$	$\nearrow$	$\nearrow$
[Cleizergues et al., 1996]	ferrite–perlite	AE	~ 12	$\rightarrow$	$\rightarrow$	$\rightarrow$
[Wiesner and Goldthorpe, 1996]	ferrite	AE_2	~ 20	$\rightarrow$	$\sigma_u^{-165} < \sigma_u^{-130} < \sigma_u^{-196}$	$\rightarrow$
		KCV lent	~ 20	$m^{-196} \sim m^{165} < m^{130\star}$	$\sigma_u^{-130} < \sigma_u^{-165} < \sigma_u^{-196}$	$\searrow$
		SENB	~ 10	$\nearrow$	$\searrow$	$\searrow$
[Rossoll, 1998]	bainite	KCV	~ 30	$\searrow$	$\nearrow$	$\searrow$
[Bernauer et al., 1999]	ferrite–bainite	$AE_{0,25}$	~ 15	$\nearrow$	$\sigma_u^{-120} < \sigma_u^{-196} \sim \sigma_u^{-150}$	$\nearrow$
		KCV	~ 9	$\searrow$	$\nearrow$	

Tableau VII.8 : Tendance des paramètres m et σ_u avec une augmentation de la température

Réf.	Effet sur m	Effet sur σ_u
[Wiesner and Goldthorpe, 1996]	$m^{KCV} > m^{AE} > m^{SENB}$	$\sigma_u^{KCV} < \sigma_u^{AE} \sim \sigma_u^{SENB}$
[Rossoll, 1998]	$m^{AE} > m^{CT} \sim m^{KCV}$	$\sigma_u^{AE} < \sigma_u^{CT} \sim \sigma_u^{KCV}$

Tableau VII.9 : Tendance des paramètres m et σ_u avec le type de géométrie pour une même température.

VII.4 En résumé

Dans cette étude, le comportement de l'acier 16MND5 est décrit par une loi élastoviscoplastique avec double écrouissage isotrope. La loi visqueuse comporte deux termes, chacun décrivant les vitesses de déformation propres à chaque mécanisme observé. Chaque vitesse de déformation est représentée par une loi de type Norton. La loi utilisée est également paramétrée en température.
L'endommagement ductile est représenté par les modèles de Rousselier (RS) et GTN. Pour décrire le développement de l'endommagement ductile pour les fortes vitesses de sollicitations, une modification du potentiel de Rousselier a été proposée (modèle RM). L'ensemble des paramètres de ces trois modèles a été identifié avec et sans prise en compte du mécanisme de germination autour des carbures.
La méthode d'identification de ces paramètres est basée uniquement sur des essais sur éprouvettes axisymétriques entaillées contrôlés en déformation et sur une taille de maille qui résulte d'un compromis entre la distance inter–inclusionnaire et la description des gradients mécaniques dans l'éprouvette Charpy.
Le clivage est décrit à l'aide du modèle de Beremin en prenant en compte une correction de déformation plastique.
L'ensemble des paramètres et les abréviations utilisées pour désigner les modèles sont reportés dans le tableau VII.10.

Endommagement ductile								
Modèles	Abréviation	Paramètres						
		f_0	f_c	D	δ	$h \times L$ (μm^2)	B_n
GTN	GTN	1.75 10.$^{-4}$	0.0006		2	100 × 150	/
GTN + germination	GTNG	1.75 10.$^{-4}$	0.001		2	100 × 150	0.038
		f_0		D	σ_1	$h \times L$ (μm^2)	B_n
Rousselier	RS	1.75 10.$^{-4}$		2.2	$\sigma_1(T) = \frac{\sigma_1(20^\circ\mathrm{C})}{R_m(20^\circ\mathrm{C})} R_m(T)$ $\sigma_1(20^\circ\mathrm{C}) = 590$ MPa	100× 150	/
Rousselier + germination	RSG	1.75 10.$^{-4}$		2.2	$\sigma_1(20^\circ\mathrm{C}) = 620$ MPa	100 × 150	0.038
		f_0		D_R	q_R	$h \times L$ (μm^2)	B_n
Rousselier modifié	RM	1.75 10.$^{-4}$		2.2	0.92	100 × 150	/
Rousselier modifié + germination	RMG	1.75 10.$^{-4}$		2.2	0.89	100 × 150	0.038
Rupture fragile							
		m			σ_u (MPa)	V_0 (mm^3)	k
Beremin + correction déformation plastique	BM	17.8			2925	0.001	4

Tableau VII.10 : Abréviations et paramètres des modèles utilisés dans cette étude.

Bibliographie

Bass, B. and al. (1992). Viscoplastic modeling of dynamic fracture events in reactor pressure vessel steels. *Nuclear Engineering and Design*, 133:419–431.

Becker, R. and Needleman, A. (1986). Effect of yield surface curvature on necking and failure in porous plastic solids. *J. Applied Mechanics*, 53:491–499.

Benzerga, A., Besson, J., and Pineau, A. (1999). Coalescence–controlled anisotropic ductile fracture. *J. Eng. Mat. Eng.*, 121:121–229.

Berbenni, S., Favier, V., Cayssials, F., Lemoine, X., and Berveiller, M. (2000). Self–consistent modelling of the elastic–viscoplastic behaviour of low–carbon steels. In Miannay, D., Costa, P., François, D., and Pineau, A., editors, *EUROMAT 2000, Advances in Mechanical Behaviour. Plasticity and Damage*, pages 353–358. Elsevier.

Beremin, F. (1983). A local criterion for cleavage fracture of a nuclear pressure vessel steel. *Met. Trans.*, 14A:2277–2287.

Bernauer, G., Brocks, W., and Schmitt, W. (1999). Modifications of the Beremin model for cleavage fracture in the transition region of a ferritic steel. *Eng. Frac. Mech.*, 64:305–325.

Besson, J. (1999). Modélisation numérique de la rupture ductile des matériaux hétérogènes. Technical report, Dossier de candidature à l'habilitation à diriger les recherches, ENSMP, Evry.

Besson, J. (2001). *Éprouvettes axisymétriques entaillées.* Hermes.

Besson, J., Steglich, D., and Brocks, W. (2001). Modeling of crack growth in round bars and plane strain specimens. *Int. J. Solids Structures, accepted.*

Brocks, W., Klingbeil, D., Kunecke, G., and Sun, D. (1995). Application of the Gurson model to ductile tearing resistance. In Kirk, M. and Bakker, A., editors, *Constraint effects in fracture theory and applications : Second volume*, pages 232–252. ASTM STP 1244.

Carassou, S. (2000). *Déclenchement du clivage dans un acier faiblement allié : rôle de l'endommagement ductile localisé autour des inclusions.* PhD thesis, Ecole des Mines de Paris.

Chu, C. and Needleman, A. (1980). Void nucleation effects in biaxially stretched sheets. *J. Engng Mater. Technol.*, 102:249–256.

Cleizergues, O., Sturel, T., Difant, M., and Mudry, F. (1996). Development and use of Beremin local criterion for cleavage fracture in the steel industry. In Les Editions de Physique, editor, *1st european mechanics of materials conference on local approach to fracture, Journal de Physique IV*, volume 6, pages C6–195–C6–204, Fontainebleau, 9–11 Septembre.

Decamp, K., Bauvineau, L., Besson, J., and Pineau, A. (1998). Size and geometry effects on ductile rupture of notched bars in a C–Mn steel: Experiments and modelling. *Int. J. Fracture*, 88(1):1–18.

Devillers-Guerville, L. (1998). *Rupture d'aciers inoxydables austéno–ferritiques moulés, fragilisés par vieillissement à 350–400° C: Aspect microstructuraux — Simulation numérique de la dispersion et des effets d'échelle.* PhD thesis, Ecole des Mines de Paris.

ESIS (2000). Numerical round robin on micro–mechanical models. Technical report, European Structural Integrity Society, TC8.

Faleskog, J., Gao, X., and Shih, C. (1998). Cell model for nonlinear fracture analysis–I : Micromechanics calibration. *Int. J. of Fract.*, 89:355–373.

Franklin, A. G. (1969). Comparison between a quantitative microscope and chemical methods for assessment of non-metallic inclusions. *J. of The Iron and Steel Institute*, 207:181–186.

Gao, X., Faleskog, J., and Shih, C. (1999). Analysis of ductile to cleavage transition in part–through cracks using a cell model incorporating statistic. *Fatigue Fract. Engng Mater Struct*, 22:239–250.

Garrigou Torchy, A. (1998). Essais et modélisation dans le cadre de l'étude du passage résilience–ténacité d'un acier 16MND5 dans la zone de transition ductile-fragile. Technical report, Rapport de DEA, ENSMP, Evry.

Geney, C. (1998). *Etude expérimentale et modélisation par approche locale de la rupture ductile de trois aciers inoxydables austénitiques et d'un acier 16MND5.* PhD thesis, Université des Sciences et technologies de Lille.

Gullerud, A., Gao, X., Dodds, R., and Haj-Ali, R. (2000). Simulation of ductile crack growth using computational cells : numerical aspects. *Eng. Fract. Mechanics*, 66:65–92.

Henry, M., Marandet, B., Mudry, F., and Pineau, A. (1985). Effets de la température et de la vitesse de chargement sur la ténacité à rupture d'un acier faiblement allié. Interprétation par des critères locaux. *Journal de mécanique théorique et appliquée*, 2(6):741–768.

Jaoul, B. (1965). *Etude de la plasticité et application aux métaux.* Dunod Paris.

Khalili, A. and Kromp, K. (1991). Statistical properties of Weibull estimators. *J. of Materials Science*, 26:6741–6752.

Lambert–Perlade, A. (2001). *Rupture par clivage de microstructures d'aciers bainitiques obtenues en conditions de soudage.* PhD thesis, Ecole des Mines de Paris.

Leblond, J., Perrin, G., and Devaux, J. (1995). An improved Gurson–type model for hardenable ductile metals. *Eur. J. Mech., A/Solids*, 14(4):499–527.

Li, Z., Bilby, B., and Howard, I. (1994). A study of the internal parameters of ductile damage theory. *Fat. Frac. Engng. Mater. Struc.*, 17(9):1075–1087.

Longère, P. (1998). Caractérisation mécanique de l'acier 16MND5. Technical report, Procès verbal CTA 15/98.

Milella, P. and Bonora, N. (2000). On the dependance of the Weibull exponent on geometry and loading conditions and its implications on the fracture toughness probability curve using a local approach criterion. *Int. Journal of Fracture*, 104:71–87.

Moinereau, D., Frund, J., Brochard, J., Marini, B., Joly, P., and al. (1996). Local approach to fracture applied to reactor pressure vessel : synthesis of a cooperative programme between EDF, CEA, Framatome and AEA. In Les Editions de Physique, editor, *1st european mechanics of materials conference on local approach to fracture, Journal de Physique IV*, volume 6, pages C6–243–C6–255, Fontainebleau, 9–11 Septembre.

Mudry, F. (1982). *Etude de la rupture ductile et de la rupture par clivage d'aciers faiblement alliés.* PhD thesis, Doctorat d'état, Université de Technologie de Compiègne.

Ritchie, R. O., Server, W., and Wullaert, R. (1979). Critical fracture stress and fracture strain models for the prediction of lower and upper shelf toughness in nuclear pressure vessel steels. *Met. Trans. A*, 10A:1557–1570.

Rossoll, A. (1998). *Détermination de la ténacité d'un acier faiblement allié à partir de l'essai Charpy instrumenté.* PhD thesis, Ecole Centrale Paris.

Rousselier, G. (1986). Les modèles de rupture ductile et leurs possibilités actuelles dans le cadre de l'approche locale de la rupture. In *Séminaire international sur l'approche locale de la rupture*, pages 257–284, Moret–sur–Loing.

Rousselier, G., Devaux, J., Mottet, G., and Devesa, G. (1989). A methodology for ductile fracture analysis based on damage mechanics : An illustration of a local aproach to fracture. In Landes, J., Saxena, A., and Merkle, J., editors, *Nonlinear fracture mechanics : Volume II Elastic-Plastic fracture.* ASTM STP 995.

Sainte Catherine, C. and Poussard, C. (2000). Numerical Round Robin on micro–mechanical models. Cleavage Toughness Prediction on CT specimen. Technical report, European Structural Integrity Society, TC8.

Tahar, M. (1998). *Applications de l'approche locale de la rupture fragile à l'acier 16MND5 : Corrélation résilience–ténacité, Probabilité de rupture bimodale (clivage et intergranulaire).* PhD thesis, École des Mines de Paris.

Tanguy, B., Piques, R., Laiarinandrasana, L., and Pineau, A. (2000a). Mechanical behaviour of A508 steel based on double nonlinear viscoplactic constitutive equation. In Miannay, D., Costa, P., François, D., and Pineau, A., editors, *EUROMAT 2000, Advances in Mechanical Behaviour. Plasticity and Damage*, pages 499–504. Elsevier.

Tanguy, B., Piques, R., Laiarinandrasana, L., and Pineau, A. (2000b). Notch stress strain distribution in Charpy V specimen / experiments and modelling. In Fuentes, M., Elices, M., Martìn-Meizoso, A., and Martìnez-Esnaola, J., editors, *ECF 13 , Fracture Mechanics : Applications and Challenges.* Elsevier Science.

Tanguy, B., Piques, R., and Pineau, A. (1999a). Etude de l'application des critères locaux de rupture à l'essai Charpy. Technical report, Rapport d'avancement n°1 Convention EDF-ARMINES, ENSMP, Evry.

Tanguy, B., Piques, R., and Pineau, A. (1999b). Simulation numérique de l'essai Charpy à l'aide des critères locaux de rupture. Technical report, Rapport d'avancement n°1 Convention DSIN-ARMINES, ENSMP, Evry.

Tanguy, B., Piques, R., and Pineau, A. (2000c). Simulation numérique de l'essai Charpy à l'aide des critères locaux de rupture. Technical report, Rapport d'avancement n°2 Convention DSIN-ARMINES, ENSMP, Evry.

Tvergaard, V. and Needleman, A. (1988). An analysis of the temperature and rate dependence of Charpy V–Notch energies for a high nitrogen steel. *Int. Jour. of Fracture*, 37:197–215.

Wiesner, C. and Goldthorpe, M. (1996). The effect of temperature and specimen geometry on the parameters of the local approach to cleavage fracture. In Les Editions de Physique, editor, *1st european mechanics of materials conference on local approach to fracture, Journal de Physique IV*, volume 6, pages C6–295–C6–304, Fontainebleau, 9–11 Septembre.

Xia, L. and Shih, C. (1996). Ductile crack growth–III. Transition to cleavage fracture incorporating statistics. *J. Mech. Phys. Solids*, 44:603–639.

Zerilli, F. and Armstrong, W. (1987). Dislocation–mechanics–based constitutives relations for material dynamics calculations. *J. Appl. Phys.*, 61(5):1816–1825.

Zhang, Z. and Niemi, E. (1995). A new failure criterion for the Gurson–Tvergaard dilational constitutive model. *Int. J. Fracture*, 70:321–334.

Chapitre -VIII-

Modélisation de l'essai Charpy

Sommaire

VIII.1 Précisions préliminaires 283

VIII.1.1 Conditions limites 283

VIII.1.2 Maillages utilisés 283

VIII.1.3 Définition de l'avancée de déchirure ductile 284

VIII.1.4 Echauffement adiabatique 285

VIII.2 Validité des champs de contraintes analytiques 288

VIII.3 Etude de l'essai Charpy par la simulation numérique 291

VIII.3.1 Compromis taille de maille–description des champs locaux . . . 291

VIII.3.2 Effets inertiels 296

VIII.3.3 Analyse bi–ou tridimensionnelle 297

VIII.3.4 Amorçage et propagation de la déchirure ductile 307

VIII.3.5 Effet de la température 313

VIII.3.6 Sollicitation quasi–statique versus dynamique : Analyse des champs locaux 325

VIII.3.7 Prise en compte de la germination 337

VIII.4 Validation expérimentale de la simulation de la déchirure ductile et confrontation des modèles 345

VIII.5 Application des modèles de rupture à la prévision de la courbe de résilience 351

VIII.5.1 Méthodologie 351

VIII.5.2 Définition de la contrainte effective dans le modèle de Beremin . 351

VIII.5.3 Résultats 352

VIII.5.4 Discussion 358

VIII.6 Premiers pas vers un passage résilience–ténacité 369

VIII.6.1 Modélisation de l'essai de ténacité 369

VIII.6.2 Résultats 369

VIII.6.3 Discussion 370

VIII.7 Conclusions 373
Bibliographie 375

La simulation de l'essai Charpy dans le domaine de la transition ductile–fragile et le passage résilience–ténacité sont abordés dans cette partie. Les données expérimentales déterminées pendant l'étude, c'est à dire l'énergie à rupture, la déflexion à rupture, la charge, l'avancée ductile, la forme du front ductile, la ténacité et la sensibilité à la vitesse de sollicitation servent de base de comparaison et de validation des résulats obtenus par la simulation. Les modèles de comportement et d'endommagement établis au chapitre VII sont utilisés. Après avoir comparé les champs de contraintes analytiques par rapport à ceux issus de la simulation, nous étudions les conditions nécessaires à la modélisation de l'essai Charpy dans le domaine de la transition ductile-fragile. Les limites d'une approche bidimensionnelle en conditions isothermes sont étudiées en comparant les champs mécaniques locaux à ceux issus d'une analyse tridimensionnelle avec prise en compte de l'échauffement adiabatique. Les modèles d'endommagement ductile GTN et Rousselier standard (RS) sont appliqués à la modélisation de l'éprouvette Charpy, ainsi que l'extension du modèle de Rousselier aux matériaux sensibles à la vitesse de déformation et à la température (RM). Les résultats issus de ces trois modèles sont comparés aux résultats expérimentaux macroscopiques : évolution de la charge et de l'avancée ductile, obtenus sur l'éprouvette de résilience. L'introduction du mécanisme de germination dans le développement de la déchirure ductile dans l'éprouvette Charpy est également étudiée (modèles GTNG et RMG). On compare également les champs de contraintes dans une éprouvette Charpy sollicitée en quasi–statique et en conditions dynamiques. A chaque fois, autant faire que peut, on comparera l'ensemble des modèles aux données expérimentales précédemment citées, allant au delà d'une confrontation avec l'énergie à rupture qui est insuffisante pour valider, à chaque étape, la simulation numérique. La rupture par clivage est décrite par le modèle de Beremin avec une correction de la déformation plastique. L' application du modèle de Beremin à partir des champs mécaniques locaux, nous permet d'aborder la modélisation de la courbe de résilience. Les résultats obtenus sont ensuite discutés en faisant appel aux mécanismes mis en jeu lors du déclenchement du clivage dans le domaine de la transition ductile–fragile. A partir de ces résultats, une première tentative de passage résilience–ténacité est réalisée.

VIII.1 Précisions préliminaires

VIII.1.1 Conditions limites

Les calculs sont effectués en déplacement imposé. On suppose un frottement avec glissement entre le marteau et l'éprouvette et entre l'appui et l'éprouvette. Le coefficient de frottement est pris égal à 0.1, valeur classiquement utilisée pour le frottement acier–acier. Le marteau et l'appui sont considérés comme rigides. On leur attribue un comportement élastique. Pour les essais Charpy, une vitesse de déplacement du marteau constante $V_0 = 5$ ms^{-1} est imposée au marteau.

VIII.1.2 Maillages utilisés

Les éléments utilisés sont des éléments quadratiques à intégration réduite. Pour les calculs en 2D déformations planes, on utilise des éléments quadrangles et triangles à 8 (c2d8r) et

6 (c2d6r) noeuds respectivement, et pour les calculs 3D on utilise des éléments cubes et prismes à 20 (c3d20r) et à 15 (c3d15r) noeuds respectivement. Les maillages utilisés sont reportés sur la figure VIII.1. Un maillage 2D/3D a été utilisé afin de réduire les temps calculs par rapport à un maillage entièrement 3D. La zone où ont lieu les mécanismes de rupture, c'est à dire la zone en avant de l'entaille, est maillée en 3D afin d'avoir une bonne description des champs mécaniques et le reste de l'éprouvette, et notamment les zones de contact, est maillée en 2D contrainte plane [Tanguy and Besson, 2000]. Sur la figure VIII.1, il apparaît que pour les maillages 2D et 2D/3D la zone de l'entaille peut être maillée différemment (zone 1 et 2 en 2D et zone 3 et 4 en 2D/3D). La taille de la zone maillée régulièrement et celle de la zone maillée en 3D va dépendre de l'avancée ductile simulée. Pour une avancée ductile importante, une zone 3D plus grande sera utilisée. Par symétrie de l'éprouvette et du chargement, on maille la moitié et un quart de l'éprouvette pour l'analyse bidimensionnelle et tridimensionnelle, respectivement. Pour les parties 3D, on utilise 5 éléments dans la demie épaisseur de l'éprouvette. L'épaisseur des éléments diminue linéairement du plan de symétrie longitudinal vers les bords extérieurs où les gradients sont plus importants.

VIII.1.3 Définition de l'avancée de déchirure ductile

La longueur de la déchirure ductile est repérée à chaque instant par la distance entre le fond d'entaille et le point de Gauss ayant atteint une fraction volumique critique donnée, f_d, le plus éloigné de celle–ci (en configuration déformée).
Lorsque la porosité atteint une valeur f_R à un point de Gauss, son comportement devient alors uniquement élastique avec un module de Young très faible, les contraintes tendent alors vers une valeur quasi–nulle. Ce comportement est décrit avec l'option *broken–behavior* sous ZeBuLon : une variable **broken** est activée (valeur égale à 1) pour chaque point de Gauss dont la porosité a atteint f_R. Pour éviter les problèmes de divergences numériques liés à une distorsion excessive des éléments qui ont plusieurs points de Gauss dont la variable **broken** est active, on peut enlever "numériquement" ces éléments des procédures de résolution. Il faut utiliser l'option *remove–element* en indiquant quel est le nombre de points de Gauss activés à **broken** nécessaires pour enlever l'élément. L'élément n'est alors plus considéré dans la résolution du problème. Les noeuds appartenant uniquement à des éléments enlevés ont alors leurs degrés de liberté bloqués. Dans les résultats présentés, un élément est enlevé lorsque 4 points de Gauss en 3D ou 2 points de Gauss en 2D ont la variable **broken** égale à 1.
Pour définir la longueur de fissure, le choix du noeud en fond d'entaille comme noeud de référence paraît naturel. Cependant ce choix peut poser un problème avec l'utilisation de l'option *remove–element*. En effet, lorsque l'endommagement atteint dans l'élément en fond d'entaille est suffisant pour que l'élément soit enlevé, le déplacement du noeud en fond d'entaille n'est plus calculé et par conséquence, la longueur de fissure Δa ne peut plus être déterminée. Pour palier cet effet numérique, on prend comme noeud de référence le noeud du même élément mais commun avec l'élément voisin. On compare le déplacement des deux noeuds (figure VIII.2). Avec le noeud choisi comme référence, on surestime très légèrement le déplacement du noeud en fond d'entaille et donc l'avancée de fissure, mais on obtient un déplacement continu et d'autre part l'erreur engendrée est toujours identique.
La pointe de la fissure est définie par convention comme le point de Gauss le plus éloigné du fond de l'entaille où la porosité, f_d, atteint 10% [Gullerud et al., 2000, Gao et al., 1998]. Un

autre choix possible est de prendre la position du point de Gauss le plus éloigné de l'entaille dont la variable **broken** est activée. Cependant, pour les modèles GTN et Rousselier, la valeur de la porosité pour laquelle la variable **broken** est activée est différente. On préfère donc choisir une valeur de porosité identique pour définir la pointe de la fissure.

VIII.1.4 Echauffement adiabatique

En conditions adiabatiques, nous considérons que le bilan d'énergie est donné par :

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \beta \underset{\sim}{\boldsymbol{\sigma}} : \dot{\underset{\sim}{\varepsilon}}_p \tag{VIII.1}$$

avec $\begin{cases} c_p = 0.4 \text{ J/g/K} & \text{capacité calorifique} \\ \rho = 7800 \text{kg/m}^3 & \text{masse volumique} \\ \beta = 0.9 & \text{fraction de travail inélastique convertie en chaleur} \end{cases}$

Le coefficient β est souvent pris égal à 0.9 dans le cas des aciers [Taylor and Quinney, 1937], c'est à dire que l'on considère que 90% de la puissance plastique est transformée en chaleur. Certaines études récentes sur des alliages d'aluminium, de titane et sur des aciers à haute résistance montrent que β est une fonction complexe de l'histoire des sollicitations et montre une dépendance vis à vis de la déformation plastique et de la vitesse de déformation plastique [Mason et al., 1994, Rosakis et al., 2000]. L'absence de résultats expérimentaux sur les aciers doux d'une part, et la valeur de β qui tend rapidement vers 0.85 pour les aciers à haute résistance nous ont conduit à prendre $\beta = 0.9$ pour le matériau de cette étude. Le module de Young E et le coefficient de Poisson ν sont considérés comme constants et ont pour valeurs 210 GPa et 0.3, respectivement.

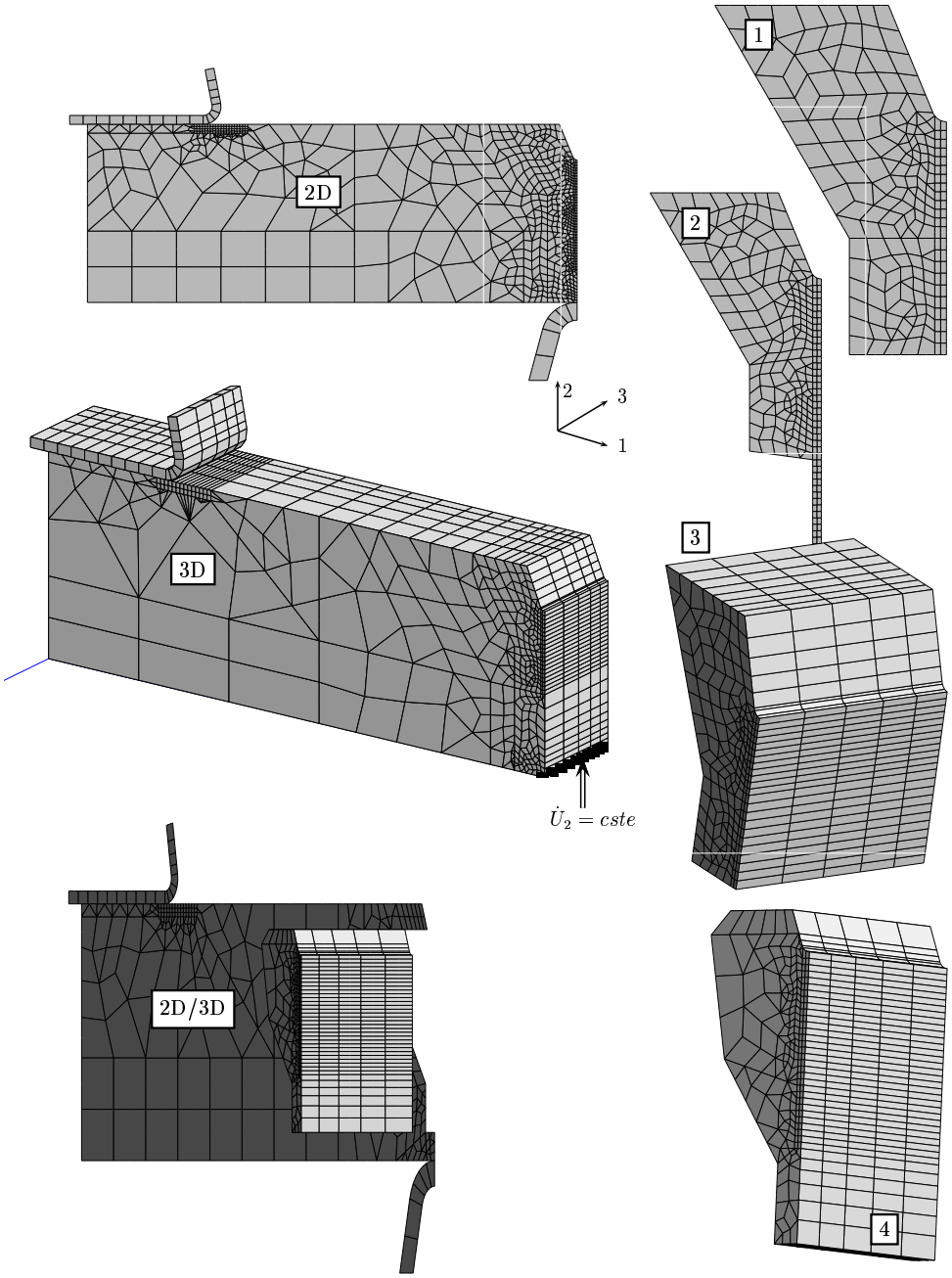


Figure VIII.1 : Différents maillages utilisés dans cette étude. La zone en fond d'entaille est maillée avec des éléments de taille identique. La longueur de cette zone maillée régulièrement dépend de la propagation ductile simulée. Maillages 2D : zone 1, 2049 noeuds, 671 éléments; zone 2, 2380 noeuds, 782 éléments. Maillage 3D : 9560 noeuds, 2120 éléments. Maillages 2D/3D : zone 3, 6521 noeuds, 1040 éléments 3D, 463 éléments 2D; zone 4, 6025 noeuds, 1065 éléments 3D, 284 éléménts 2D. Toutes les parties 3D sont maillées avec 5 éléments dans la demi–épaisseur (épaisseurs en partant du centre vers le bord : 1.22 mm, 1.1 mm, 0.99 mm, 0.89 mm, 0.8 mm).

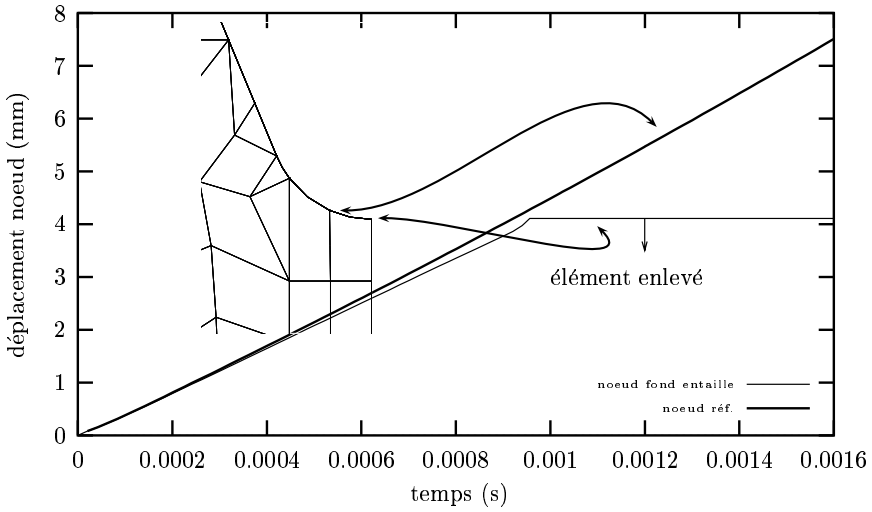


Figure VIII.2 : Définition du noeud de référence pour le calcul de la longueur de fissure.

VIII.2 Validité des champs de contraintes analytiques

Dans le cas d'un comportement rigide plastique et d'un état de déformation plane, l'évolution de la contrainte d'ouverture le long du ligament est donnée par une expression analytique (eq. VIII.2). Au chargement limite de l'éprouvette ($P = P_{GY}$), dans le cas d'une éprouvette Charpy sollicitée en flexion 3 points avec un rayon en fond d'entaille de 0.25 mm, le maximum de la contrainte est $\boldsymbol{\sigma_{yy}^{max} = 3.86k}$ [Alexander and Komoly, 1962] avec $k = \sigma_Y/\sqrt{3}$ pour un critère de von Mises, et $k = \sigma_Y/2$ pour un critère de Tresca. De nombreuses études expérimentales utilisent l'expression VIII.2 pour déterminer la contrainte moyenne de clivage à partir d'essais de flexion dont la rupture a lieu au chargement limite. La nature des matériaux étudiés étant très différente, il en va de même de leur sensibilité à l'écrouissage. On cherche donc à déterminer la validité de l'expression VIII.2 et de la valeur du maximum de la contrainte d'ouverture à partir d'une analyse éléments finis (E.F.).

$$\sigma_{yy} = 2k[1 + ln(1 + \frac{x}{r})] \tag{VIII.2}$$

$$\sigma_{yy}^{max} = 2k[1 + ln(1 + \frac{X_p}{r})] = 2kK_{\sigma(p)} \tag{VIII.3}$$

avec

- k limite d'écoulement en cisaillement (Tresca : $k = \sigma_Y/2$, Mises : $k = \sigma_Y/\sqrt{3}$)
- x distance du fond de l'entaille
- r rayon de l'entaille
- X_p taille de la zone plastique
- $K_{\sigma(p)}$ facteur plastique de concentration de contrainte

Une démarche identique à celle menée par Griffiths [Griffiths and Owen, 1971] sur une éprouvette entaillée en flexion pure, est menée avec les conditions exactes de chargement correspondant à un essai statique de flexion 3 points sur éprouvette Charpy. On rappelle que les conditions de contact aux interfaces marteau–éprouvette et appui–éprouvette sont prises en compte (frottement f=0.1). L'état de déformation plane est imposé.

Deux calculs sont menés, le premier correspond à un matériau élastique plastique parfait afin de se rapprocher des hypothèses de l'expression analytique (VIII.2). De même, l'analyse est effectuée en petites déformations. Le deuxième calcul est effectué avec un matériau avec un écrouissage identique au matériau de notre étude. Dans ce calcul, on utilise les petites déformations réactualisées. La taille de maille en fond d'entaille est de 50 μm^2 et est suffisante pour résoudre les gradients mécaniques. Dans les deux calculs la plasticité obéit au critère de von Misees.
L'évolution de la plus grande contrainte principale le long du ligament pour différents rapports (P/P_{GY}) est reportée sur la figure VIII.3. Quel que soit le comportement choisi, la plus grandu contrainte principale (appelée aussi contrainte d'ouverture) est atteinte en avant de la limite plastique–élastique, alors que cette hypothèse a été faite pour déterminer l'expression VIII.2. On retrouve le résultat obtenu par [Griffiths and Owen, 1971]. Au chargement limite, la contrainte d'ouverture obtenue avec l'expression (VIII.3) et un critère de Mises est en très bon accord avec celle obtenue par analyse E.F. Ce résultat diffère de celui reporté sur la figure 10 de [Griffiths and Owen, 1971], où au contraire, la solution analytique

sous–estime légèrement la solution EF dans le cas de la flexion pure. Les contraintes plus faibles obtenues dans notre simulation par rapport à celles prédites dans le cas d'une flexion pure sont dues, d'une part, à la taille de la zone plastique qui est plus faible avec notre analyse (flexion 3 points) que dans celle présentée par Griffiths (flexion pure) confirmant les résultats expérimentaux obtenus par [Wilshaw and Pratt, 1966], et d'autre part, à un écrouissage différent (voir aussi [Wang et al., 1999]). Dans le cas d'un matériau écrouissable, les valeurs de la contrainte entre le fond de l'entaille et la position du maximum sont sous-estimées par l'expresssion VIII.2, car dans cette analyse le matériau est considéré comme parfaitement plastique. Il est cependant remarquable que le maximum de la contrainte et sa position sont toujours bien représentés par l'expression VIII.2, ce qui montre que, jusqu'au chargement limite, l'importance de l'écrouissage sur la valeur du maximum de la contrainte d'ouverture est faible et peut être négligée pour notre matériau. Au delà du chargement limite, l'écrouissage provoque une élévation de σ_{yy}^{max} et l'écart entre les profils de contrainte obtenus par l'expression VIII.2 et celui issu de la simulation E.F. s'amplifie également, une analyse par éléments finis sera donc nécéssaire pour obtenir une bonne estimation de σ_{yy}^{max} et de sa position.

L'application de l'expression VIII.2 au calcul de la contrainte maximale d'ouverture en fond d'entaille d'une éprouvette Charpy dans le cas d'un matériau rigide plastique ou faiblement écrouissable et d'un chargement en flexion 3 points statique est bien adaptée jusqu'au chargement limite pour l'acier 16MND5 et montre un bon accord avec une analyse éléments finis. La position du maximum de la contrainte d'ouverture est également bien prédite. La validité de l'expression VIII.2 lorsque l'écrouissage est pris en compte est certainement due au faible écrouissage de notre matériau. Au delà du chargement limite, l'écart entre l'expression analytique et les résultats obtenus par E.F s'amplifie, la solution analytique ne permettant pas de décrire les changements de géométrie de l'entaille. De plus, l'expression VIII.3 ne permet pas de décrire la diminution de la contrainte d'ouverture au delà de la position de son maximum, la détermination de la contrainte de clivage à partir de cette expression suppose que le déclenchement du clivage a eu lieu dans une zone proche de la position du maximum, la contrainte de clivage obtenue doit plutôt être vue comme une contrainte moyenne. Dans le cas d'une sollicitation rapide de l'éprouvette, les forts gradients de vitesses de déformation en fond d'entaille rendent inadaptée l'utilisation de l'expression proposée par Hill [Hill, 1950], du moins pour des matériaux dont la limite d'écoulement est sensible à la vitesse de déformation [Norris, 1979].

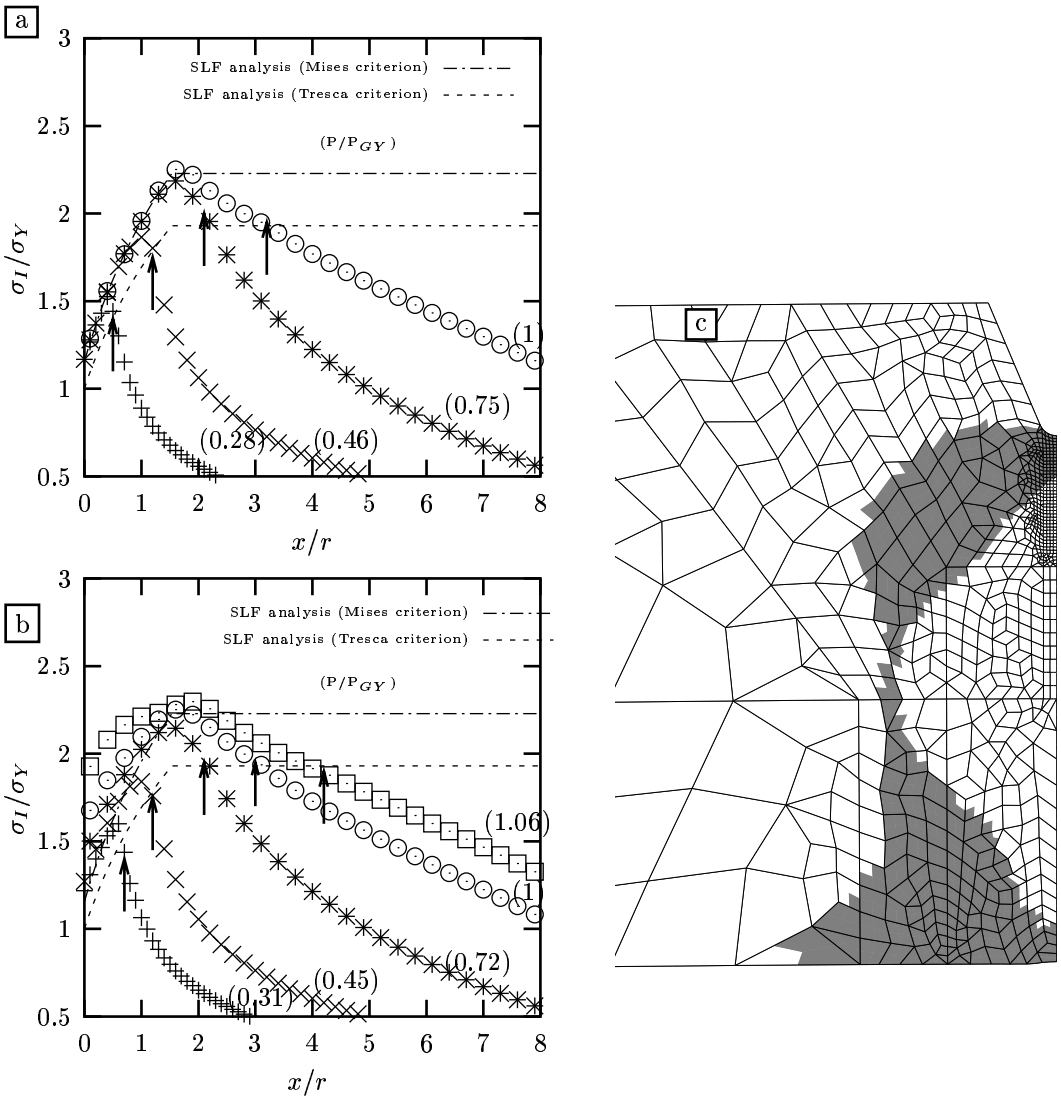


Figure VIII.3 : Comparaison de la contrainte d'ouverture en fonction de la distance du fond d'entaille obtenue par la théorie des lignes de glissement (SLF) et par calcul E.F. en déformations planes. a) comportement élastique rigide parfait, analyse en petites déformations. b) comportement élasto–plastique, analyse en petites déformations réactualisées. Les flèches indiquent l'interface plastique–élastique pour chaque rapport (P/P$_{GY}$). La distance au fond d'entaille x est normalisée par le rayon d'entaille (r = 0.25mm). c) Zone plastique ($\varepsilon_p > 0.1\%$) au chargement limite pour le calcul a)

VIII.3 Etude de l'essai Charpy par la simulation numérique

VIII.3.1 Compromis taille de maille–description des champs locaux

L'éprouvette de résilience présente en fond d'entaille des gradients mécaniques importants. L'application de critères de rupture à partir de la description par éléments finis des champs mécaniques locaux nécessite une bonne description de ces gradients et souligne ainsi l'importance du choix d'une taille de maille appropriée. L'utilisation des modèles couplés décrivant l'endommagement ductile (GTN, Rousselier) implique l'introduction d'une longueur caractéristique (Chapitre II, paragraphe II.6.2). Cette distance caractéristique doit être en rapport avec les évènements métallurgiques qui interviennent dans le processus de rupture. Pour la rupture ductile sur l'acier A508, la distance choisie est reliée à l'espacement inter–inclusionaire (MnS) et est de l'ordre de la centaine de microns [Carassou, 2000, Bilby et al., 1992]. De manière pratique, cette distance caractéristique peut être représentée par la taille de maille, la moyennation des champs mécaniques se fera ainsi mécaniquement. Le choix de la taille de maille est donc dicté par plusieurs considérations : une description correcte des champs mécaniques locaux, une taille en rapport avec l'échelle des mécanismes de rupture décrits, et des temps de calcul raisonnables. La taille de maille initiale est choisie de l'ordre de la centaine de microns et on étudie son influence sur la valeur des grandeurs locales (déformation plastique cumulée, ε_p, la plus grande contrainte principale, σ_I, la température, T, la contrainte équivalente, σ_{eq} et la triaxialité, ζ). Cette étude est réalisée pour deux déplacements qui correspondent aux flèches à rupture de deux éprouvettes de résilience rompues dans le domaine fragile (T=-80°C).

L'analyse est réalisée en 2D en déformation plane en conditions d'échauffement adiabatique. L'étude porte sur cinq tailles de mailles : $20*20\mu m^2$, $50*50\mu m^2$, $100*100\mu m^2$, $200*200\mu m^2$, $300*500\mu m^2$. On reporte dans les tableaux VIII.1 et VIII.2, les valeurs maximales des grandeurs locales calculées aux points de Gauss dans la zone sous l'entaille pour les déflexions $\delta = 0.5$ mm et $\delta = 0.9$ mm.

taille de maille ($h \times L$) (μm^2)	ε_p	Température, T (°C)	Triaxialité, ζ	σ_I (MPa)	σ_{eq} (MPa)
20×20	0.34	1.1	2.05	1814	1087
50×50	0.33	-1.5	1.95	1812	1083
100×100	0.32	-3.5	1.95	1873	1083
200×200	0.27	-17.5	1.96	1840	1074
300×500	0.23	-28.5	1.6	1790	1065

Tableau VIII.1 : Valeurs maximales calculées aux points de Gauss en fonction de la taille de maille pour une déflexion $\delta = 0.5$ mm. Analyse 2DDP, échauffement adiabatique. $T_i = -80$°C .

L'évolution des grandeurs locales le long du ligament est reportée sur les figures VIII.4, VIII.5 et VIII.6. Quelle que soit la grandeur étudiée, on a stabilisation

taille de maille ($h \times L$) (μm^2)	ε_p	Température, T (°C)	Triaxialité, ζ	σ_I (MPa)	σ_{eq} (MPa)
20×20	0.74	98	1.99	1878	1119
50×50	0.71	90	2.16	1875	1108
100×100	0.72	93	1.99	1960	1110
200×200	0.6	61	1.90	1901	1085
300×500	0.5	38	1.73	2015	1064

Tableau VIII.2 : Valeurs maximales calculées aux points de Gauss en fonction de la taille de maille pour une déflexion $\delta = 0.9$ mm. Analyse 2DDP, échauffement adiabatique. $T_i = -80$°C.

des résultats à partir d'une taille de 50×50 μm^2 qui correspond donc à une taille de maille seuil nécessaire pour décrire les gradients à la pointe de l'entaille de l'éprouvette Charpy. A partir de 200 μm^2, les valeurs calculées aux points de Gauss sont sensiblement différentes de celles obtenues pour les tailles de maille inférieures et ce, dès une déflexion de 0.5 mm. Pour une taille de 300*500 μm^2 : on obtient une différence de 30°C sur la température et de 10% sur la déformation plastique et de 60°C et 0.24 pour des déflexions de 0.5 et 0.9 mm respectivement. La triaxialité est peu sensible à la taille de maille utilisée jusqu'à $200 \times 200 \mu$m^2.

A partir de cette analyse, il apparaît qu'une bonne description des champs mécaniques en fond d'entaille de l'éprouvette Charpy peut être obtenue pour une taille de maille de l'ordre de 100μm^2. En toute rigueur, il faudrait utiliser $50 \times 50 \mu$m^2. A cause des temps de calcul et des capacités mémoire, une taille de maille de $100 \times 150 \mu$m^2 a été retenue car elle a conduit à un compromis acceptable entre la description des gradients et les temps calculs pour une modélisation tridimensionelle de l'éprouvette de résilience. Cette taille de maille sera donc utilisée dans la suite de l'étude et notamment pour la détermination des paramètres des modèles d'endommagement.

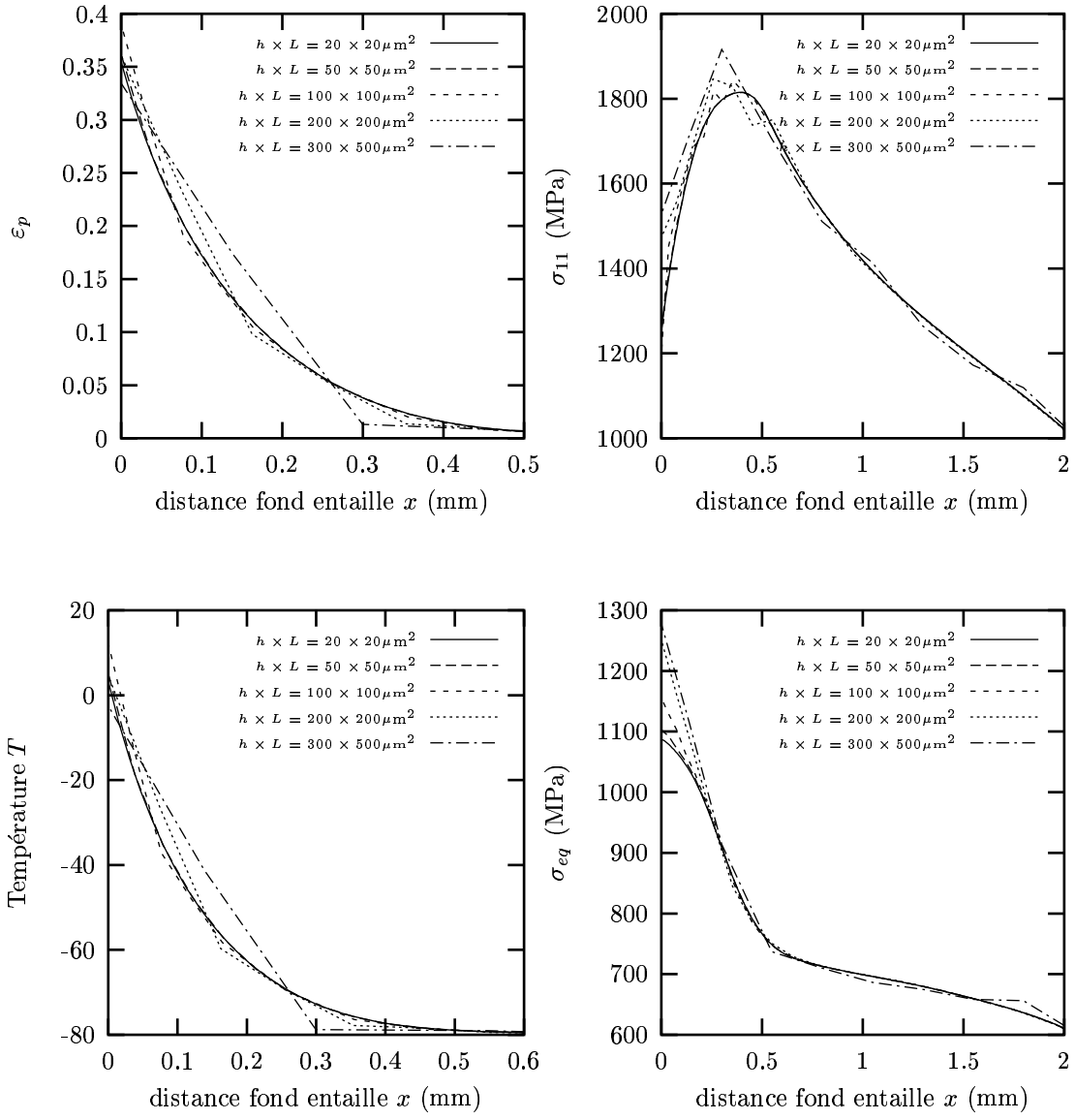


Figure VIII.4 : Effet de la taille de maille sur l'évolution des grandeurs locales (valeurs extrapolées aux noeuds) en fond d'entaille d'une éprouvette de résilience. Déflexion éprouvette : $\delta = 0.5$ mm. **Analyse 2DDP adiabatique**. (Contrainte équivalente de Mises, σ_{eq}, déformation plastique cumulée, ε_p, température, T et plus grande contrainte principale, σ_{11}).

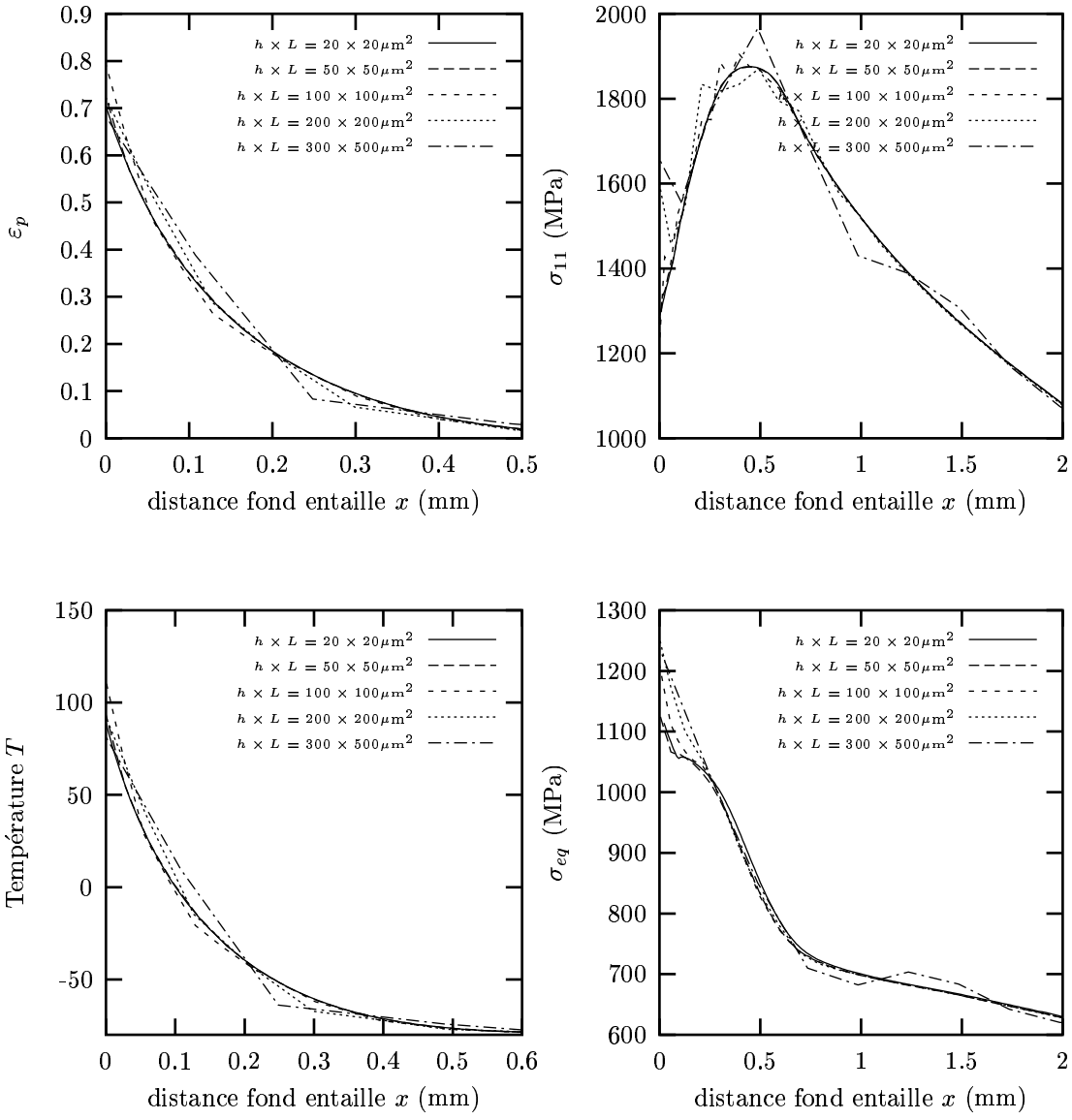


Figure VIII.5 : Effet de la taille de maille sur l'évolution des grandeurs locales (valeurs extrapolées aux noeuds) en fond d'entaille d'une éprouvette de résilience. Déflexion éprouvette : $\delta = 0.9$ mm. **Analyse 2DDP adiabatique**. (Contrainte équivalente de Mises, σ_{eq}, déformation plastique cumulée, ε_p, température, T et plus grande contrainte principale, σ_{11}).

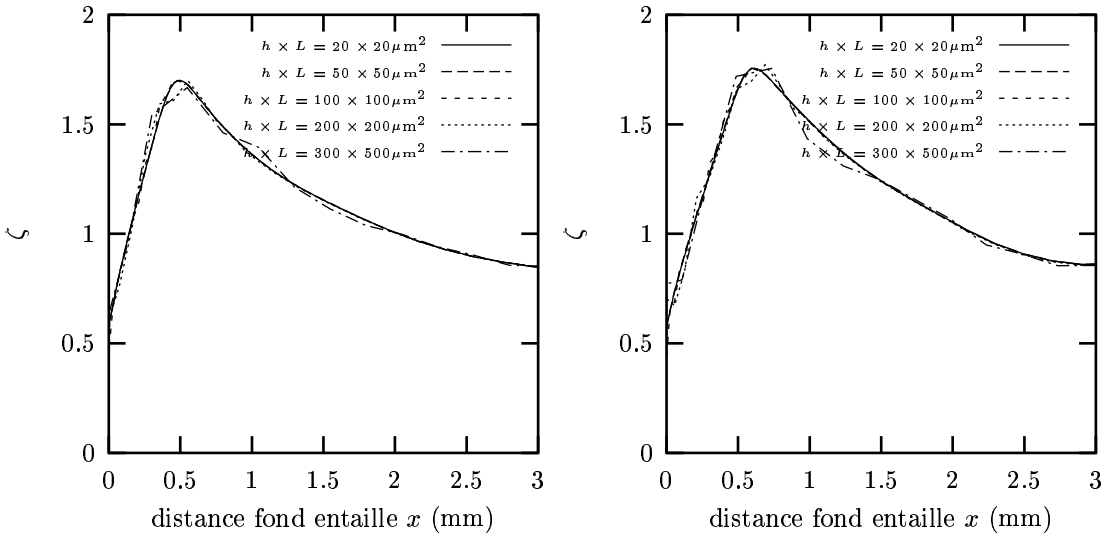


Figure VIII.6 : Effet de la taille de maille sur la triaxialité, ζ, en fond d'entaille (valeurs extrapolées aux noeuds). Déflexion éprouvette : $\delta = 0.5$ mm (figure à gauche) et $\delta = 0.9$ mm (figure à droite). **Analyse 2DDP adiabatique**.

VIII.3.2 Effets inertiels

Les fortes oscillations présentes sur la courbe $P - \delta$ issue de l'instrumentation de l'essai Charpy nous montrent que cet essai est de nature fortement dynamique, c'est à dire que les effets inertiels sont présents dans l'éprouvette au cours de l'essai. Les difficultés numériques engendrées pour représenter ces effets ont conduit à examiner dans quelle mesure une analyse quasi–statique[1] de l'essai pouvait représenter correctement le champ de contraintes dans l'éprouvette.

Dans le cas de la rupture fragile, les temps à rupture sont faibles et les effets inertiels peuvent être très importants, l'éprouvette pouvant même être rompue sans utiliser de support, par flexion un point. Cette technique est d'ailleurs utilisée pour déterminer la ténacité dynamique à partir d'essais aux barres de Hopkinson sur ce type d'éprouvette [Rittel et al., 2001]. Rossoll [Rossoll, 1998], à partir d'une étude numérique de l'essai Charpy, a montré qu'une analyse quasi-statique de l'essai pouvait être réalisée à partir d'un temps à rupture supérieur à celui nécessaire à 2 oscillations apparentes sur le courbe $P - \delta$, modifiant ainsi le critère conservatif proposé par Server [Server, 1985] ($\tau = 3$)[2]. L'étude de l'évolution du champ de contrainte en fond d'entaille a montré, par ailleurs, que les oscillations dues aux effets d'inertie étaient totalement amorties par la plasticité [Tahar, 1998, Rossoll, 1998].

Dans le cas de la rupture contrôlée par la croissance et la coalescence de cavités, les effets inertiels ont également une influence sur le développement des cavités. Dans le cas idéal de la sollicitation d'une cavité sphérique avec une paroi épaisse par une contrainte hydrostatique pure, les effets inertiels retardent la croissance de la cavité [Tong and Ravichandran, 1995, Ortiz and Molinari, 1992], effet d'autant plus important que le matériau est peu sensible à la vitesse de déformation. Contrairement aux effets de vitesses qui retardent la croissance des cavités dès le début du chargement, les effets inertiels sont plus importants à long terme [Ortiz and Molinari, 1992]. Le cas plus réaliste de la création d'une cavité à partir d'une inclusion rigide en avant d'une fissure dans une matrice répondant à un comportement de milieux poreux [Basu and Narasimhan, 1999], confirme que les effets d'inertie ont un rôle, d'autant plus que le matériau est insensible à la vitesse de déformation, mais que les deux effets s'ajoutent. Dans le cas d'un matériau insensible à la vitesse de déformation, le rôle des effets d'inertie s'oppose à celui de l'échauffement adiabatique [Basu and Narasimhan, 1999]. La porosité initiale et la taille des cavités ont également un rôle sur l'importance des effets inertiels, le ralentissement de la croissance des cavités étant plus sensible pour les faibles porosités et les grosses cavités [Tong and Ravichandran, 1995].

Dans le cas de l'éprouvette Charpy, pour laquelle les vitesses de chargement sont plus faibles que celles relatives aux études citées ci–dessus, peu d'études combinant une analyse dynamique et un comportement de milieux poreux ont été réalisées. Tvergaard [Tvergaard and Needleman, 1988] à partir d'une analyse bidimensionnelle en déformation plane indiquent cependant que lorsque la rupture a lieu après le chargement limite, il y a peu d'effet de l'inertie sur l'énergie absorbée jusqu'à l'amorçage du clivage. L'analyse d'une cavité dans une matrice parfaitement plastique [Wang and Jiang, 1997] montre que les effets inertiels sur la croissance de cette cavité sont inexistants pour les vitesses de déformations macroscopiques

[1] Le terme quasi–statique est employé ici par opposition au terme dynamique et se réfère à une modélisation de l'essai sans prise en compte des effets d'inertie. Dans la suite de l'étude, ce terme est employé pour désigner une sollicitation lente où le comportement visqueux du matériau est peu excité.

[2] temps nécessaire à 3 oscillations apparentes sur la courbe $P - \delta$.

inférieures à 1000 s^{-1}, et deviennent importants pour des vitesses supérieures à 10000 s^{-1}, ce qui supporte l'absence d'effets d'inertie observée par Tvergaard.
Les résultats publiés dans la littérature suggèrent ainsi que les effets d'inertie peuvent être négligés pour une éprouvette Charpy dans la transition ductile–fragile.

VIII.3.3 Analyse bi–ou tridimensionnelle

Les dimensions et la géométrie de l'éprouvette Charpy sont également deux facteurs qui contribuent aux difficultés rencontrées dans la modélisation de cet essai. En effet, la largeur ($B = 10$ mm) et l'épaisseur ($t = 10$ mm) de l'éprouvette Charpy conduisent à examiner si l'état de contrainte présent dans cette éprouvette peut être représenté par un état de contrainte plane (CP), par un état de déformation plane (DP) ou si une modélisation tridimensionnelle (3D) est nécessaire, rallongeant fortement les temps calculs nécessaires à la simulation de cet essai. Si les premières simulations réalisées ont adopté l'hypothèse 2D DP [Norris, 1979], principalement à cause des puissances calculs alors disponibles, il s'est avéré, par la suite, que le choix de cette hypothèse dépendait du domaine de température et donc du niveau de déformation imposée à l'éprouvette. Une modélisation 2D DP semble suffisante lorsque l'on veut modéliser l'essai à basses températures [Rossoll et al., 1996, Tahar et al., 1998] lorsque le mode de rupture est le clivage pur et que l'éprouvette se déforme peu avant rupture, même si la courbe globale $P - \delta$ est mieux représentée par une analyse 3D [Tanguy et al., 2000a, Sainte Catherine et al., 2000]. La simulation 3D met cependant en évidence des forts effets de bords [Mathur et al., 1993] qui ne sont pas rendus par une approche bidimensionnelle. Les premières études prenant en compte l'endommagement ductile via l'utilisation de modèles couplés (GTN), ont également retenu l'hypothèse 2DDP [Tvergaard and Needleman, 1986, Tvergaard and Needleman, 1988], le choix de cette hypothèse se justifiant par la mise en évidence de tendances dans ces études plutôt que par la confrontation avec l'expérience[3]. La confrontation des résultats prédits par les simulations 2D DP avec les simulations 3D met en évidence que les premières conduisent à une surestimation de l'avancée de déchirure ductile [Mathur et al., 1994, Schmitt et al., 1994a], et ne peuvent, bien entendu, représenter l'effet tunnel[4] observé lors de la propagation de la déchirure ductile sur les éprouvettes Charpy. L'utilisation d'une modélisation entièrement 3D [Folch and Burdekin, 1999, Rossoll, 1998, Sainte-Catherine et al., 2001] ou partiellement 3D [Brocks et al., 1995, Schmitt et al., 1994a, Tanguy et al., 2001] est donc nécessaire lorsque l'on veut modéliser la rupture ductile sur ce type d'éprouvette. La modélisation 2D DP a été conservée pour simuler des éprouvettes Charpy préfissurées avec entailles latérales [Böhme et al., 1992]. Cependant, même dans ce cas où les entailles latérales favorisent en état de déformation plane, les valeurs de la contrainte de Weibull près des bords sont sensiblement inférieures à celles obtenues au centre de l'éprouvette [Koppenhoefer and Dodds, 1997].

[3] "The plain strain approximation is not very accurate, since full scale plasticity in the central part of the specimen develops at an early stage of the test and the specimen width and thickness are the same. However, a full 3D analysis would require much more computer time and storage ... " [Tvergaard and Needleman, 1988].

[4] L'effet tunnel correspond à une avancée de la déchirure ductile plus importante au centre de l'éprouvette que sur les bords.

L'utilisation de la modélisation 2D DP peut néanmoins s'avérer intéressante en grande partie à cause des temps calculs qui sont beaucoup plus faibles que ceux nécessaires à une analyse tridimensionnelle. Dans le cas de la rupture fragile par clivage, si on considère un critère déterministe ($\bar{\sigma}_c = cste$), une analyse 2D DP est suffisante si les champs locaux obtenus par cette analyse sont identiques à ceux prévus par une analyse 3D dans la section médiane de l'éprouvette. Il est donc nécessaire de vérifier si une analyse 2D DP permet de représenter correctement les champs mécaniques obtenus au centre de l'éprouvette Charpy modélisée avec une analyse 3D. On compare tout d'abord les champs locaux en considérant un matériau dense avec un comportement élastoviscoplastique avec l'hypothèse d'échauffement adiabatique. Sur la figure VIII.7, on reporte l'évolution de la contrainte d'ouverture, σ_{11}, de la déformation plastique cumulée, ε_p et de la triaxialité ζ le long du ligament pour des déflexions de 1, 2 et 3 mm. Le fond d'entaille correspond à l'abscisse 0.

L'endommagement ductile en fond d'entaille apparaissant pour une déflexion autour de 3 mm, il n'est pas apparu nécessaire de poursuivre la comparaison pour des déflexions plus importantes pour un matériau dense. L'évolution de la contrainte d'ouverture montre que, si les deux analyses prévoient des résultats très proches pour une déflexion de 1 mm, l'écart augmente avec la déflexion. Si le lieu du maximum de la contrainte d'ouverture reste pratiquement identique avec les deux analyses, la valeur maximum de σ_{11} est plus faible avec une analyse 2D DP, qui prévoit une diminution plus importante que celle prévue par le calcul 3D. L'examen de l'évolution de la déformation plastique le long du ligament, montre qu'à l'endroit où la contrainte d'ouverture atteint son maximum (autour de 1mm du fond d'entaille) l'analyse 3D prévoit une déformation plastique plus importante. L'évolution de la triaxialité montre que celle-ci est voisine de 1.75 avec une analyse 2D DP et qu'elle varie peu avec l'augmentation de la déflexion alors qu'elle est proche de 1.6 avec une analyse 3D et qu'elle diminue jusqu'à 1.4 pour une déflexion de 3 mm. La différence sur l'évolution de la contrainte prédite entre les deux analyses est donc due à un effet de l'écrouissage qui est important pour les valeurs de déformations plastiques correspondantes au maximum de la contrainte σ_{11} et non pas à un effet de la triaxialité[5]. Une analyse similaire a été menée pour un calcul isotherme (fig. VIII.8) et des résultats identiques sont obtenus. Le calcul des champs locaux est réalisé pour pouvoir appliquer un critère de rupture. On applique donc le modèle de Beremin aux deux analyses présentées, et on reporte sur la figure VIII.7 l'évolution de la probabilité en fonction d'un paramètre croissant caractéristique du chargement (ici le temps). L'analyse 2DDP prévoit une probabilité de rupture légèrement plus importante que celle obtenue en 3D. Il faut néanmoins souligner que la différence entre les probabilités de rupture issues des deux analyses dépend de la valeur de la constante σ_u utilisée. Dans le cas où $\sigma_u = 2772$ MPa, valeur applicable à l'acier 16MND5, la différence reste faible et l'on peut, dans ce cas, se contenter en première approximation des résultats issus de l'analyse 2D DP.

[5] On a également, en 3D, une redistribution des contraintes entre les bords et le centre de l'éprouvette.

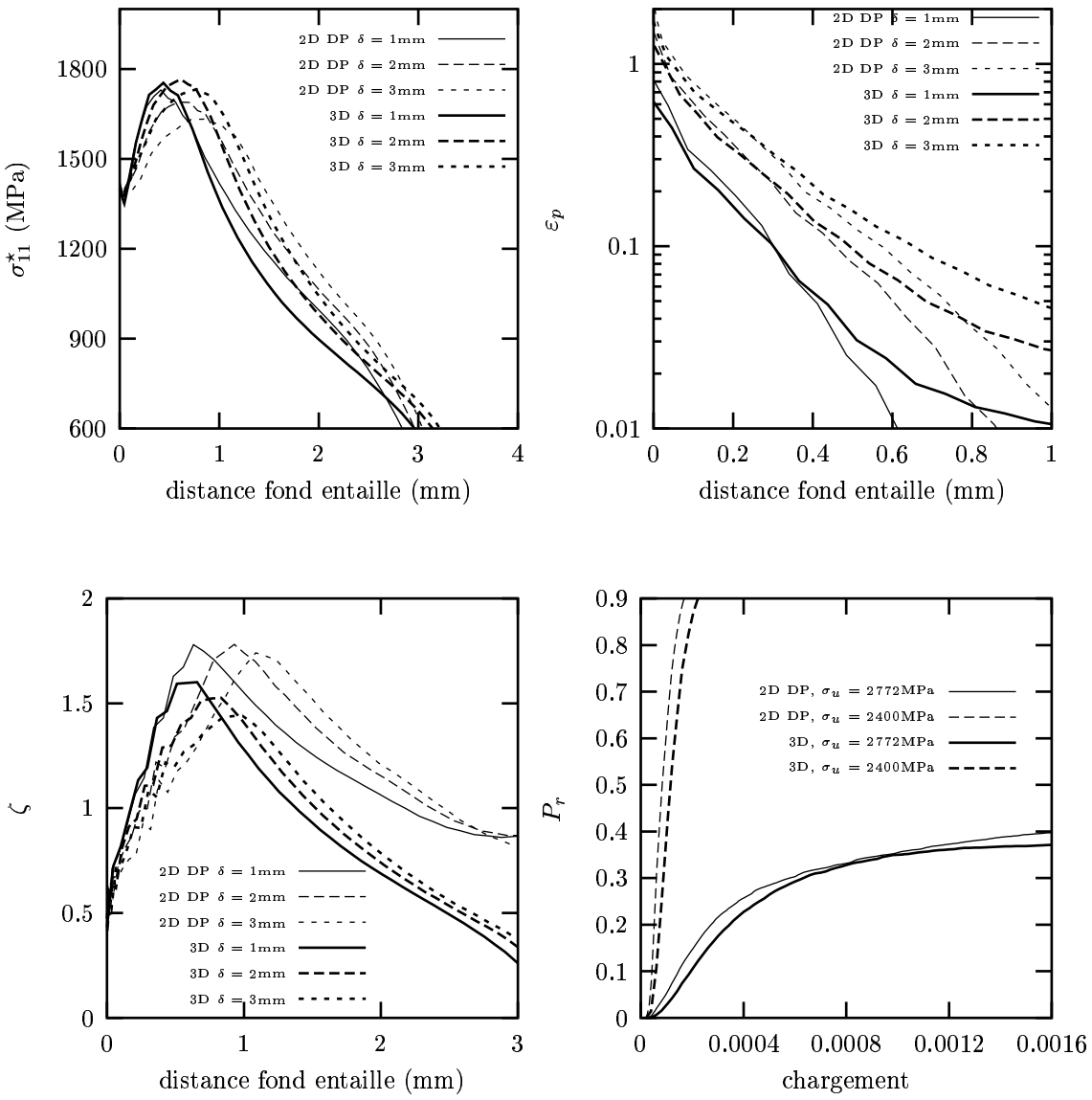


Figure VIII.7 : Comparaison entre les champs locaux obtenus à partir d'une analyse 2D DP et 2D/3D dans la section médiane d'une éprouvette Charpy. **Matériau dense. Calcul élastoviscoplastique adiabatique** à $-60°C$. Le maillage 2D/3D utilise la zone 4 pour la partie 3D (voir fig. VIII.1). Modèle de Beremin appliqué avec $m = 20$ et $V_0 = 0.001\text{mm}^3$.

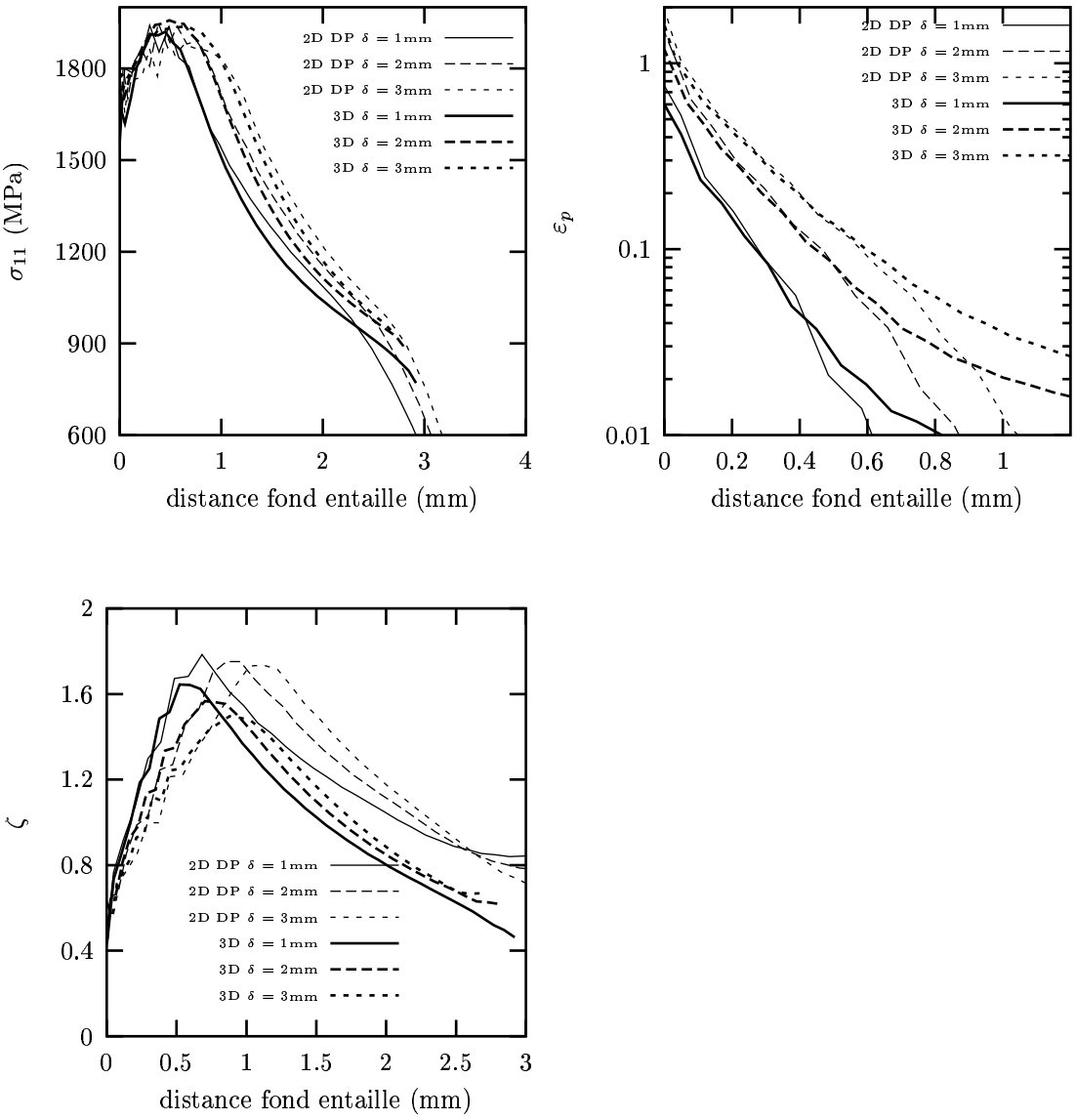


Figure VIII.8 : Comparaison entre les champs locaux obtenus à partir d'une analyse 2D DP et 2D/3D dans la section médiane d'une éprouvette Charpy. **Matériau dense. Calcul élastoviscoplastique isotherme** à $-80°C$. Le maillage 2D/3D utilise la zone 4 pour la partie 3D (voir fig. VIII.1).

L'analyse précédente est valide tant qu'il y a pas d'amorçage de déchirure ductile. La comparaison entre une analyse 2D DP et 2D/3D est donc poursuivie avec un comportement de milieux endommageables.
La comparaison est effectuée à $-60°C$ avec les modèles GTN et RM (extension de Rousselier au cas viscoplastique). On s'intéresse tout d'abord à l'amorçage et à la propagation de la déchirure ductile. On reporte sur la figure VIII.9 l'avancée de la déchirure ductile en fonction de la déflexion de l'éprouvette. Dans le cas 3D la déchirure est calculée au centre de l'éprouvette (Δa^{mid}). Quel que soit le modèle, l'analyse 2D DP prévoit un amorçage plus rapide de la déchirure ductile que celui prédit en 3D. Le comportement lors de la propagation dépend ensuite du modèle utilisé. Avec le modèle GTN, l'écart entre l'analyse 2D DP et 3D augmente avec la propagation de la déchirure ductile. Pour le modèle RM, la propagation en 3D est plus rapide et les deux courbes se rejoignent puis se croisent. On a également reporté sur ces graphes, l'évolution de la déchirure ductile moyenne pour le calcul 3D. La déchirure ductile étant maximum au centre de l'éprouvette lors de la propagation, l'écart entre Δa prévu par l'analyse 2D DP et Δa moyen (Δa^{moy}) prévu par l'analyse 3D est encore plus accentué que précédemment. Pour une déflexion donnée, on peut donc s'attendre logiquement à observer une évolution différente de la contrainte d'ouverture prédite par les deux analyses. On reporte sur la figure VIII.10, la comparaison entre les résultats obtenus en 2D DP et 2D/3D dans le cas du modèle RM, à $T = -60°C$. On compare σ_{11}, ε_p et ζ pour des déflexions de 2, 4 et 6 mm. L'évolution de la charge globale est également reportée. La contrainte d'ouverture obtenue est supérieure avec l'analyse 3D, l'écart augmentant avec la déflexion de l'éprouvette. Ce résultat assez surprenant, on s'attend en effet à une contrainte d'ouverture plus élevée en 2DDP, a déjà été rapporté [Rossoll, 1998]. En fait, il est dû à un report des contraintes vers le centre de l'éprouvette dans le cas du calcul 2D/3D. Pour une déflexion de 6 mm, il faut rappeler que l'avancée ductile au centre de l'éprouvette prédite par une analyse 3D est supérieure à celle obtenue en 2D DP (voir fig VIII.9). La valeur de la triaxialité, différente au début du chargement, devient identique pour une déflexion de 6 mm. Cette même valeur de la triaxialité n'est pas due à des champs locaux identiques en 2D DP et 3D mais à une avancée ductile différente pour cette déflexion, ce qui va conduire à la même triaxialité dans la section médiane.
Il apparaît ainsi que l'histoire des contraintes et des déformations vues par l'éprouvette est différente en 2D DP et en 3D dans la section médiane de l'éprouvette. Cette différence est, bien entendu, accentuée si on compare les champs locaux dans l'épaisseur de l'éprouvette avec ceux prédits par l'analyse 2D DP[6].
Un critère de rupture fragile a, à nouveau, été appliqué aux deux analyses. Comme dans le cas du matériau non endommageable, on utilise le modèle de Beremin. On reporte sur la figure VIII.11, l'évolution de la probabilité de rupture en fonction de la déflexion de l'éprouvette obtenue en 2D DP et en 2D/3D pour les modèles GTN et RM. Les évolutions obtenues sont différentes pour les deux analyses quel que soit le modèle utilisé. Pour le modèle RM, l'analyse 2DDP est plus pénalisante en début de chargement, confirmant les résultats obtenus avec un matériau dense, puis pour une déflexion de 4 mm les deux courbes

[6]Notons cependant qu'il est possible d'obtenir des propagations ductiles identiques avec les deux analyses, si on modifie les paramètres d'endommagement d'une analyse à l'autre. Cet exemple est illustré sur la figure VIII.9, où, pour le modèle GTN, on a fait varier le paramètre f_c de 0.0006 à 0.0008. L'amorçage ductile prédit reste différent entre les deux analyses mais très rapidement les deux courbes se rejoignent pour se superposer.

se croisent. Ce croisement est directement lié à la propagation ductile plus rapide en 2D/3D. Les courbes donnant l'évolution des avancées ductiles se croisent pour une déflexion de 5 mm (fig. VIII.9) qui est plus importante que celle correspondante au croisement des courbes de probabilité. On a reporté également sur la figure VIII.11, l'évolution de la probabilité de rupture avec l'avancée ductile. Jusqu'à une avancée ductile de 0.5 mm, les analyses 2DDP et 2D/3D prédisent les mêmes résultats, puis l'évolution de la courbe dépend du modèle utilisé.

Pour prévoir les valeurs de résilience, on s'appuie sur l'évolution de la probabilité de rupture en fonction de l'énergie absorbée par l'éprouvette. On a calculé l'évolution de la probabilité de rupture en fonction de l'énergie absorbée par l'éprouvette pour les analyses 2D DP et 2D/3D (fig. VIII.12). Il apparaît sur cette figure que l'accord entre les deux analyses est bon jusqu'à une probabilité de rupture d'environ 0.35 (énergie de 60 J) puis que les analyses conduisent à des évolutions différentes. L'évolution de la déflexion en fonction de l'énergie est également reportée sur la même figure. Cette évolution est différente (voir aussi l'évolution de la charge fig. VIII.10) pour les deux analyses, ce qui souligne que la comparaison des courbes $P_r - E$ n'est pas appropriée pour confronter les résultats obtenus en 2D DP et 3D. L'accord obtenu jusqu'à $P_r = 0.35$ est, en effet, tout à fait fortuit. La comparaison doit porter sur l'évolution de la probabilité de rupture en fonction de la déflexion. Les courbes tracées sur la figure VIII.11 montrent que cette évolution est différente en 2DDP et en 2D/3D, cependant la différence reste faible. Par contre, la description des champs mécaniques locaux obtenue en 2DDP ne permet pas de retrouver les valeurs calculées en 3D, soulignant qu'une analyse 2D/3D est d'autant plus nécessaire que l'on a apparition d'endommagement ductile. Ainsi l'aspect 3D du front ductile ne pourra être reproduit, bien entendu, par une analyse 2DDP.

Il ressort des études consacrées à l'essai Charpy que la modélisation de cet essai dans un domaine de température où l'éprouvette est fortement déformée ou bien lorsqu'il y a amorçage de la déchirure ductile, nécessite une représentation tridimensionnelle de l'éprouvette si l'on veut rendre compte des données expérimentales. Les comparaisons effectuées dans cette étude montrent que les champs locaux ($\underset{\sim}{\sigma}$, $\underset{\sim}{\varepsilon}$, ζ) sont différents entre les analyses 2DDP et 3D. Cette différence va conduire à une apparition plus rapide de l'amorçage ductile dans le cas 2DDP. Une modélisation 2D DP peut néanmoins être employée pour mettre en évidence l'influence de certains paramètres, les tendances obtenues seront représentatives et les gains de temps calcul importants.

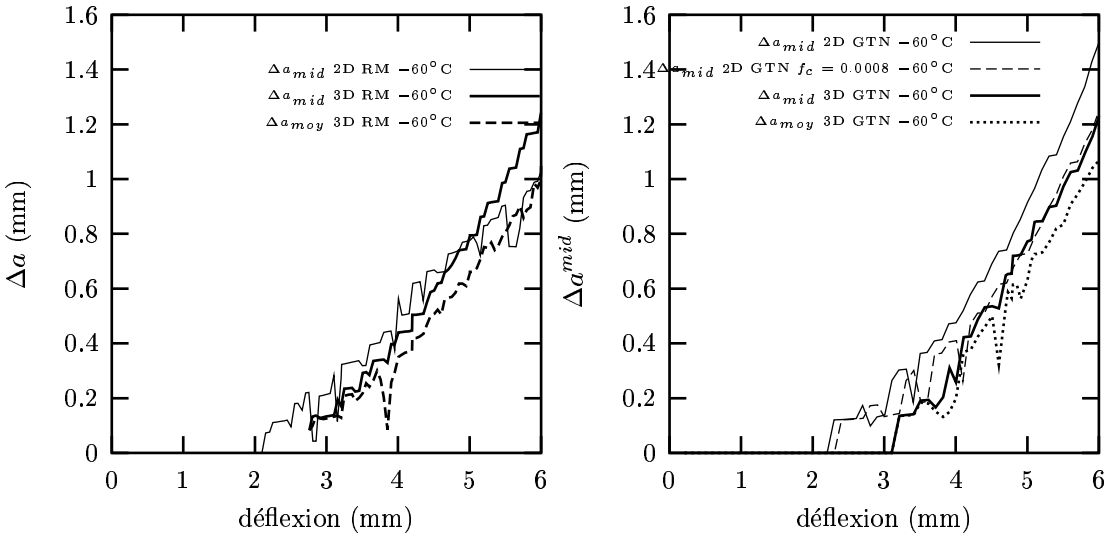


Figure VIII.9 : Effet du type de modélisation (2D DP ou 2D/3D) sur l'amorçage et la propagation ductile. **Modèles GTN et RM** à $-60°C$ (Paramètres : GTN $f_c = 0.0006$, $\delta = 2$; RM $D = 2.2$, $q_R = 0.92$).

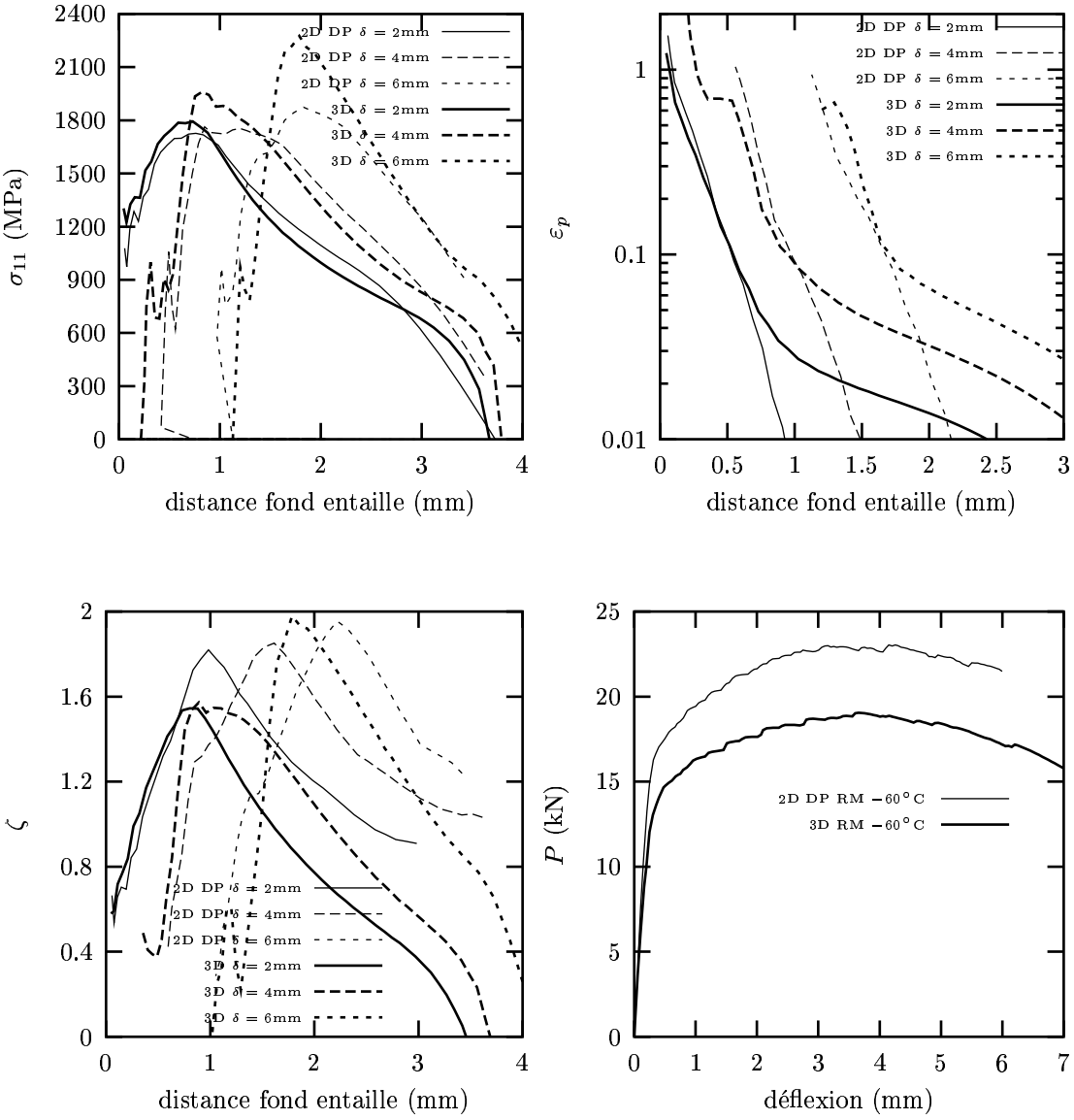


Figure VIII.10 : Comparaison entre les champs locaux et globaux obtenus à partir d'une analyse 2D DP et 2D/3D dans la section médiane d'une éprouvette Charpy. **Calcul élastoviscoplastique adiabatique** à $-60°$C. **Modèle RM** ($D = 2.2$, $q_R = 0.92$). Le maillage 2D/3D utilise la zone 4 pour la partie 3D (voir fig. VIII.1).

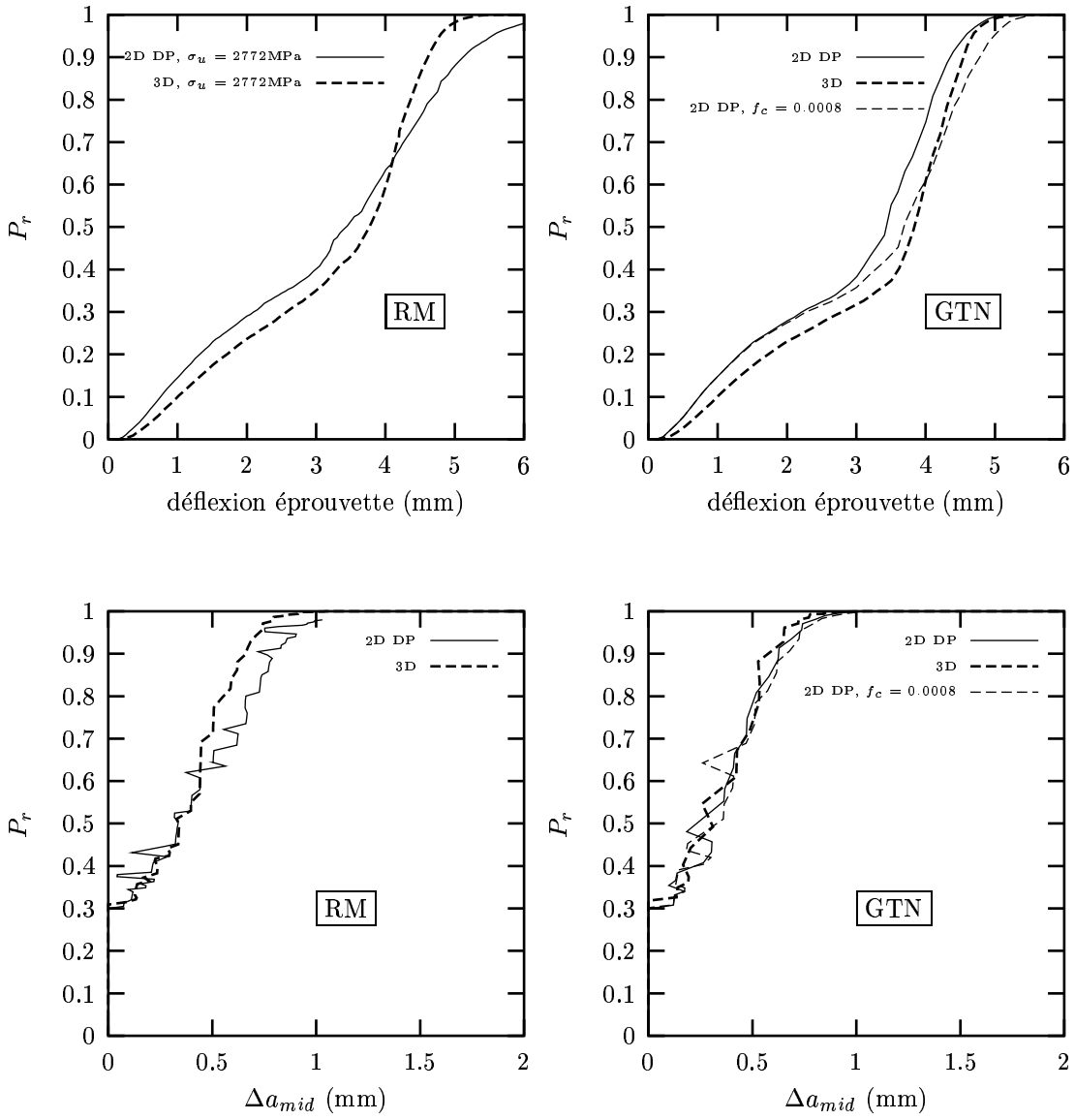


Figure VIII.11 : Comparaison entre les probabilités de rupture obtenues à partir d'une analyse 2D DP et 2D/3D. **Modèles RM et GTN** à $-60°$C. **Modèle de Beremin** appliqué avec $m = 20$, $\sigma_u = 2772$ MPa et $V_0 = 0.001\text{mm}^3$.

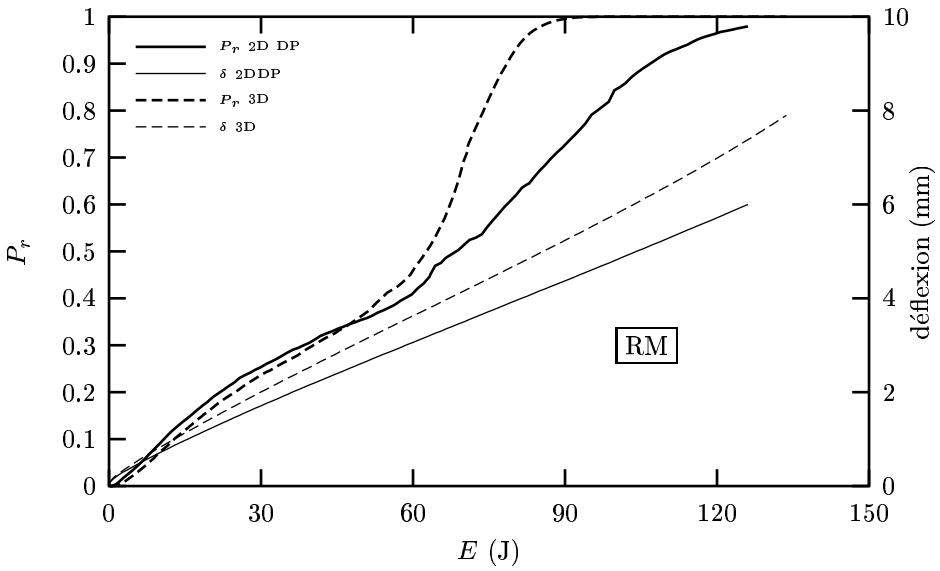


Figure VIII.12 : Evolution de la probabilité de rupture en fonction de l'énergie obtenue à partir d'une analyse 2D DP et 2D/3D. **Modèle RM** à $-60°$C. **Modèle de Beremin** appliqué avec $m = 20$, $\sigma_u = 2772$ MPa et $V_0 = 0.001\text{mm}^3$.

VIII.3.4 Amorçage et propagation de la déchirure ductile

Les essais de résilience interrompus ont mis en évidence que l'amorçage se produisait en fond d'entaille pour une déflexion inférieure à celle correspondant à la charge maximale. Il s'agit, dans un premier temps, de voir en quelle mesure les simulations reproduisent ces observations.

On reporte sur la figure VIII.13, les courbes $P - \delta$ obtenues avec les modèles GTN et RM à $-60°C$ en considérant l'hypothèse d'échauffement adiabatique. Sur ces courbes, l'avancée ductile dans la section médiane de l'éprouvette est également reportée. La simulation prévoit un amorçage de la déchirure ductile pour une déflexion proche de 3 mm, alors que la charge maximale est atteinte pour une déflexion voisine de 4 mm, ce qui en accord avec les observations expérimentales. La propagation dans toute l'épaisseur de l'éprouvette a lieu pour une déflexion de 4.5 mm (5.2 mm). Lorsque l'énergie absorbée atteint 85 Joules pour $\delta = 5.1$ mm (5.2 mm), la déchirure calculée au centre de l'éprouvette est de 0.93 mm (0.81 mm) avec le modèle GTN (RM) contre 1 mm expérimentalement, ce qui montre un bonne représentation des observations expérimentales.

Par contre, si l'amorçage de la déchirure ductile a bien lieu au centre de l'éprouvette en fond d'entaille, l'amorçage par cisaillement n'est pas reproduit. En effet, les modèles utilisés ne permettent pas, avec la taille de maille utilisée, de reproduire une déchirure ductile en biseau [Besson et al., 2001].

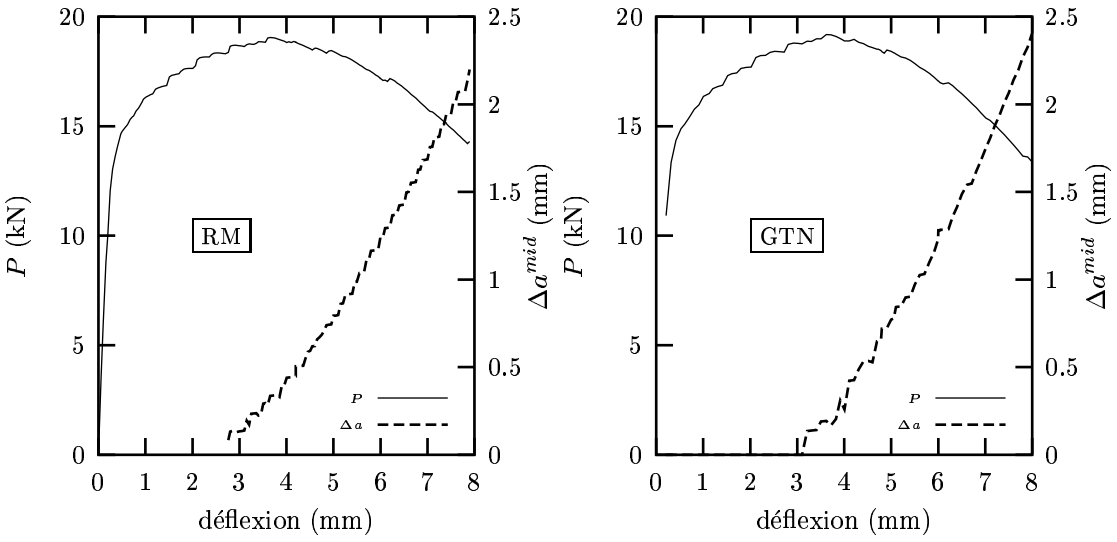


Figure VIII.13 : Amorçage de la déchirure ductile en fonction de la charge. **Calculs 2D/3D adiabatiques** à $-60°C$. **Modèles RM et GTN**.

La rupture par clivage dans le domaine de la transition ductile–fragile pouvant être précédée de l'amorçage et de la propagation d'une fissure ductile, on s'intéresse à la modification des champs mécaniques locaux provoquée par l'endommagement ductile. Les résultats présentés sur la figure VIII.14 sont obtenus à partir d'une analyse 2D/3D à $-60°C$

avec échauffement adiabatique. L'endommagement ductile est pris en compte avec le modèle RM. Avant l'amorçage de la déchirure ductile, les profils de contrainte σ_{11} sont identiques entre un matériau dense et un matériau endommageable ($\delta = 1$mm sur cet exemple). Une augmentation du maximum de la contrainte d'ouverture est observée lorsque la déchirure ductile est amorcée ($\delta = 3$mm). Alors que la contrainte d'ouverture diminue avec la déflexion pour un matériau dense, elle augmente avec la propagation de la déchirure ductile. De même, la propagation de la déchirure ductile va provoquer une augmentation de la triaxialité en pointe de fissure qui passe de 1.75 à 1.9 pour une déchirure ductile de 1 mm sur l'exemple étudié. L'effet de cette modification importante des champs locaux sur le déclenchement du clivage est visualisé à travers l'évolution de la probabilité de rupture. L'écart entre la probabilité de rupture obtenue à partir d'un matériau dense et un matériau endommageable apparaît dès l'amorçage de la déchirure ductile, puis s'amplifie fortement à partir d'une avancée ductile de 0.3 mm. La propagation de la déchirure ductile va donc fortement augmenter la probabilité de rupture, d'après les résultats obtenus on peut néanmoins se satisfaire d'un comportement non–endommageable lorsque la déchirure ductile est inférieure à 0.2 mm.

L'évolution des champs locaux pour des propagations ductiles importantes est reportée sur la figure VIII.15. La largeur de l'éprouvette Charpy étant limitée à 10 mm, on s'intéresse à l'évolution de la contrainte d'ouverture et de la déformation plastique lorsque la déchirure ductile approche de la zone de contact éprouvette–marteau. La propagation ductile nécessaire étant très importante, cette étude est effectuée à partir d'une analyse 2DDP. L'endommagement ductile est décrit par le modèle GTN. L'éprouvette est sollicitée avec une vitesse $V_0 = 1\mu\text{ms}^{-1}$. Sur l'exemple étudié, lorsque la déchirure ductile évolue de 2 à 5.5 mm, le maximum de la contrainte d'ouverture reste presque constant, par contre la zone sollicitée par σ_{11} diminue. Cet effet est également mis en évidence à partir de l'évolution de la déformation plastique cumulée en pointe de fissure. La perte de confinement pour une avancée ductile de 5 mm est perçue à partir de la chute de la triaxialité. Ces résultats étant obtenus à partir d'une analyse en 2DDP, ils doivent être validés par un calcul 3D, notamment pour la contrainte d'ouverture qui est supérieure en 3D lorsqu'on a propagation ductile (fig. VIII.10).

La visualisation de l'évolution de la contrainte d'ouverture dans l'épaisseur de l'éprouvette pour différentes déflexions est reportée sur la figure VIII.16. Les isovaleurs présentées sont obtenues avec les modèles RMG et GTNG à $-60°$C et l'hypothèse d'échauffement adiabatique. On rappelle que dans cette analyse, la germination à partir d'une seconde population de particules est prise en compte. L'effet de la modélisation de la germination sur l'évolution de la déchirure ductile est détaillée au paragraphe VIII.3.7. Sur les figures reportées, les éléments rompus[7] ont été enlevés afin de visualiser le front de fissure. Le calcul reproduit bien l'avancée plus rapide au centre de l'éprouvette. Bien entendu, les lèvres de cisaillement ne sont pas reproduites avec les modèles utilisés, bien que le modèle soit capable de reproduire la rupture en cisaillement [Besson et al., 2001], cela nécessiterait un raffinement du maillage impossible à réaliser pour une structure 3D, du moins si l'on veut

[7]Les éléments sont enlevés lorsque la moyenne de la variable Broken sur les 8 points de Gauss est supérieure à 0.4.

conserver des temps calculs non prohibitifs. Le maximum de la contrainte d'ouverture est situé en avant du front de la fissure pendant toute la propagation à une distance d'environ 0.6 mm. Cette distance est en bon accord avec la position moyenne des sites d'amorçage du clivage mesurée expérimentalement (~ 0.5mm).

L'amorçage et la propagation ductile provoquent une modification importante des champs mécaniques locaux. Pour décrire correctement les essais où la propagation ductile est supérieure à 0.2 mm, il est nécessaire d'effectuer des simulations décrivant l'endommagement et son interaction avec le comportement. Les observations expérimentales sur le lieu d'amorçage et la forme générale du front ductile au cours de la propagation sont correctement reproduites à partir de simulations effectuées à $-60°$C avec les modèles GTN et RM en 3D,. Cependant la déchirure ductile par cisaillement qui est observée en fond d'entaille ne peut être reproduite avec les modèles utilisés et la taille de mailles choisie. A partir de ces analyses, il apparaît que le maximum de la contrainte d'ouverture est situé à environ 0.6 mm du front de la déchirure ductile, distance en bon accord avec la position des sites d'amorçage du clivage déterminée expérimentalement.

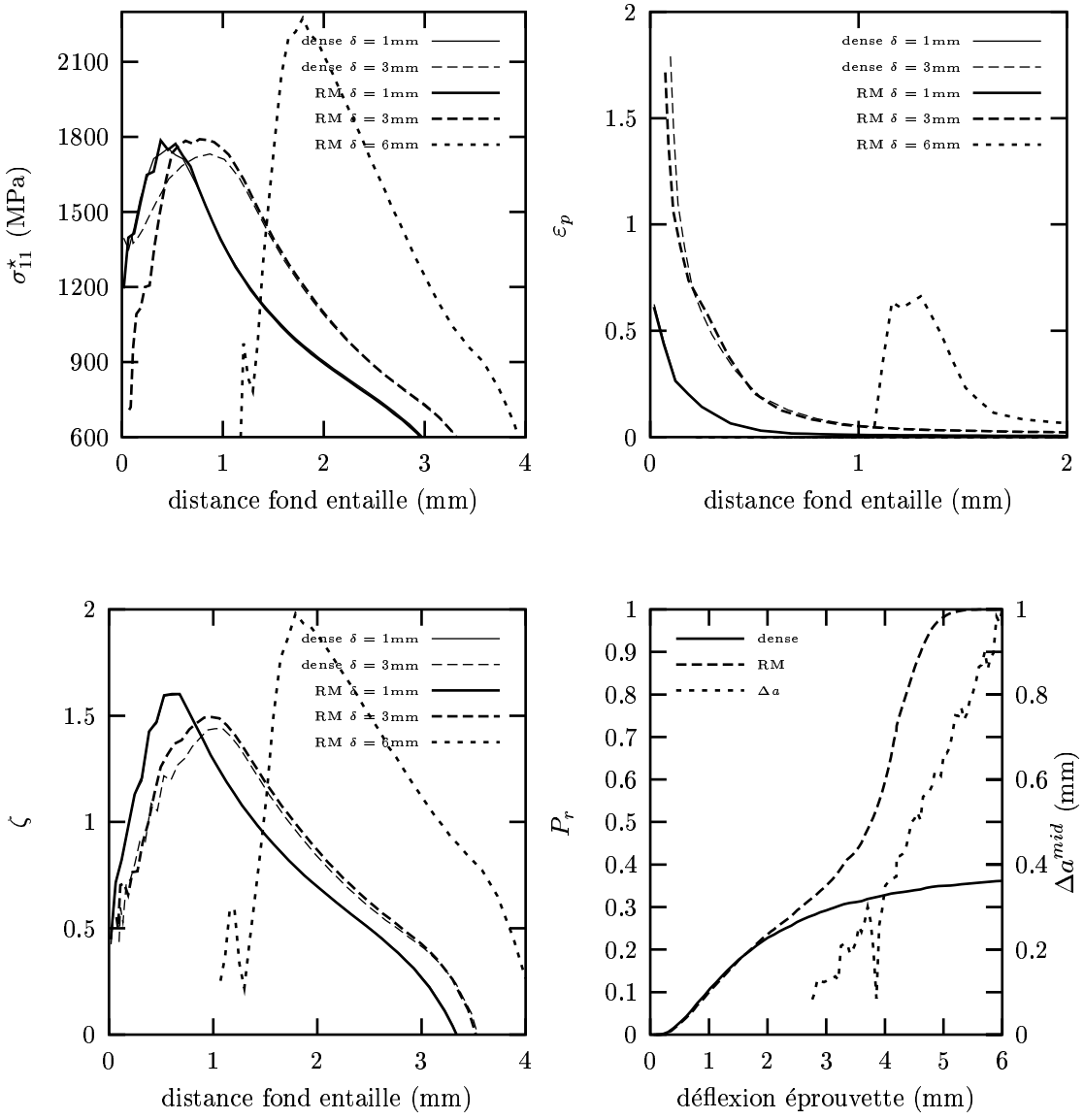


Figure VIII.14 : Effet de la prise en compte de l'endommagement ductile sur les champs locaux et sur la probabilité de rupture (Modèle de Beremin, $m = 20$, $\sigma_u = 2772$ MPa et $V_0 = 0.001\text{mm}^3$) en fonction de la déflexion de l'éprouvette Charpy. **Calcul 2D/3D adiabatique** à $-60°\text{C}$. L'endommagement ductile est pris en compte avec le **modèle RM** ($q_R = 0.92,\ D = 2.2$).

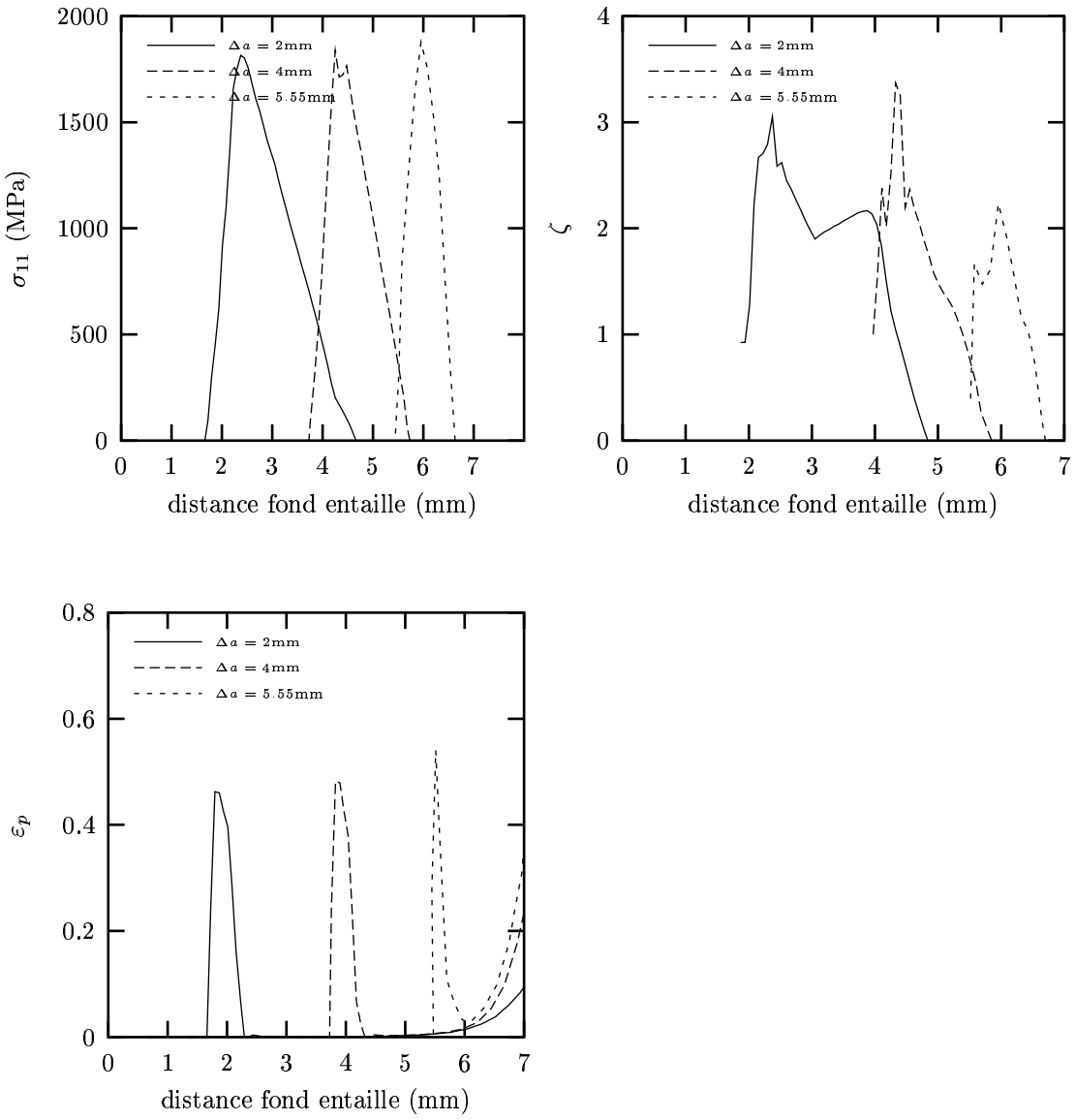


Figure VIII.15 : Effet d'une propagation importante de la déchirure ductile sur les champs locaux. **Modèle GTN** à $-60°$C. **Calcul 2D DP**. Sollicitation quasi–statique. (Paramètres : $f_c = 0.0006,\ \delta = 2$).

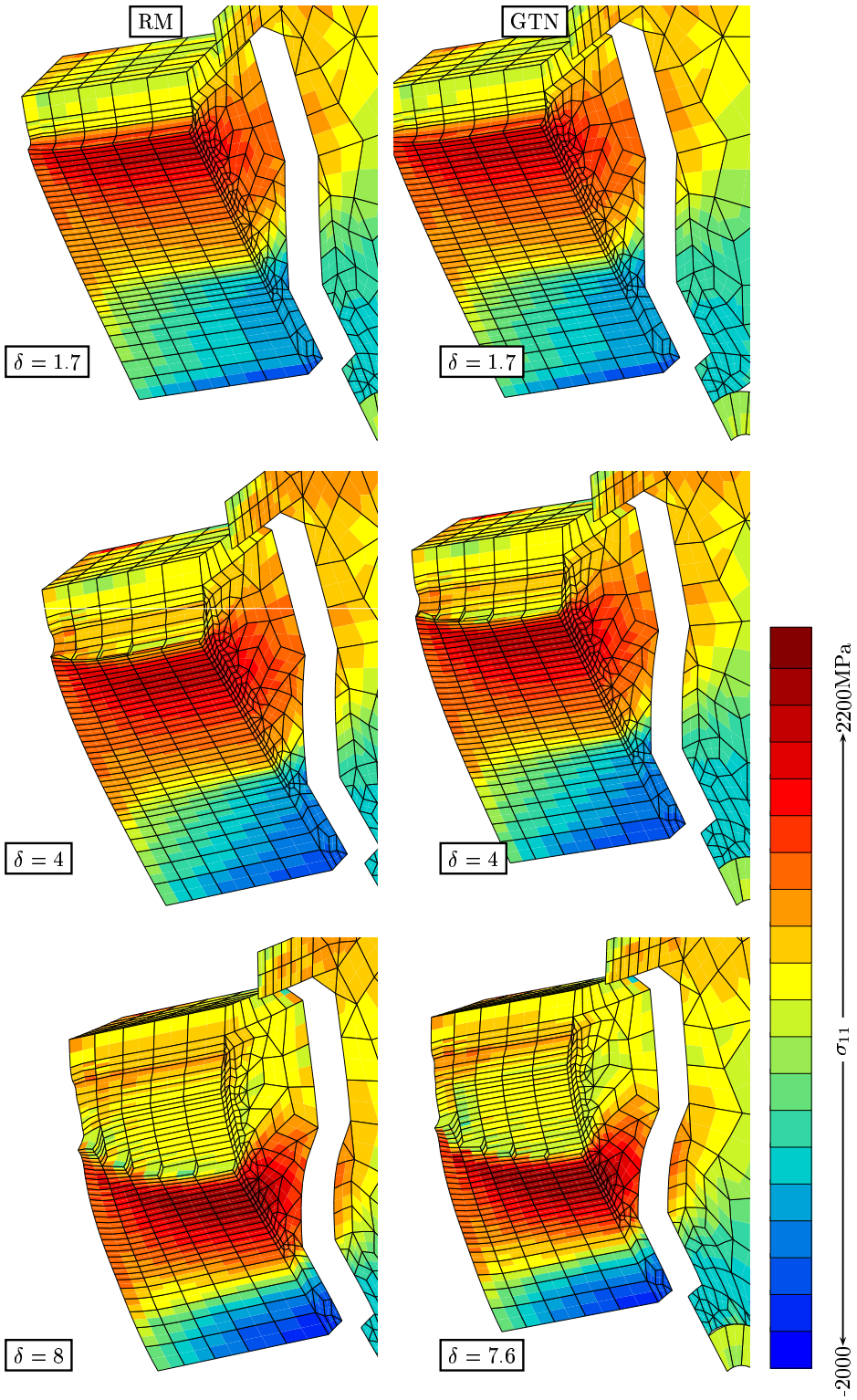


Figure VIII.16 : Isovaleurs de la contrainte d'ouverture σ_{11} pour différentes déflexions à $-60°\mathrm{C}$. **Modèles RMG (à gauche) et GTNG (à droite), échauffement adiabatique.** Les éléments rompus ont été enlevés et permettent de visualiser l'avancée de fissure. (Paramètres : GTNG $f_c = 0.001$, $\delta = 2$; RMG $q_R = 0.89$, $D = 2.2$; germination : 100% des carbures entre $p = 0.5$ et $p = 1.1$).

VIII.3.5 Effet de la température

Les conditions dynamiques de l'essai Charpy en font un test quasiment adiabatique dans la zone en fond d'entaille. A partir de la conversion de l'énergie absorbée par l'éprouvette en échauffement, Norris [Norris, 1979], partant d'une analyse 2DDP avec effets inertiels, indique une élévation de 150°C pour une déflexion de 1.1 mm en fond d'entaille. Lorsqu'on s'éloigne de l'entaille, à une distance de 500 μm, son analyse indique une élévation d'environ 50°C.
Ces résultats sont cohérents avec les élévations de températures que nous avons mesurées expérimentalement au cours de cette étude. De nombreuses études [Schmitt et al., 1994a, Brocks et al., 1995, Mathur et al., 1994, Tvergaard and Needleman, 2000] modélisent l'essai Charpy en considérant un échauffement adiabatique. Cependant, en montrant que l'échauffement est localisé en fond d'entaille et a donc peu d'influence sur le maximum de la contrainte d'ouverture, des études récentes [Rossoll et al., 1996, Tahar et al., 1998] ont montré que dans le domaine des basses températures, où la rupture est essentiellement contrôlée par la plus grande contrainte principale, il était possible de simuler l'essai Charpy en conservant un comportement isotherme. Dans le domaine de la transition ductile–fragile, lorsque la déchirure ductile précède le déclenchement du clivage, l'hypothèse d'échauffement adiabatique doit être examinée très précisément.

Des analyses avec échauffement adiabatique sont ainsi réalisées et on compare les résultats obtenus à ceux issus des analyses isothermes. Dans ces analyses, on ne prend pas en compte dans le tenseur de déformation, de composante due aux déformations thermiques, qui sont considérées comme négligeables.

On reporte sur la figure VIII.17, l'élévation de température calculée sur la face extérieure de l'éprouvette à 120μm du fond de l'entaille et 50μm du plan de symétrie, zone dans laquelle les mesures expérimentales ont été effectuées, en fonction de la déflexion de l'éprouvette et de l'énergie absorbée. La courbe présentée a été obtenue à -60°C. Pour une déflexion de 4 mm, on obtient une température d'environ 150°C, ce qui est tout à fait comparable aux températures mesurées expérimentalement. La courbe présentée sur la figure VIII.17 peut être considérée, en première approximation, comme représentative de l'élévation de température en fond d'entaille sur le bord extérieur d'une éprouvette Charpy au cours de sa déformation. A partir de cette courbe et de la connaissance des déflexions à rupture lorsque l'éprouvette est rompue à différentes températures, on peut estimer les élévations de température au moment de la rupture pour différentes températures d'essai. On se reportera à la figure IV.8 au chapitre IV pour les déflexions à rupture expérimentales en fonction de la température. Pour un essai à -165°C, la déflexion à rupture est de l'ordre de 0.3 mm, l'élévation de température de l'ordre de 4°C pourra être considérée comme négligeable. Pour un essai à -100°, la déflexion à rupture est de l'ordre de 0.9 mm et l'élévation de température de l'ordre de 28°C. Pour un essai à -60°C, la flèche à rupture moyenne est de l'ordre de 5 mm, et l'élévation de température de l'ordre de 290°C. Si on se réfère aux indices TK_{28} et TK_{68}, indices couramment utilisés dans la construction et définis comme les températures pour lesquelles l'énergie est de 28 Joules et 68 Joules respectivement, l'élévation de température sera d'environ 70°C pour TK_{28} et de 250°C pour TK_{68} sur les bords extérieurs de l'éprouvette. Rigoureusement, il aurait fallu calculer

l'élévation de température pour chaque température d'essai, car la déformation plastique obtenue pour $T = -60°C$ surestime certainement celles à plus basses températures, ce qui a pour effet de surestimer les élévations de température. Cependant l'ordre de grandeur de ΔT obtenu pour l'indice TK_{68} souligne l'importance de la prise en compte de l'échauffement adiabatique lors de la simulation de l'essai Charpy pour cette gamme d'énergie.
L'élévation de température obtenue à partir d'une analyse 2DDP est également reportée et montre une forte surestimation vis à vis des valeurs obtenues par l'analyse tridimensionnelle. Dans le cas du comportement endommageable, la température reste constante à partir d'une certaine déflexion. Ceci correspond à l'enlèvement de l'élément des procédures de résolution lorsque l'endommagement y a atteint un certain seuil (voir paragraphe VIII.1.3). Les profils des températures dans l'épaisseur de l'éprouvette sont reportés sur la figure VIII.18 pour des déflexions avant et après l'amorçage ductile. Lorsque le matériau n'est pas endommagé, l'échauffement est maximum en fond d'entaille au centre de l'éprouvette, puis lorsque la déchirure ductile se propage, le maximum de la température se déplace vers les bords libres de l'éprouvette où la déformation plastique est alors maximale. De plus, lors de la propagation ductile, l'échauffement en pointe de fissure au centre de l'éprouvette diminue légèrement avec l'avancée de la déchirure ductile (fig. VIII.19).

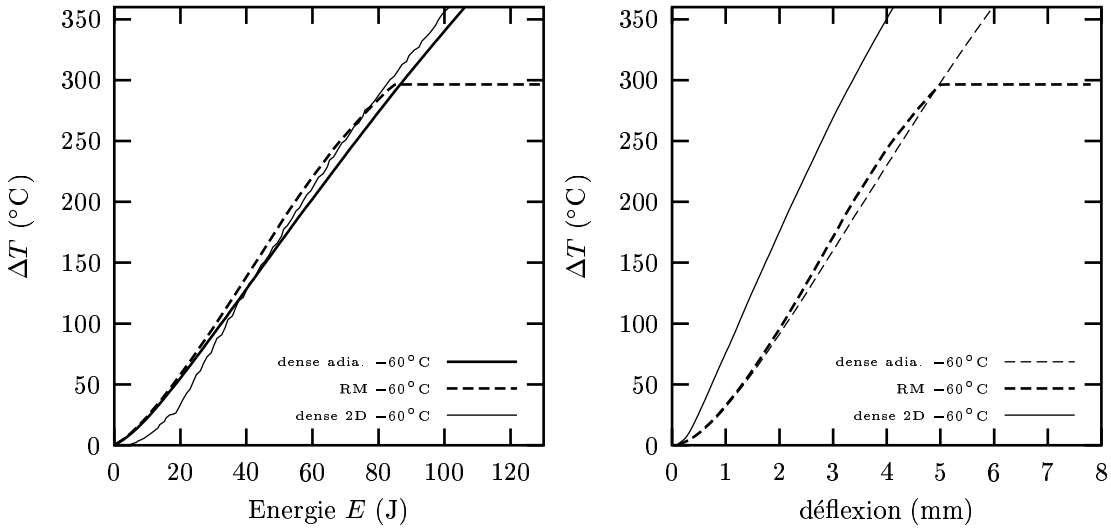


Figure VIII.17 : Elévation de la température en un point de la face extérieure de l'éprouvette situé à 120μm sous l'entaille et 50μm du plan de symétrie, en fonction de la déflexion et de l'énergie absorbée. **Calcul adiabatique avec et sans endommagement**. L'évolution de la température donnée par un calcul 2D DP est également reportée. Dans le cas où l'endommagement est modélisé, la variable T n'est plus calculée lorsque l'élément est rompu.

Dans le cas d'un matériau dense, l'effet de l'échauffement sur les grandeurs globales et locales est reporté sur la figure VIII.20. Les résultats reportés sont issus d'une analyse 2DDP. L'échauffement adiabatique a peu d'effet sur l'évolution de la charge, du moins

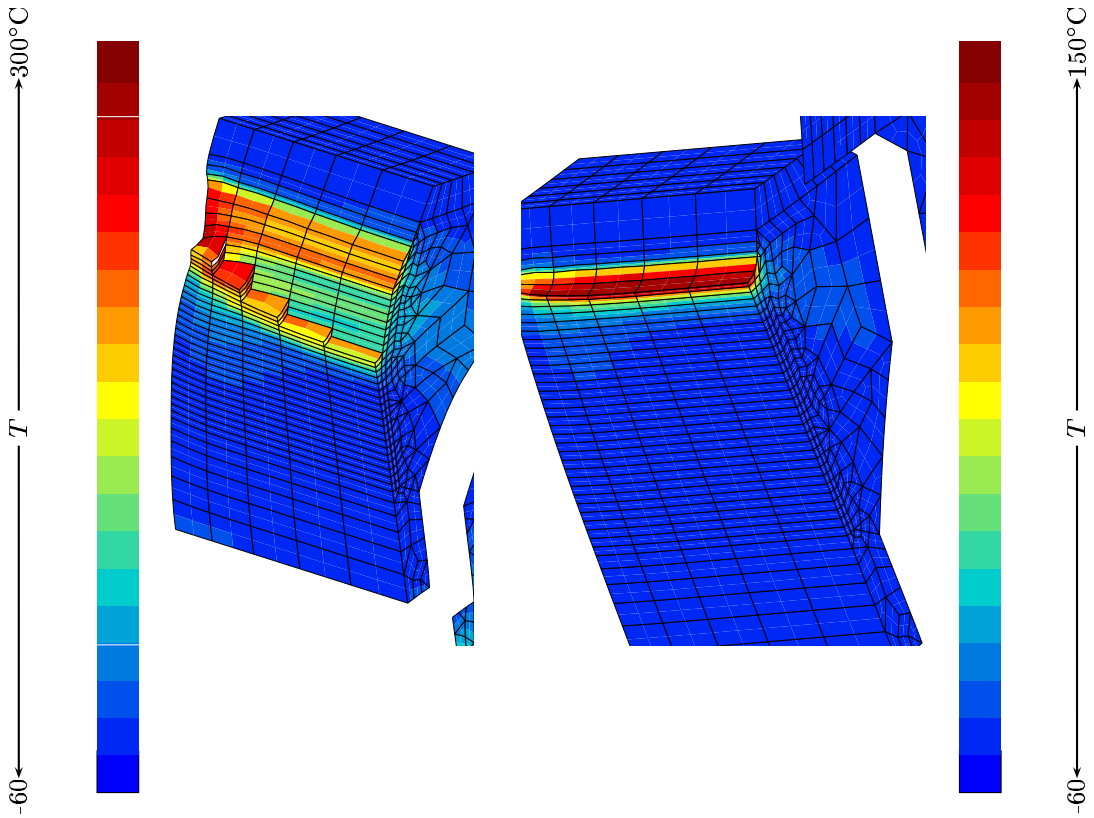


Figure VIII.18 : Profils de températures dans l'épaisseur de l'éprouvette Charpy avant (à droite) et après (à gauche) l'amorçage de la déchirure ductile.

jusqu'à la déflexion calculée ($\delta = 4$ mm). L'écart sur la charge est de 2% et de 9% pour des déflexions de 1 et 4 mm respectivement, ce qui correspond à un écart sur l'énergie de 0.4% et 5%. Rappelons que pour $\delta = 4$mm, il y a déjà apparition d'endommagement ductile. La température est maximale en fond d'entaille et décroît rapidement lorsqu'on s'en éloigne. Pour une déflexion de 1 mm, l'élévation de température provoque une diminution de la contrainte d'ouverture dans une zone confinée en fond d'entaille, le maximum de σ_{11} est peu affecté par l'échauffement. Pour une déflexion de 3 mm, la zone sur laquelle la contrainte d'ouverture est affectée par l'élévation de température est plus importante, le maximum de σ_{11} est également plus faible. L'effet de l'échauffement adiabatique sur la probabilité de rupture montre que celle–ci est déjà sensible à l'élévation de température pour une déflexion de 1 mm, l'écart augmentant avec la déflexion. Au delà de 2 mm, l'apparition d'endommagment ductile modifiera l'évolution de P_r.
L'effet de l'échauffement sur l'amorçage et la propagation ductile est étudié à partir d'une analyse 2DDP avec le modèle GTN (fig. VIII.21). L'échauffement provoque un amorçage plus rapide de la déchirure ductile. Puis la propagation est plus rapide dans le cas isotherme, ce qui est un résultat assez surprenant. La propagation plus rapide est visible à partir de l'évolution du chargement qui montre une chute plus rapide de la charge dans le cas isotherme. L'évolution de la contrainte d'ouverture en fond d'entaille pour différentes déflexions montre que le développement plus rapide de l'endommagement en conditions adiabatiques provoque un adoucissement de la contrainte en fond d'entaille, cependant

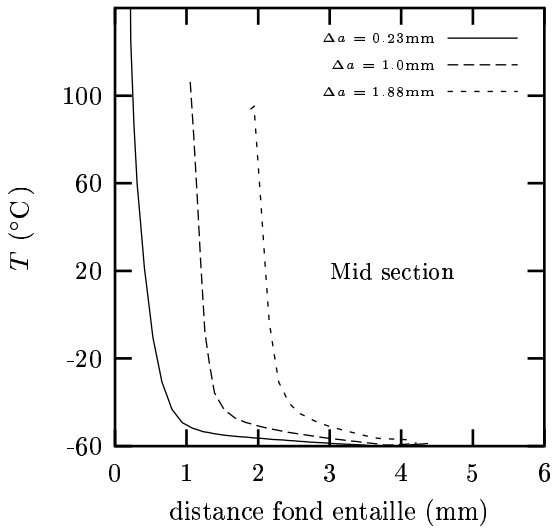


Figure VIII.19 : Evolution de la température le long du ligament au centre de l'éprouvette Charpy pour différentes avancées ductiles. **Calcul 2D/3D dynamique adiabatique** à $-60°C$ avec le **modèle RMG**.

le maximum de la contrainte est peu affecté. Lorsque la déflexion augmente, la zone où l'endommagement se développe est plus importante en adiabatique et l'amorçage de la déchirure se produit plus rapidement. Pour une déflexion de 6 mm, l'avancée de la déchirure est plus importante en isotherme, ce qui se traduit par la position du maximum de la contrainte par rapport au fond d'entaille, qui est plus éloignée en isotherme.
L'effet de l'échauffement à la pointe de la fissure est analysé à partir de l'évolution de σ_{11} et ε_p pour des avancées ductiles identiques (fig. VIII.22). A même avancée ductile, la contrainte d'ouverture est plus élévée dans le cas isotherme, on a un écart d'environ 400 MPa pour Δa=0.3 mm. L'écart sur la contrainte diminue avec l'avancée ductile. Cette diminution s'explique par la réduction la déformation plastique en pointe de fisssure avec la propagation, l'élévation de température sera de moins en moins importante avec l'avancée ductile. L'effet de la prise en compte de l'échauffement sur la probabilité de rupture est également reporté sur la figure VIII.22. L'analyse isotherme conduit à une probabilité de rupture plus élevée pour une même déflexion et va donc conduire à une sous–estimation de la déflexion à rupture. Les tendances observées à partir de l'analyse 2DDP sont confirmées en 3D comme le montre la figure VIII.23 où l'on a reporté l'avancée ductile et la probabilité de rupture en fonction de la déflexion de l'éprouvette.

L'effet de la prise en compte de l'échauffement adiabatique montre peu de différence par rapport à une analyse menée avec un comportement isotherme si on s'interesse uniquement aux grandeurs globales telles que la charge ou l'énergie [Sainte Catherine et al., 2000]. Cependant si l'échauffement, localisé en fond d'entaille, a peu d'effet sur le maximum de la contrainte d'ouverture tant que l'amorçage ductile n'a pas eu lieu, il va favoriser cet amorçage et donc modifier les champs mécaniques locaux par rapport à une analyse isotherme (fig. VIII.21, VIII.22, VIII.23). L'amorçage plus rapide de la déchirure ductile

va modifier l'évolution de la probabilité de rupture obtenue à partir du modèle de Beremin (fig. VIII.22, VIII.23). Au niveau local, l'amorçage de la déchirure rapproche le maximum de la contrainte d'ouverture de la pointe de fissure, ce qui se traduit par un effet important de la température sur le maximum de σ_{11} (fig. VIII.22). L'effet de la température va cependant diminuer au cours de la propagation avec la diminution de la déformation plastique à la pointe de la fissure.

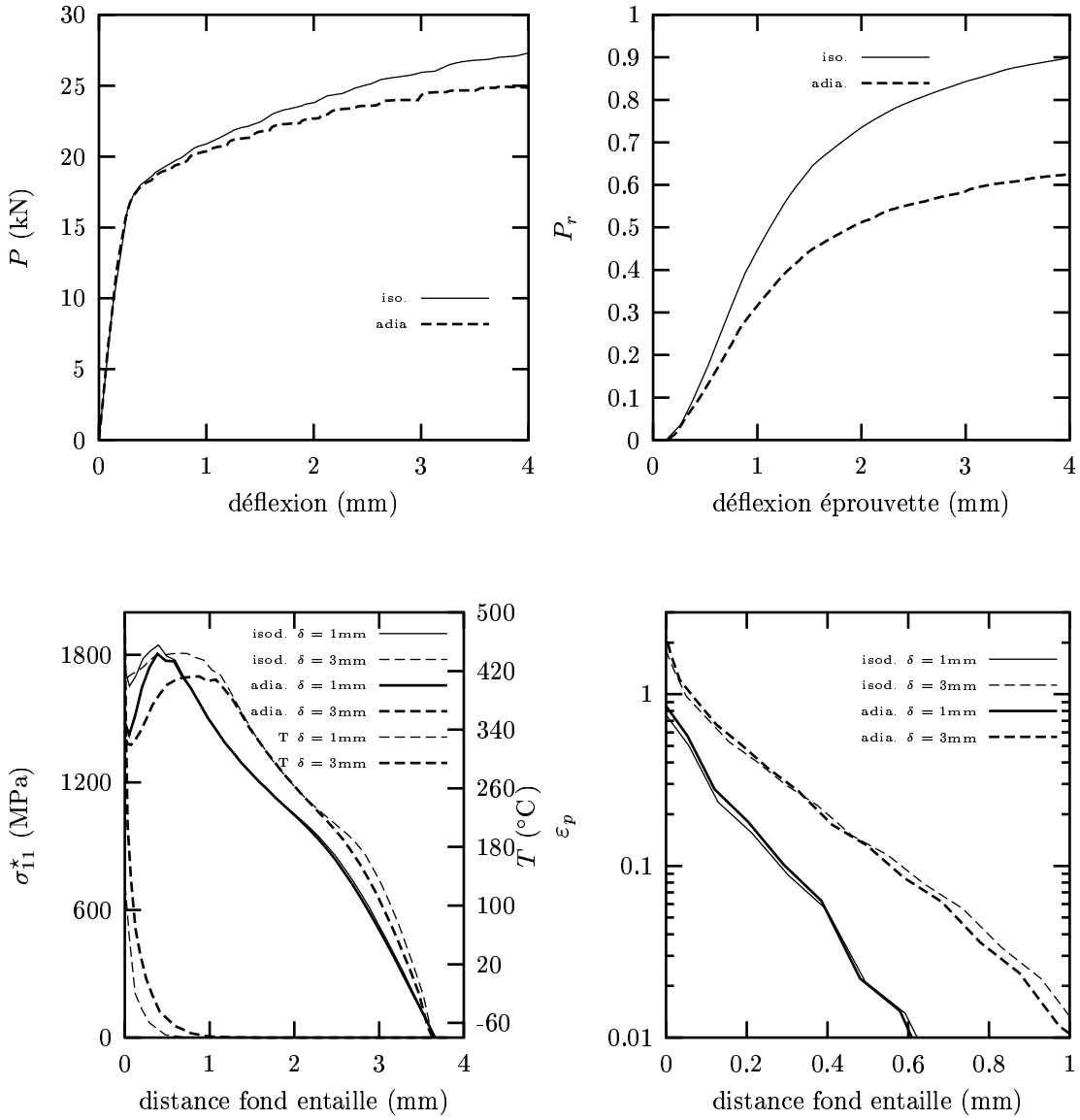


Figure VIII.20 : Effet de l'échauffement adiabatique pour un **matériau dense** pour $\delta = 1$mm et $\delta = 3$mm. **Calcul 2D DP** à $-80°$C. Modèle de Beremin appliqué avec $m = 20$, $\sigma_u = 2772$ MPa et $V_0 = 0.001\text{mm}^3$.

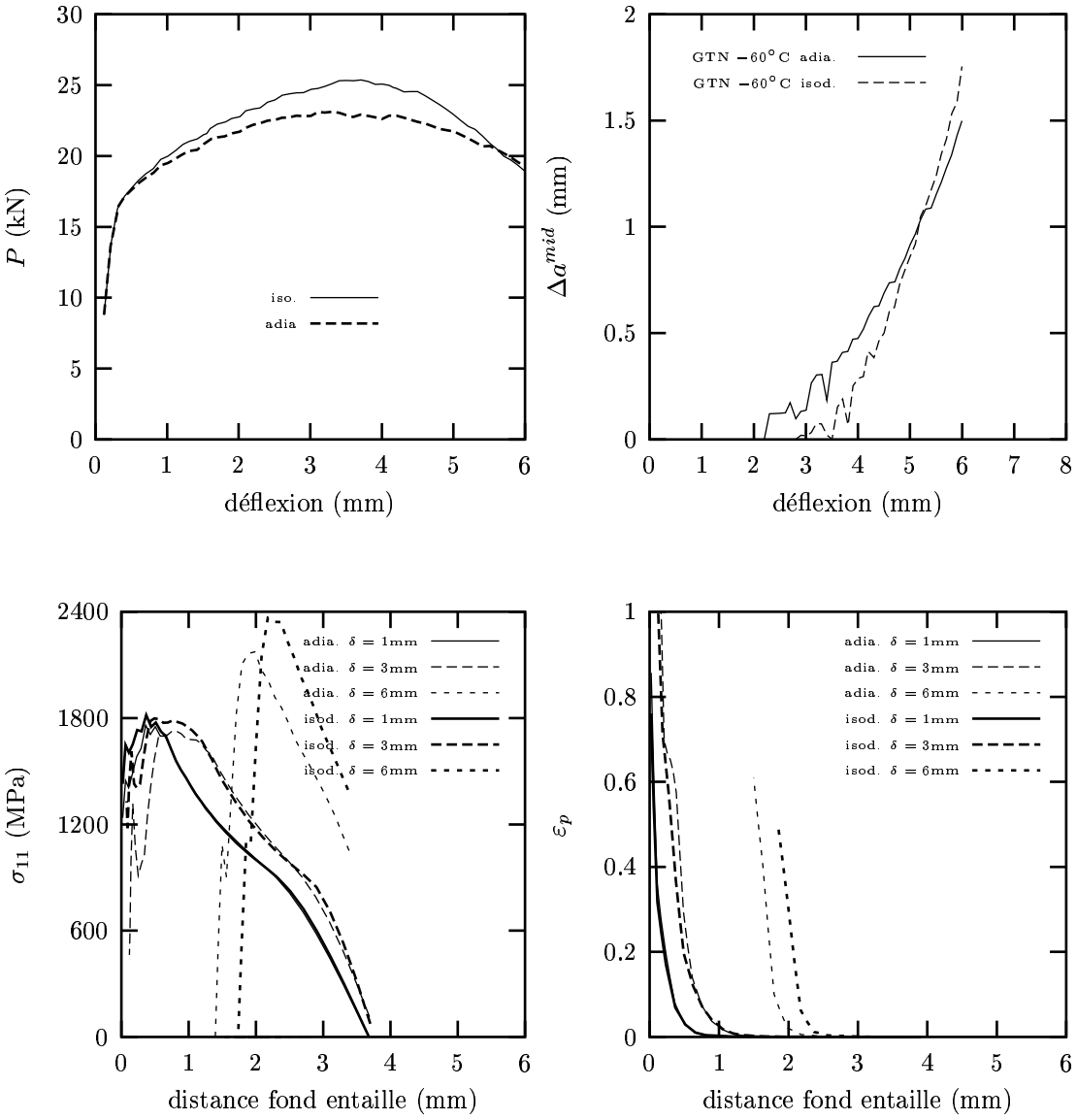


Figure VIII.21 : Effet de l'échauffement adiabatique sur les grandeurs globales et locales pour des flèches identiques. **Modèle GTN. Calcul 2D DP** (Paramètres : $f_c = 0.0006$, $\delta = 2$). $T = -60°\mathrm{C}$.

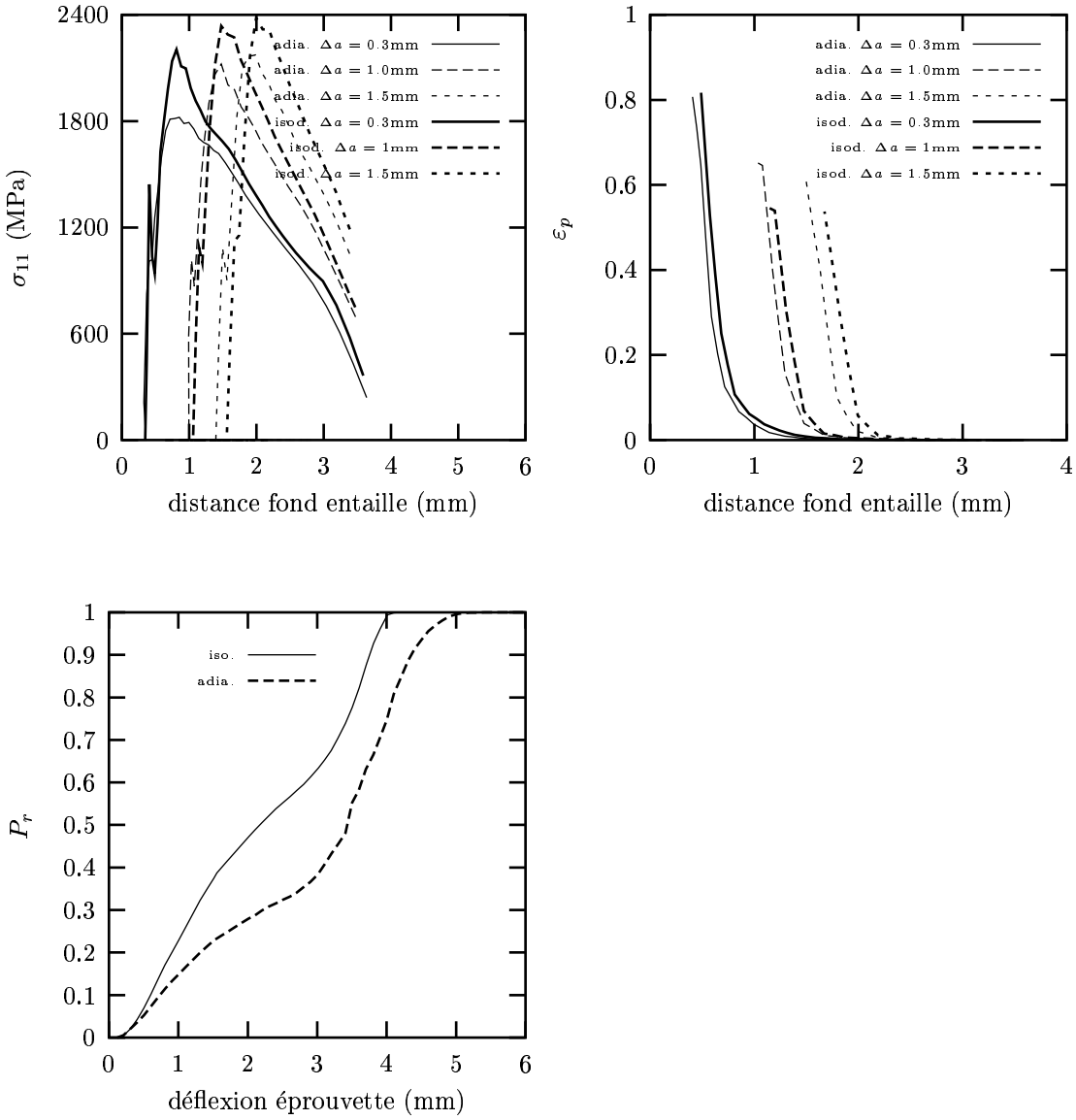


Figure VIII.22 : Effet de l'échauffement adiabatique pour des avancées ductiles identiques. **Modèle GTN. Calcul 2D DP** (Paramètres : $f_c = 0.0006$, $\delta = 2$). $T = -60°\mathrm{C}$. Modèle de Beremin appliqué avec $m = 20$, $\sigma_u = 2772$ MPa et $V_0 = 0.001\mathrm{mm}^3$.

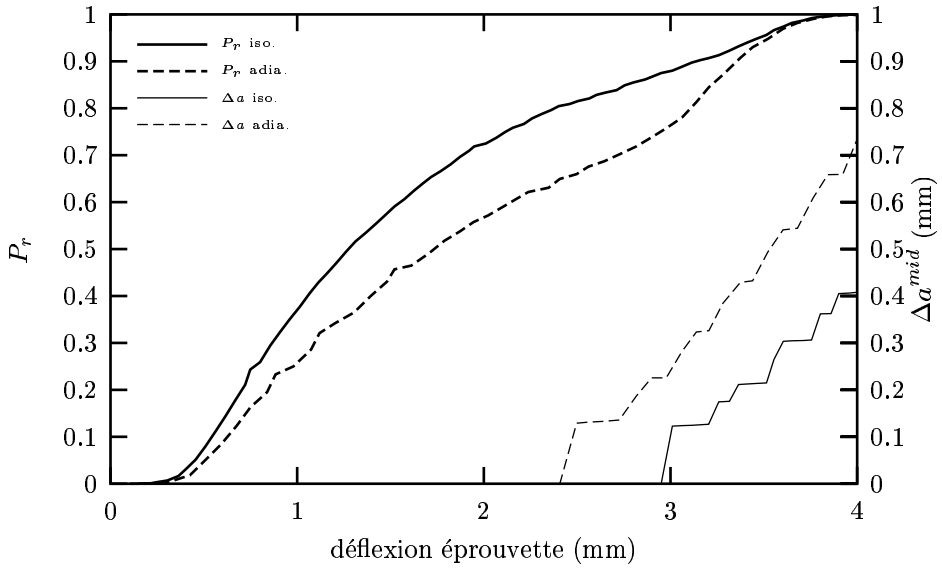


Figure VIII.23 : Effet de l'échauffement adiabatique sur la déchirure ductile et la probabilité de rupture. Modèle GTN. Calcul 2D/3D (Paramètres : $f_c = 0.0006$, $\delta = 2$). $T = -80°\mathrm{C}$. Modèle de Beremin appliqué avec $m = 20$, $\sigma_u = 2772$ MPa et $V_0 = 0.001\mathrm{mm}^3$.

A une échelle plus petite, la croissance d'une cavité à la pointe d'une fissure est accélérée par un comportement adiabatique [Basu and Narasimhan, 1999], cet effet étant d'autant plus important que la limite d'écoulement du matériau est élévée. Pour séparer les effets dûs à l'échauffement des effets complexes résultant de la présence d'une fissure dans une structure, des calculs sur cellule élémentaire ont été réalisés. La géométrie et les conditions de chargement de la cellule sont présentées sur la figure VIII.24. Les dimensions de la cellule (L : hauteur, R : rayon) sont choisies initialement identiques ($L_0 = R_0$). La fraction volumique initiale est égale à 0.001. La cellule est chargée avec une vitesse de déplacement constante dans la direction axiale ($\dot{L}$) et la pression radiale, Σ_{rr} est contrôlée pour obtenir un taux de triaxialité constant[8]. Les calculs de cellule ont été réalisés avec une triaxialité $\zeta = 1$ pour, d'une part, une matrice avec un comportement indépendant de la vitesse et pour, d'autre part, différentes vitesses de déformation $\dot{L}/L_0 = 10^{-3},\ 10^{0},\ 10^{+3}\ \mathrm{s}^{-1}$. On compare l'évolution de la porosité avec un comportement de la matrice isotherme ou adiabatique.

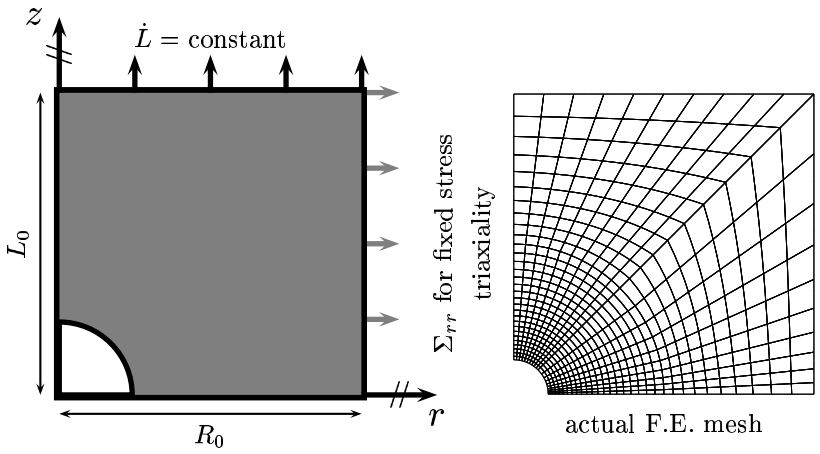


Figure VIII.24 : Géométrie et conditions de chargement de la cellule élémentaire et du maillage éléments finis.

Les résultats sont reportés sur la figure VIII.25. Sur le graphe b, on compare l'évolution de la porosité pour un rapport $\Delta L/L_0 = 0.8$ entre une anlyse isotherme et adiabatique en fonction de la vitesse de sollicitation. Ce graphe montre que la croissance de la porosité est plus rapide dans le cas adiabatique que dans la cas isotherme et ce, quelle que soit la vitesse de sollicitation $\dot{L}/L_0$. Cependant l'écart entre les deux analyses dépend de la vitesse de sollicitation. Dans le cas isotherme, une étude précédente [Tanguy and Besson, 2001] a montré que la croissance de la porosité était ralentie lorsque la vitesse de déformation macroscopique augmentait. Les résultats reportés sur le graphe a et sur le graphe b pour une rapport $\Delta L/L_0 = 0.8$, montrent une compétition entre l'effet de vitesse et

[8] Le chargement global étant axisymétrique, le tenseur macroscopique des contraintes est donné par $\underset{\sim}{\mathbf{\Sigma}} = \begin{pmatrix} \Sigma_{rr} & 0 & 0 \\ 0 & \Sigma_{rr} & 0 \\ 0 & 0 & \Sigma_{zz} \end{pmatrix}$. Σ_{rr} est contrôlé tel que $\Sigma_{zz} > \Sigma_{rr}$, le taux de triaxialité macroscopique est donc donné par $\zeta = \frac{1}{3}\frac{\Sigma_{zz}+2\Sigma_{rr}}{\Sigma_{zz}-\Sigma_{rr}}$.

l'effet d'échauffement. Lorqu'on augmente la vitesse de sollicitation de $\dot{L}/L_0 = 10^{-3}$ à $\dot{L}/L_0 = 10^0$, la croissance de la porosité est ralentie, c'est l'effet de vitesse qui l'emporte. Puis lorqu'on passe de $\dot{L}/L_0 = 10^0$ à $\dot{L}/L_0 = 10^{+3}$, l'évolution de la porosité augmente à nouveau, pour se rapprocher de l'évolution obtenue avec un comportement indépendant de la vitesse de sollicitation. Au niveau de la croissance de la porosité, on a donc quasiment une neutralisation entre les effets de vitesse et les effets de la température. Les isovaleurs de la contrainte σ_{zz} pour une déformation $\Delta L/L_0 = 0.8$ sont également reportées sur cette figure. Il apparaît d'une part que le maximum de la contrainte σ_{zz} est plus éloigné de la cavité dans le cas adiabatique car la porosité est plus importante et, d'autre part, que la valeur maximum de σ_{zz} est plus élévée dans le cas de l'analyse isotherme.
Ces résulats obtenus sur cellules élémentaires permettent de retrouver les tendances observées sur structure. Soulignons cependant, d'une part, qu'aucun des modèles d'endommagement utilisés ne prend en compte une sensibilité de la croissance de la porosité à la vitesse de déformation plastique. Les résultats obtenus sur structure résultent d'un effet de localisation, qui est sensible à la vitesse de déformation et aux élévations de températures. D'autre part, lors des calculs sur cellules, l'échauffement est localisé autour de la cavité, l'hypothèse d'échauffement adiabatique à cette échelle est très forte. Les résultats présentés doivent être interprétés uniquement qualitativement.

La prise en compte de l'échauffement adiabatique lors de la simulation de l'essai Charpy dans le domaine de la transition ductile–fragile conduit à une faible différence sur l'énergie absorbée par l'éprouvette. Lorsque la rupture a lieu avant l'amorçage de la déchirure ductile, l'élévation de température modifie peu les valeurs du maximum de la contrainte d'ouverture en fond d'entaille mais, au delà d'une déflexion de 1 mm, elle conduit néanmoins à une probabilité de rupture plus faible à déflexion imposée. L'échauffement adiabatique accélére l'amorçage ductile en fond d'entaille et modifie les champs mécaniques locaux par rapport à une analyse isotherme, ce qui implique également une modification de l'évolution de la probabilité de rupture.
Des calculs réalisés sur cellule élémentaire ont montré que la croissance de la porosité était plus rapide lorsque l'échauffement adiabatique était pris en compte, ce qui permet d'expliquer qualitativement les tendances observées sur structure. Ces calculs ont également mis en évidence une compétition complexe entre l'effet d'échauffement et l'effet de la vitesse de déformation, qui peuvent parfois se neutraliser et donner des évolutions de la porosité très proches. L'examen des isovaleurs de la contrainte σ_{zz} montre néanmoins que les valeurs maximum obtenues en isotherme et adiabatique sont différentes.
D'après les résultats obtenus, il apparaît donc nécessaire de prendre en compte l'échauffement adiabatique dans le domaine de la transition ductile–fragile pour décrire correctement les champs mécaniques locaux, à partir desquels on appliquera un critère de rupture.

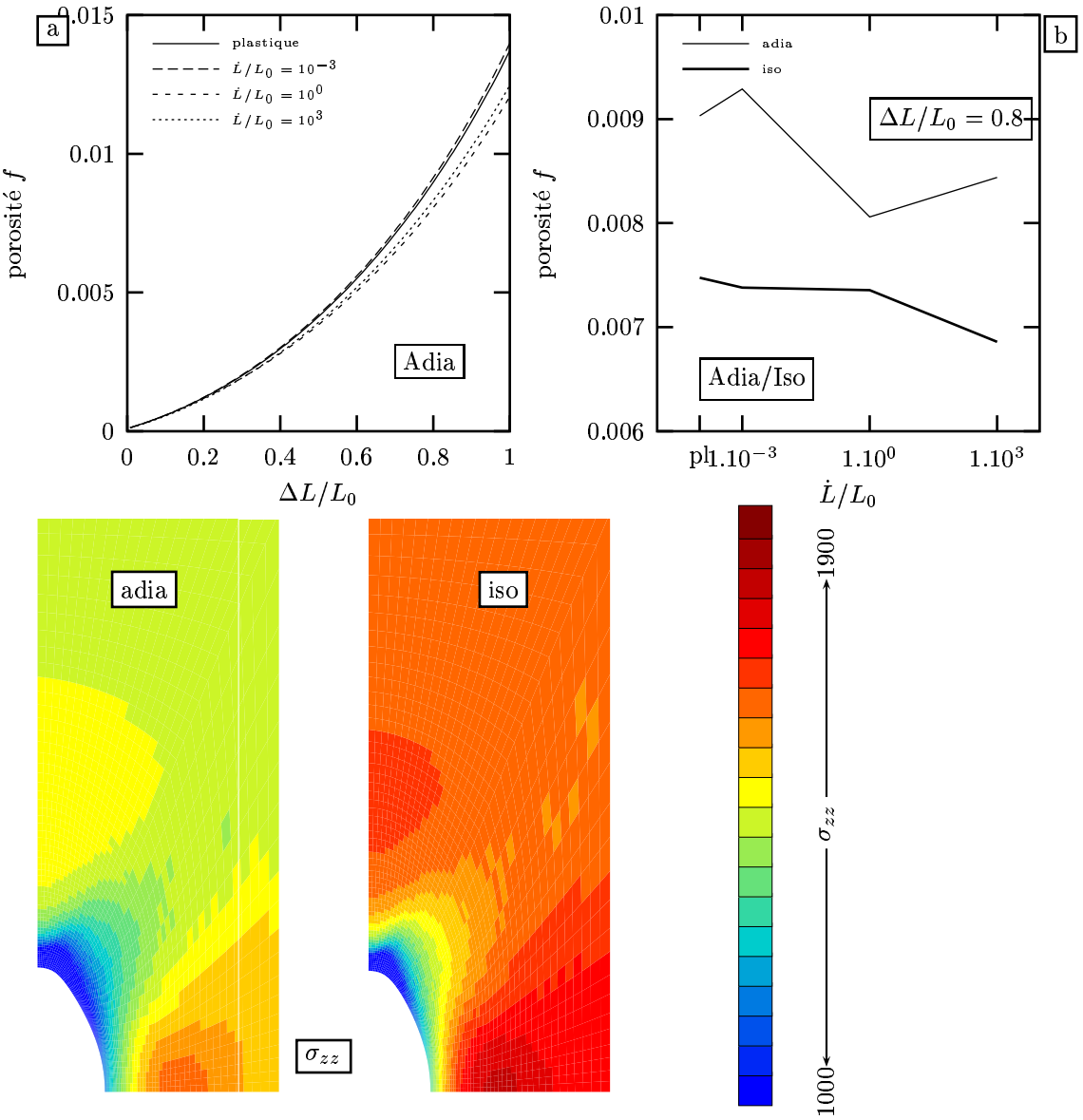


Figure VIII.25 : Effet de l'échauffement adiabatique et de la vitesse de sollicitation sur l'évolution de la porosité. Isovaleurs de la contrainte σ_{zz} pour $\Delta L/L_0 = 0.8$. Calcul sur cellule élémentaire.

VIII.3.6 Sollicitation quasi–statique versus dynamique : Analyse des champs locaux

L'étude expérimentale a mis en évidence que les courbes de résilience obtenues en sollicitations quasi–statique et dynamique ne présentaient pas de décalage en température dans le domaine de la transition ductile–fragile et que l'indice TK_7 était très proche pour ces deux vitesses. Pourtant, le comportement de l'acier 16MND5 est sensible à la vitesse de déformation, ce qui se traduit par un écart sur les énergies au plateau bas et haut de la courbe de résilience. Les résultats expérimentaux ont également mis en évidence un effet de la vitesse de sollicitation sur l'avancée ductile à même énergie et des élévations de températures importantes en fond d'entaille qui modifient les champs mécaniques locaux comme cela a été mis en évidence dans le paragraphe précédent. L'absence d'effet de fragilisation dû à la vitesse de sollicitation dans le domaine de la transition résulte donc d'une combinaison complexe de plusieurs facteurs. C'est pourquoi, la comparaison des champs locaux entre une analyse statique et dynamique est effectuée dans cette partie. L'effet de vitesse est également étudié.

Tous les résultats présentés sont obtenus avec un comportement élastoviscoplastique. La vitesse de sollicitation est introduite en modifiant le temps nécessaire pour atteindre une déflexion donnée. Les calculs dynamique et quasi–statique correspondent à une vitesse de sollicitation $V_0 = 5\text{ms}^{-1}$ et $V_0 = 1\mu\text{ms}^{-1}$, respectivement.

a) Effet de la vitesse de sollicitation sur les champs locaux

On s'intéresse tout d'abord à l'effet de la vitesse de sollicitation sur les champs locaux dans un matériau dense. On reporte sur les figures VIII.26 et VIII.27 les champs locaux obtenus à partir d'une sollicitation quasi–statique et dynamique avec échauffement adiabatique à déflexion et énergie identiques, successivement. Pour une même déflexion (fig VIII.26), les profils de déformation plastique et de triaxialité sont quasiment identiques. La plus grande contrainte principale σ_I obtenue en quasi–statique et en dynamique est très proche sur la valeur en fond d'entaille et sur la position de son maximum. Par contre, l'effet de la vitesse de sollicitation entraine une augmentation importante de la valeur du maximum de la contrainte en conditions dynamiques par rapport aux conditions quasi–statiques, ce qui met en évidence la sensibilité du matériau à la vitesse de déformation. Pour une même énergie de 60 J (fig. VIII.27), c'est à dire pour des déflexions $\delta = 2.93$mm en dynamique et $\delta = 3.79$ mm en quasi–statique, la taille de la zone plastique est un peu plus importante en conditions quasi–statiques, mais la valeur de la plus grande contrainte principale reste plus élévée en conditions dynamiques.
L'analyse des champs de contraintes en fond d'entaille à partir d'un matériau dense ne permet donc pas d'expliquer l'absence de décalage des courbes de résilience dans le domaine de la transition. Cependant pour les déflexions étudiées, on a déjà amorçage d'endommagement ductile en fond d'entaille.

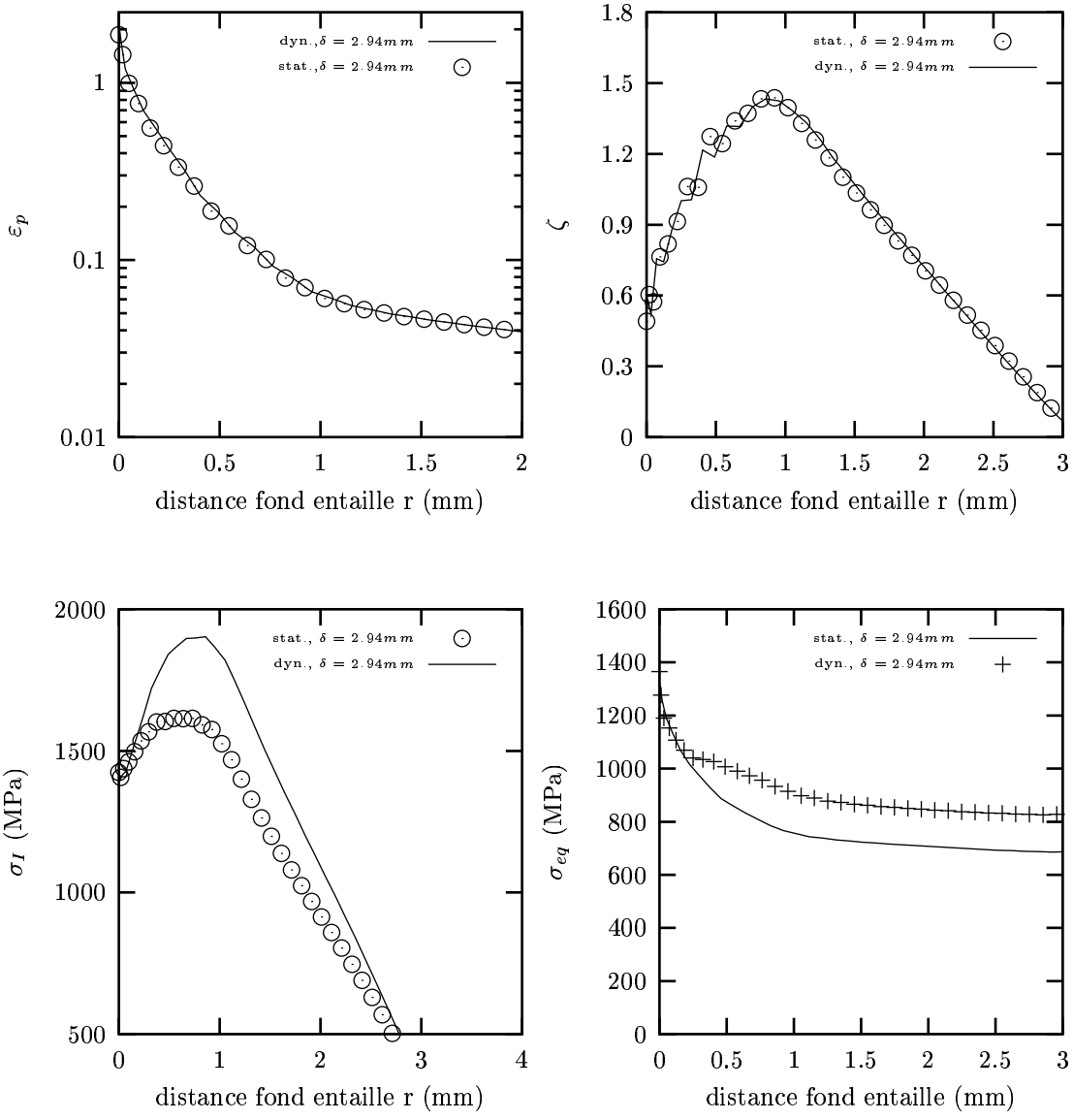


Figure VIII.26 : Effet de la vitesse de sollicitation. Comparaison des grandeurs locales dans la section médiane entre un calcul statique isotherme et un calcul dynamique adiabatique pour des déflexions identiques. **Matériau dense**, $T = -80°\mathrm{C}$. Calcul 2D/3D.

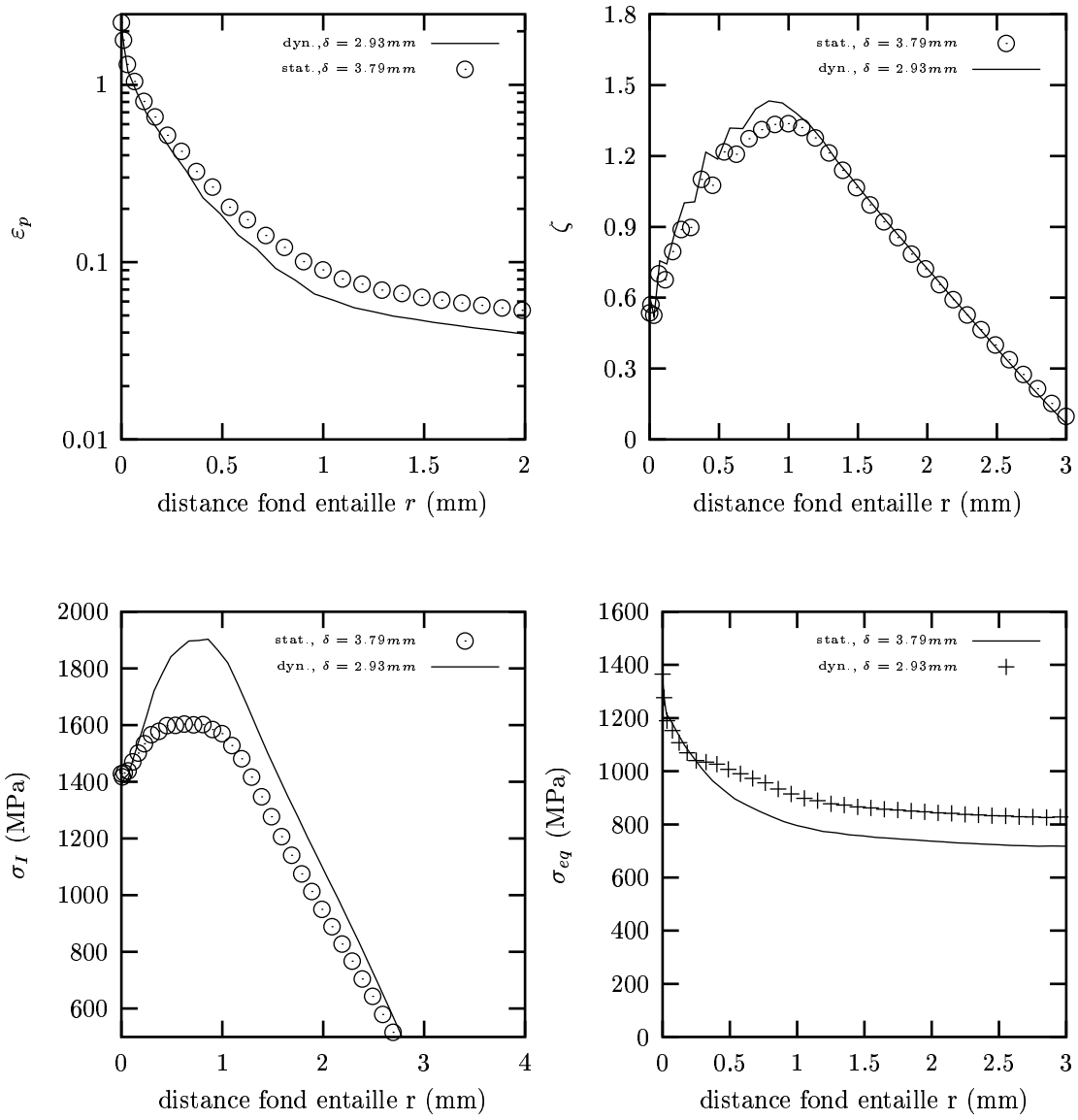


Figure VIII.27 : Effet de la vitesse de sollicitation. Comparaison des grandeurs locales entre un calcul statique isotherme et un calcul dynamique adiabatique pour des déflexions donnant la même énergie (E=60 J). **Matériau dense**, $T = -80°\mathrm{C}$. Calcul 2D/3D.

On s'intéresse maintenant à un matériau endommageable. On reporte sur la figure VIII.28, les profils de contraintes et de déformations en fond d'entaille obtenus à partir des modèles RM et GTN à $-60°C$ en conditions quasi–statiques et dynamiques adiabatiques. Les profils sont calculés pour des avancées ductiles identiques. A l'amorçage de la déchirure ductile ($\Delta a = 0.2$ mm), la contrainte d'ouverture est plus élevée en dynamique même si l'écart est plus faible que celui observé sur les figures VIII.26 et VIII.27. Lorsque la déchirure ductile se propage, la valeur maximale de la contrainte d'ouverture en quasi–statique se rapproche de celle obtenue en dynamique dès une avancée ductile de 1 mm. On note cependant que pour une même contrainte σ_{11}, la zone "explorée" (volume) est plus importante en dynamique qu'en quasi–statique. Cette zone d'exploration plus importante est due à la déformation plastique à la pointe de la fissure, dont la valeur est plus élevée dans le cas d'une sollicitation dynamique et dont l'étendue est plus importante en avant de la fissure.

La comparaison des profils de contrainte et de déformation plastique à même valeur d'énergie est reportée sur la figure VIII.29. Deux valeurs d'énergie de 77 et 93 Joules ont été choisies car elles correspondent à l'énergie à rupture d'essais dynamiques et statiques à $-60°C$. Pour ces énergies, l'avancée ductile est différente en quasi–statique et en dynamique. Elle est de 0.65 mm et 1.43 mm pour des énergies de 77 et 93 J en quasi–statique et de 0.58 mm et 0.93 mm en dynamique. Les profils de la contrainte σ_{11} montrent que pour une même énergie, les valeurs maximales de la contrainte sont quasiment identiques et même un peu supérieures en quasi–statique. Pour une contrainte donnée, la largeur du profil est plus étroite en quasi–statique et ce, d'autant plus que la propagation ductile est importante. Par contre, pour les deux énergies étudiées, les valeurs de la déformation plastique sont plus élevées en dynamique. Les isovaleurs de la contrainte d'ouverture en conditions quasi–statique et dynamique, pour une énergie de 93 Joules sont reportées sur la figure VIII.30. Sur cette figure, les éléments rompus ont été enlevés afin de visualiser le front de fissure dans l'épaisseur de l'éprouvette.

L'évolution de l'avancée ductile en fonction de la vitesse de sollicitation à énergie donnée est reportée sur la figure VIII.31. Cette courbe a été établie à partir des résultats obtenus avec le modèle RM. Cette figure est à comparer avec la figure IV.14b du chapitre IV qui montre que pour une même énergie l'avancée ductile en quasi–statique est plus importante qu'en dynamique au delà d'une énergie d'environ 60 Joules. Les résultats obtenus avec la simulation permettent de bien reproduire cette observation expérimentale.

L'étude des champs mécaniques locaux a montré que pour une même énergie à $-60°C$, la combinaison complexe de plusieurs facteurs : l'échauffement adiabatique, la sensibilité à la vitesse de déformation, l'écrouissage, l'avancée ductile conduisent à une valeur de la contrainte d'ouverture maximale en pointe de fissure très proche en sollicitations quasi–statique et dynamique. Le clivage étant déclenché par la contrainte d'ouverture, cette analyse mécanique permet d'expliquer en partie pourquoi le matériau de cette étude ne montre pas de décalage des courbes de résilience dans le domaine de la transition ductile–fragile.

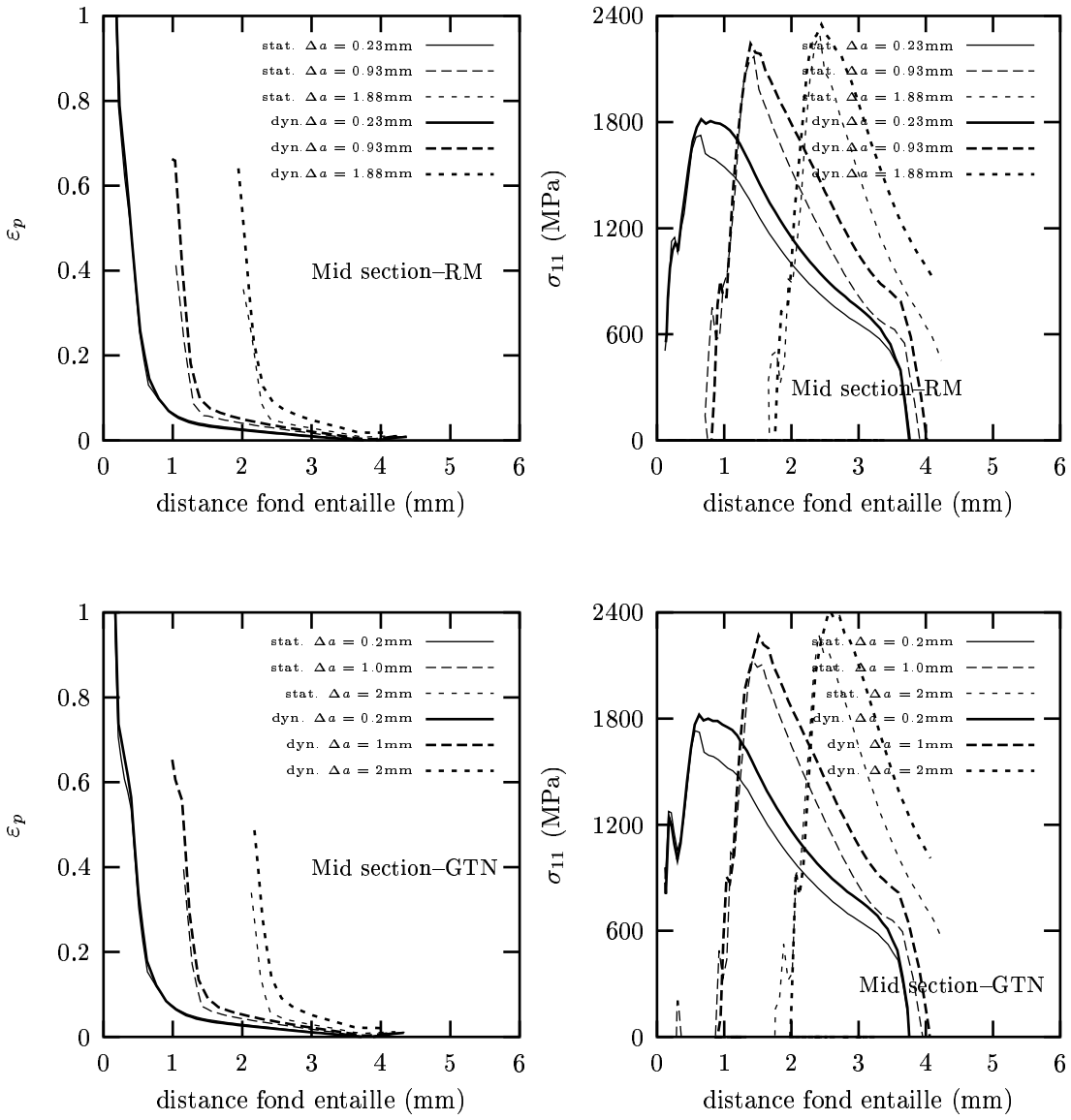


Figure VIII.28 : Effet de la vitesse de sollicitation sur le profil de la contrainte d'ouverture et de la déformation plastique cumulée. **Modèles RM (haut) et GTN (bas)** à $-60°C$. Section médiane. Calculs dynamique adiabatique et statique en 2D/3D. (Paramètres : RM $q_R = 0.92,\ D = 2.2$; GTN $f_c = 0.0006,\ \delta = 2$).

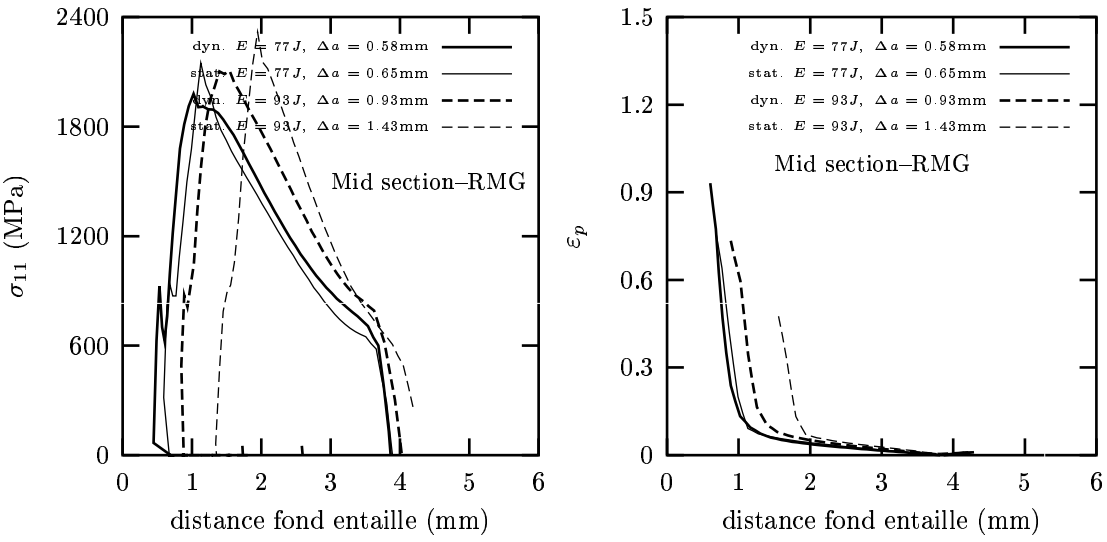


Figure VIII.29 : Effet de la vitesse de sollicitation sur le profil de la contrainte d'ouverture et de la déformation plastique cumulée pour une même énergie. **Modèle RMG** à $-60°C$. Section médiane. Calculs dynamique adiabatique et statique en 2D/3D. (Paramètres : $q_R = 0.89,\ D = 2.2$).

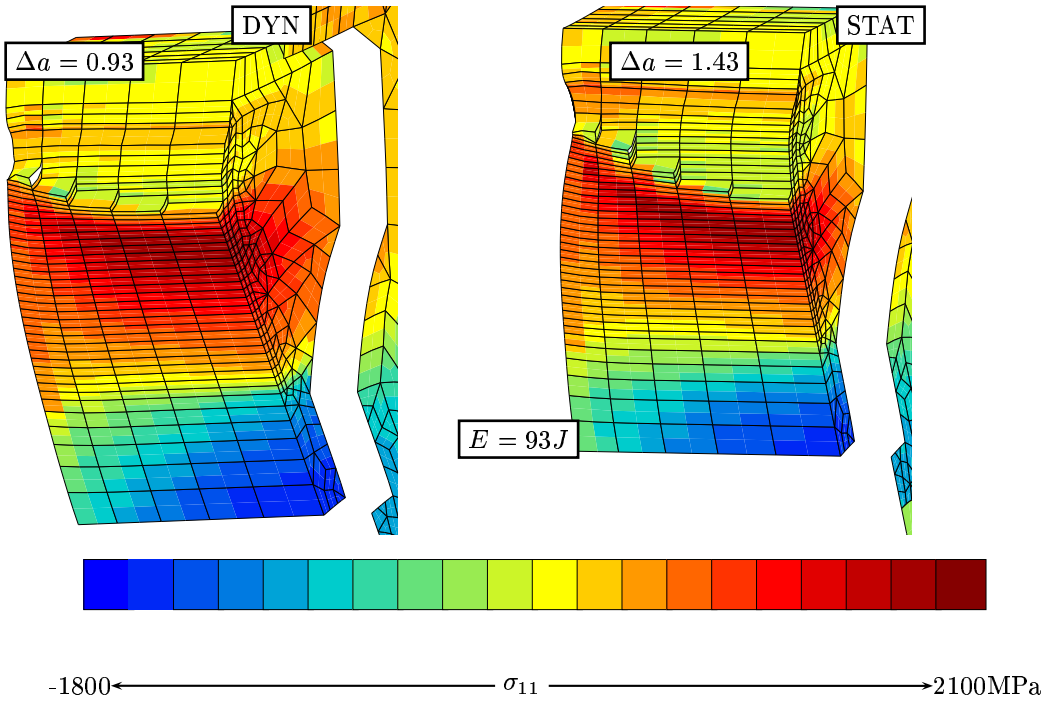


Figure VIII.30 : Isovaleurs de la contrainte d'ouverture en dynamique (gauche) et quasi–statique (droite) pour une énergie de 93 Joules. **Modèle RMG** à $-60°C$. Calculs dynamique adiabatique et statique en 2D/3D. (Paramètres : $q_R = 0.89,\ D = 2.2$).

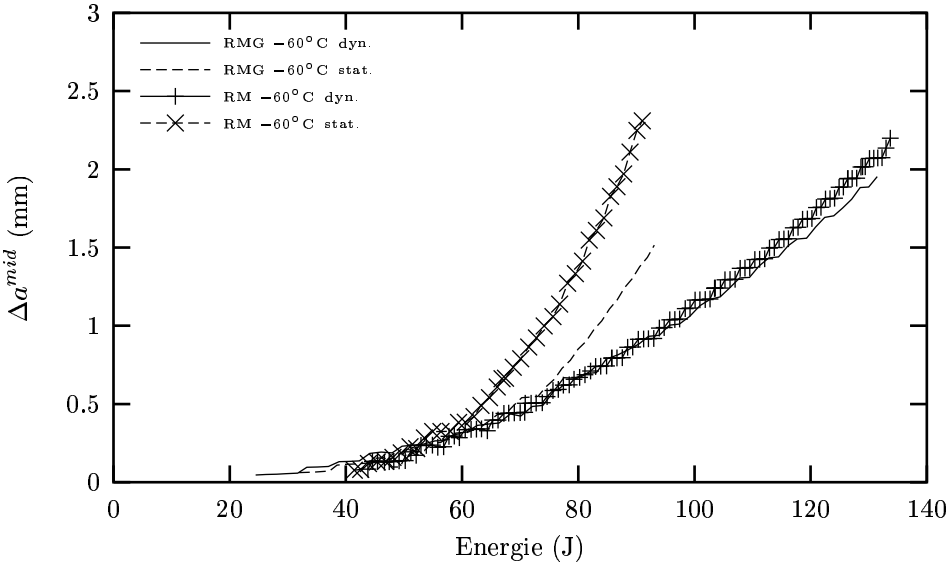


Figure VIII.31 : Effet de la vitesse de sollicitation sur l'avancée ductile en fonction de l'énergie. **Modèles RM et RMG** (Paramètres sans germination : $q_R = 0.92$, $D = 2.2$, paramètres avec germination : $q_R = 0.89$, $D = 2.2$ 100% des carbures entre $p = 0.5$ et $p = 1.1$).

b) Effet de la vitesse sur l'amorçage et la propagation de la rupture ductile

Les résultats obtenus à partir d'un calcul sur cellule élémentaire ont montré que l'effet de vitesse ralentissait la croissance de la porosité et retardait ainsi l'instant de l'amorçage de la déchirure ductile. L'effet retardateur de la vitesse de déformation sur la croissance d'une cavité en avant d'une fissure a également été mis en évidence [Basu and Narasimhan, 1999, Basu and Narasimhan, 2000]. La prise en compte de l'échauffement adiabatique a montré (voir paragraphe précédent) une compétition entre l'effet retardateur de la viscosité et l'effet accélérateur de la température qui pouvait conduire à une neutralisation des deux effets sur la croissance de la porosité.
Dans le cas d'une structure comme l'éprouvette Charpy, les phénomènes rentrant en jeu sont plus complexes. Les modèles d'endommagement utilisés ne permettent pas de représenter une sensibilité de l'évolution de la porosité à la vitesse de déformation plastique. Les effets de la vitesse de sollicitation et des élévations de températures vont agir sur l'apparition de la localisation de la déformation et il est intéressant de voir l'effet de la vitesse sur l'amorçage macroscopique de la déchirure ductile et son interaction avec l'effet de l'élévation de température. On reporte sur la figure VIII.32 l'avancée de la déchirure ductile en fonction de la déflexion pour des conditions de chargement quasi-statique, dynamique isotherme et dynamique adiabatique. Les résultats présentés sont obtenus avec le modèle GTN à $-80°C$. On a également reporté sur cette figure les résultats obtenus avec le modèle RM à $-60°C$ entre une sollicitation quasi–statique et dynamique en conditions adiabatiques. Dans cette analyse on prend en compte la germination. L'amorçage de la déchirure ductile est retardé pour une sollicitation dynamique isotherme par rapport au cas quasi–statique, ce qui confirme l'effet retardateur de la vitesse de sollicitation sur la croissance de la porosité. Lorsque l'échauffement adiabatique est pris en compte, l'amorçage ductile est accéléré par rapport aux conditions isothermes mais est également plus rapide que celui obtenu en quasi–statique, ce qui va au–delà des résultats obtenus sur cellule élémentaire qui mettaient en évidence, au plus, une neutralisation des deux effets. Ce résultat, obtenu sur éprouvette Charpy, souligne encore l'importance de la prise en compte de l'échauffement adiabatique dans la simulation de l'essai de résilience. Ces résultats obtenus à partir du modèle de GTN sont confirmés avec le modèle RM. Le croisement des courbes donnant l'évolution de la déchirure ductile pendant la propagation montre que l'avancée de fissure résulte d'une compétition complexe entre les différents effets mis en évidence, et que si un effet est prédominant à l'amorçage, il ne l'est plus forcément pendant la propagation.

Dans le cas d'une structure comme l'éprouvette Charpy, l'effet de la vitesse de sollicitation provoque un retard de l'amorçage de la déchirure ductile par rapport à une sollicitation quasi–statique. Néanmoins, l'effet de l'échauffement adiabatique compense entièrement l'effet de la vitesse et même accélère l'amorçage de la déchirure ductile par rapport à une sollicitation quasi–statique.

c) Effet de la vitesse sur la forme du front ductile

L'effet de la vitesse de sollicitation sur la forme du front ductile pour une même avancée ductile au centre de l'éprouvette est reporté sur la figure VIII.33. Sur cette figure, on a tracé la moitié du profil de la déchirure ductile dans le plan de propagation pour des avancées

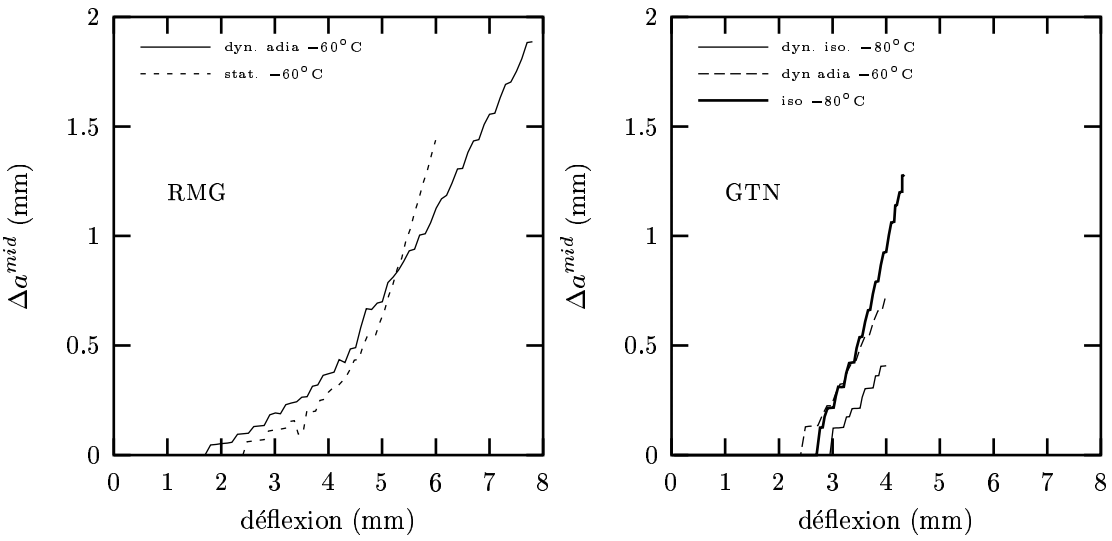


Figure VIII.32 : Effet de la vitesse de sollicitation sur l'amorçage de la déchirure ductile pour l'éprouvette de résilience. **Modèle GTN** à −80°C ($f_c = 0.006$, $\delta = 2$) (à droite). **Modèle RMG** à −60°C (à gauche) (Paramètres avec germination : $q_R = 0.89$, $D = 2.2$, 100% des carbures entre $p = 0.5$ et $p = 1.1$).

ductiles allant de l'amorçage ($\Delta a \sim 0.2$mm) jusqu'à des longueurs de 2 mm. Le centre de l'éprouvette correspond à l'abscisse 0. Les analyses ont été effectuées avec les modèles GTN à −60°C et RM à −60°C avec et sans prise en compte de la germination. Quel que soit le modèle utilisé, la forme des fronts ductiles est assez similaire pour des deux vitesses de sollicitation, avec une avancée ductile maximale au centre de l'éprouvette. Pour une avancée ductile identique au centre de l'éprouvette, les fronts obtenus en conditions dynamiques avec échauffement adiabatique permettent une avancée de la déchirure plus importante au niveau des bords libres lorsque la propagation ductile atteint environ 1 mm au centre de l'éprouvette. Cet effet est encore plus marqué lorsque le mécanisme de germination est pris en compte. Cette avancée ductile plus importante aux bords de l'éprouvette n'est probablement pas un effet de la vitesse de déformation, mais plus certainement un effet de l'élévation de la température qui entraine une déformation plastique plus importante, qui elle–même accélére la propagation sur les bords libres dans le cas du calcul dynamique. Il faut cependant nuancer les résultats obtenus par la simulation numérique pour mettre en évidence des effets sur la propagation ductile au niveau des bords libres de l'éprouvette. Aux bords libres, la propagation ductile s'effectue selon un mécanisme de cisaillement par la formation de "shear–lips" (lèvres de cisaillement). Ce type d'endommagement ductile n'est pas décrit pas les modèles utilisés, la déchirure ductile étant décrite comme se propageant dans un plan unique. Cet effet est illustré sur la figure VIII.34, où on a reporté les faciès de rupture d'éprouvettes de résilience rompues en quasi–statique et en dynamique pour deux avancées ductiles identiques au centre de l'éprouvette. A partir de ces faciès, deux observations peuvent être effectuées. D'une part l'importance des lèvres de cisaillement augmente avec l'avancée ductile et d'autre part, pour une même avancée ductile au centre

de l'éprouvette, les lèvres de cisaillement sont plus développées lorsque l'éprouvette a été sollicitée en conditions dynamiques. Celles–ci deviennent importantes pour des avancées ductiles de l'ordre de 4 mm. Une explication possible de la formation plus facile des lèvres de cisaillement avec la vitesse de sollicitation peut être un effet de l'échauffement, qui est important sur les bords lorsque la fissure se propage, qui va favoriser la localisation de la déformation plastique et donc la formation des lèvres de cisaillement. Cette hypothèse reste à valider avec l'utilisation d'un maillage très fin près des bords libres de l'éprouvette, qui est une condition nécessaire [Besson et al., 2001] pour permettre la description de la formation des "shear lips". A cause des temps de calculs prohibitifs, cette analyse n'a pas été réalisée dans le cadre de cette étude.
Ces observations nous montrent les limites des modèles appliqués pour décrire la déchirure ductile près des bords libres de l'éprouvette Charpy, l'écart entre le calcul et l'expérience augmentant avec l'importance de la déchirures ductile.

La vitesse de sollicitation ne modifie pas la forme générale du front de la déchirure ductile. Cependant, pour une même avancée ductile au centre de l'éprouvette, l'échauffement résultant des fortes vitesses de sollicition permet à la déchirure ductile d'avancer plus facilement sur les bords de l'éprouvette.

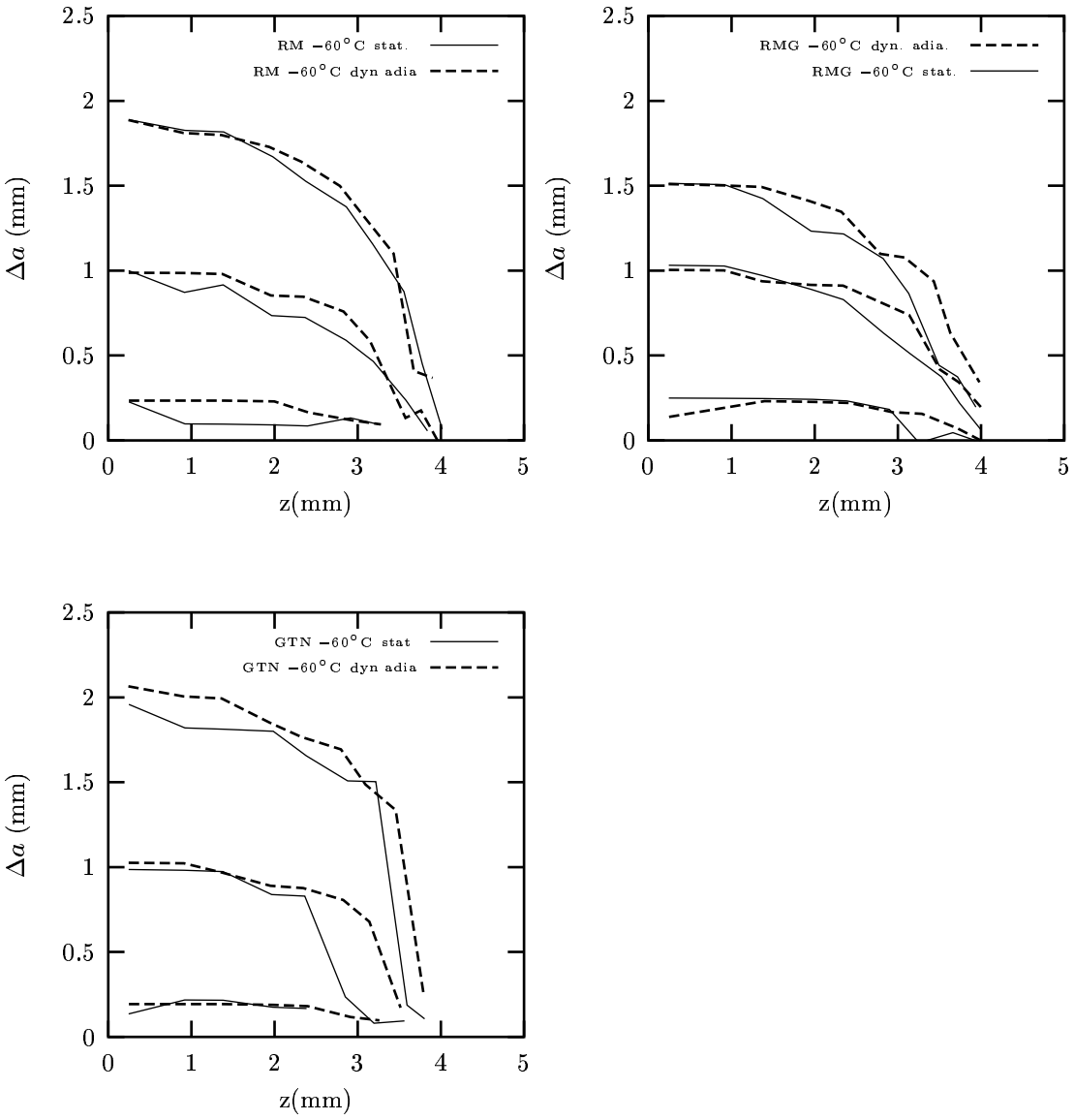


Figure VIII.33 : Effet de la vitesse de sollicitation sur la forme du front ductile pour une même avancée ductile au centre de l'éprouvette. **Modèles RM et RMG** (Paramètres sans germination : $q_R = 0.92$, $D = 2.2$, paramètres avec germination : $q_R = 0.89$, $D = 2.2$; 100% des carbures entre $p = 0.5$ et $p = 1.1$). **Modèle GTN** ($f_c = 0.006$, $\delta = 2$).

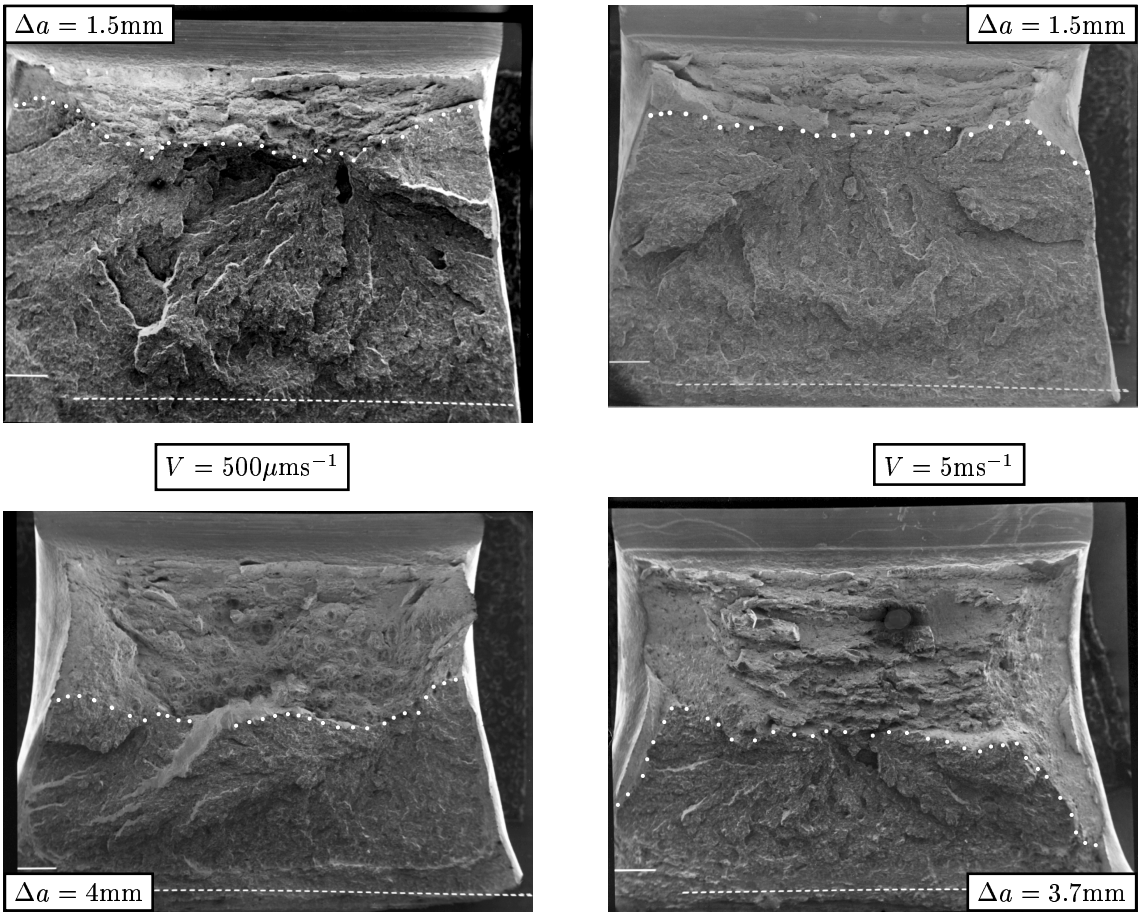


Figure VIII.34 : Effet de la vitesse de sollicitation sur la formation des lèvres de cisaillement. Faciès de rupture d'éprouvettes Charpy en sollicitations quasi–statique (à gauche) et dynamique (à droite) pour des avancées ductiles identiques (Essais quasi–statiques : H14, $T = -60°$C, $E = 83.4$J; I8, $T = -20°$C, $E = 119.2$J; Essais dynamiques : A10, $T = -60°$C, $E = 104.5$J; A14, $T = -20°$C, $E = 167.6$J.)

VIII.3.7 Prise en compte de la germination

L'étude expérimentale de la germination autour des carbures présents dans l'acier a révélé une germination plus importante lorsqu'on se rapproche des bords libres de l'éprouvette Charpy (annexe A-III). Les observations effectuées au centre de l'éprouvette et à la pointe de la déchirure ductile n'ont pas mis en évidence une porosité importante autour des carbures présents dans la zone déformée, même si leur rôle à une échelle microscopique, notamment dans la localisation de la déformation entre la pointe de la fissure ductile et les cavités situées en avant de celle–ci est indiscutable.
Néanmoins, une bonne description des courbes macroscopiques $P - \Delta\Phi$ sur éprouvettes AE a été obtenue avec les 3 modèles d'endommagement sans prendre en compte le mécanisme de germination. De même, une étude préliminaire de la simulation d'une éprouvette CT30 en 3D avec le modèle de Rousselier sans germination a également montré un très bon accord entre les courbes Charge–ouverture expérimentales et numériques. La prise en compte de la germination dans les modèles d'endommagement couplés introduit des nouveaux paramètres augmentant la difficulté d'identification de l'ensemble des paramètres utilisés pour décrire l'endommagement ductile (voir discussion en annexe A-III). Avant d'introduire la germination dans la modélisation de l'essai Charpy, nous étudions donc l'effet de la prise en compte de ce mécanisme sur la description de la déchirure ductile dans l'éprouvette Charpy.

Afin d'introduire la germination dans les simulations effectuées, une étude quantitative de la déformation plastique seuil provoquant la germination de porosités autour des carbures a été réalisée. Cette étude a mis en évidence un seuil de déformation plastique autour de 50% (voir annexe A-III). Une loi simplifiée de germination a été retenue et les paramètres des modèles d'endommagement (GTN, Rousselier, RM) ont été recalculés à partir des essais effectués sur éprouvettes axisymétriques entaillées contrôlés en déformation. Dans cette première approche, on considère que l'ensemble des carbures participe à la germination pour des déformations plastiques comprises entre 0.5 et 1.1. Les nouveaux paramètres sont reportés en annexe A-III et sont peu différents de ceux déterminés sans prendre en compte la germination.

On reporte sur la figure VIII.35, l'effet de la prise en compte de la germination sur l'évolution de la charge et de l'avancée ductile en fonction de la déflexion pour les modèles GTN et RM. L'évolution de la charge est très peu modifiée par l'introduction de la germination; on ne verra donc pas de différence sur les valeurs de l'énergie pour une déflexion donnée. Pour les deux modèles la germination accélére légèrement l'amorçage de la déchirure ductile dans la section médiane de l'éprouvette, puis les courbes se rejoignent ou leur évolution est très proche. Pour le modèle GTN, on a reporté également les résultats obtenus en considérant un intervalle de déformation plastique où la germination est active pour ε_p compris entre 0.8 et 1.4. Il est assez surprenant de constater que si la charge est peu influencée ainsi que l'amorçage dans la section médiane, la propagation ductile au centre de l'éprouvette est ralentie par rapport à une analyse sans germination. L'amorçage de la déchirure ductile dans l'épaisseur de l'éprouvette est visualisé sur la figure VIII.36. Les isovaleurs de la contrainte σ_{11} sont reportées pour la déflexion à laquelle les premiers éléments sont rompus. Dans le cas de l'analyse sans germination, la déchirure ductile

n'est pas amorcée en fond d'entaille, mais en avant de celle–ci. Lorsque la germination est modélisée, la déchirure s'amorce en fond d'entaille. Les mêmes observations ont été faites à partir de calculs quasi–statiques avec les modèles GTN et RM. Ce résultat explique le retard de l'amorçage de la déchirure lorsque la germination n'est pas prise en compte (fig. VIII.35). La déchirure étant amorcée en avant du fond d'entaille, elle résulte d'une combinaison entre la triaxialité et la déformation plastique, et nécessite une déflexion plus importante pour pouvoir atteindre les conditions nécessaires à l'amorçage. La germination étant contrôlée par la déformation plastique, la déchirure ductile s'amorce à l'endroit où celle–ci est maximum, c'est à dire en fond d'entaille. C'est donc dans ce cas la déformation plastique qui contrôle l'amorçage de la déchirure ductile alors que c'est une combinaison de la triaxialité et de la déformation plastique qui le contrôle lorsque la germination n'est pas modélisée.
IL faut souligner que le modèle standard de Rousselier permet de décrire un amorçage de la déchirure ductile en fond d'entaille sans modéliser la germination. Ce résultat a été obtenu à partir d'une analyse quasi–statique car ce modèle, dans sa version standard, est mis en défaut (voir annexe A-IV) lorsque les vitesses de sollicitation deviennent importantes. Ce résultat souligne la sensibilité du modèle de Rousselier au cisaillement et montre qu'il est approprié pour décrire l'endommagement ductile sur des structures où l'état de contrainte est intermédiaire entre un état de déformation plane et de contrainte plane.

L'effet de la germination sur la forme du front ductile en fonction de la longueur de la fissure dans la section médiane de l'éprouvette est reporté sur la figure VIII.37 pour les modèles GTN en dynamique et RM en dynamique et quasi–statique. Les formes de front obtenues avec le modèle de Rousselier standard sans germination sont également reportées. Pour une même avancée ductile au centre de l'éprouvette, pour les modèles RM et GTN, la germination va favoriser la propagation ductile sur les bords libres de l'éprouvette que ce soit en conditions dynamiques ou quasi–statiques. La forme du front reste cependant assez comparable avec et sans germination. La comparaison des résultats obtenus à l'aide du modèle de Rousselier sans germination, avec ceux issus du modèle RM avec germination, montre d'une part que le modèle de Rousselier permet d'obtenir des avancées ductiles similaires sur les bords libres et que d'autre part, la forme du front de la déchirure est plus plate dans l'épaisseur de l'éprouvette. Ce dernier résultat est en accord avec les observations expérimentales qui montrent que le front ductile a tendance à devenir plus plat lorsque la déchirure ductile se propage (voir figure VIII.34). Aucune simulation n'a été réalisée avec le modèle de Rousselier et la prise en compte de la germination, il est cependant probable que la propagation sera plus rapide aux bords libres et que le front sera encore plus plat.

L'effet de la germination sur les champs mécaniques locaux est étudié sur les figures VIII.38 et VIII.39 pour les modèles RM et GTN respectivement dans le cas d'une sollicitation dynamique avec échauffement adiabatique à $-60°C$. Sur ces figures, on a reporté l'évolution de la contrainte d'ouverture et de la déformation plastique cumulée en fond d'entaille pour différentes avancées ductiles. Les profils ont été déterminés dans la section médiane de l'éprouvette Charpy et près des bords libres, à 4.2 mm du centre de l'éprouvette. Ces profils mettent en évidence que la germination introduite a très peu d'effet sur la contrainte d'ouverture et la déformation plastique cumulée en avant de la fissure

pour une même avancée de déchirure ductile, quel que soit le modèle utilisé. Lorsqu'on se rapproche des bords libres, un effet de la germination sur les maximum de σ_{11} et de ε_p est observé. On observe une déformation plastique plus importante et une contrainte plus élevée lorsque la germination n'est pas prise en compte. Cet effet est dû au fait que sur les bords libres, l'éprouvette doît être plus déformée pour amorcer et propager la fissure lorsque la germination n'est pas introduite.

La germination autour des carbures dans l'acier 16MND5 reste encore mal connue et doit faire l'objet d'études complémentaires. Sur une base de données expérimentales, on a néanmoins tenté d'introduire une loi de germination simple. La prise en compte de la germination n'a pas montré d'effet sensible sur l'évolution de la charge et sur la propagation de la déchirure ductile au centre de l'éprouvette, quel que soit le modèle d'endommagement utilisé (GTN, RM). En revanche, elle a un effet important sur le lieu d'amorçage de la déchirure ductile et sur la propagation au niveau des bords libres. Lorsque la germination est introduite, la déchirure ductile s'amorce en fond d'entaille et sa propagation est accélérée sur les bords de l'éprouvette. En revanche en l'absence de germination, la déchirure ductile s'amorce en avant du fond d'entaille et se propage difficilement au niveau des bords libres, ce qui conduit à une forme très incurvée du front de fissure. Ces résultats ne dépendent pas de la vitesse de sollicitation de l'éprouvette et ont été obtenus avec les deux modèles GTNG et RMG. L'étude des champs locaux (σ_{11}, ε_p) a révélé que la germination ne modifiait pas les profils obtenus au centre de l'éprouvette pour des avancées ductiles identiques.
Les résultats obtenus montrent que la prise en compte de la germination dans la modélisation de l'endommagement ductile permet de décrire la rupture en fond d'entaille et sur les bords libres de l'éprouvette Charpy, là où le mécanisme prédominant est le cisaillement : formation de lèvres de cisaillement et amorçage à un angle de 45° par rapport au fond d'entaille mais ne modifie pas les champs mécaniques locaux au centre de l'éprouvette Charpy. L'introduction de la germination doit donc être vue comme un moyen commode qui remplace la description de la formation des lèvres de cisaillement dans l'éprouvette Charpy. Il est notable que le modèle de Rousselier standard permet de décrire correctement le lieu d'amorçage et la propagation au niveau des bords libres sans introduire de mécanisme de germination, ce qui semble dû soit au fait qu'il induit toujours plus de cisaillement, soit au fait que sa sensibilité à l'écrouissage soit différente des modèles GTN et RM. La description correcte des fronts de fissure sans détermination de paramètres supplémentaires, recommande l'utilisation du modèle de Rousselier pour décrire l'endommagement ductile dans une structure sollicitée en quasi-statique. Cependant, ce modèle ne peut être utilisé pour décrire la rupture de structures soumises à de fortes vitesses de sollicitation. .

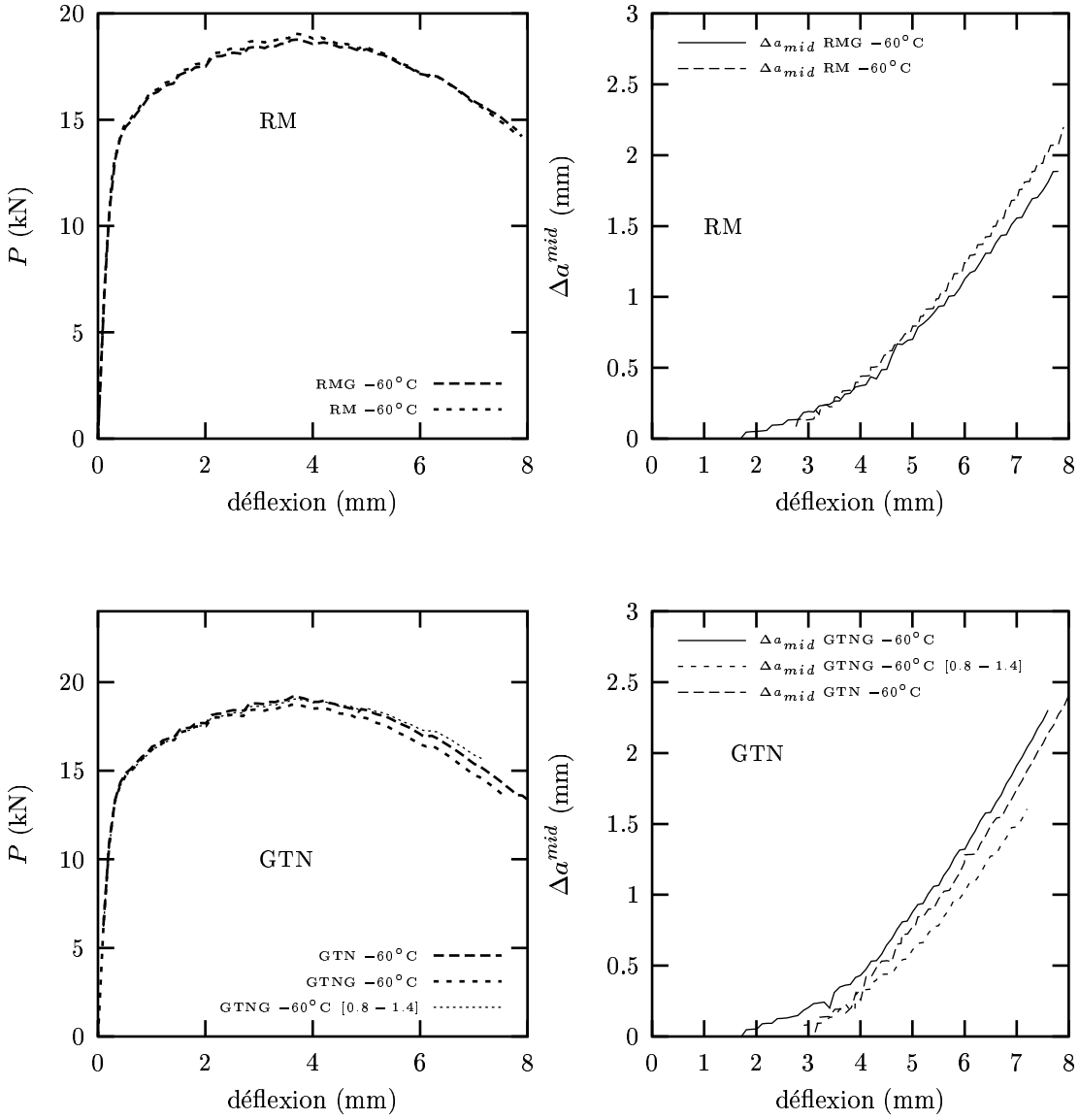


Figure VIII.35 : Effet de la prise en compte de la germination sur l'évolution de la charge et de la déchirure ductile en fonction de la déflexion . **Modèles GTN et RM**. Calculs dynamiques adiabatiques à $-60°C$. (Paramètres sans germination : GTN $f_c = 0.0006$, $\delta = 2$; RM $q_R = 0.92$, $D = 2.2$. Paramètres avec germination : GTNG $f_c = 0.001$, $\delta = 2$; RMG $q_R = 0.89$, $D = 2.2$). 100% des carbures entre $p = 0.5$ et $p = 1.1$. L'effet de l'intervalle de déformation plastique sur lesquel on considère la germination est aussi indiqué pour $p \in [0.8 - 1.4]$ pour le modèle GTNG.

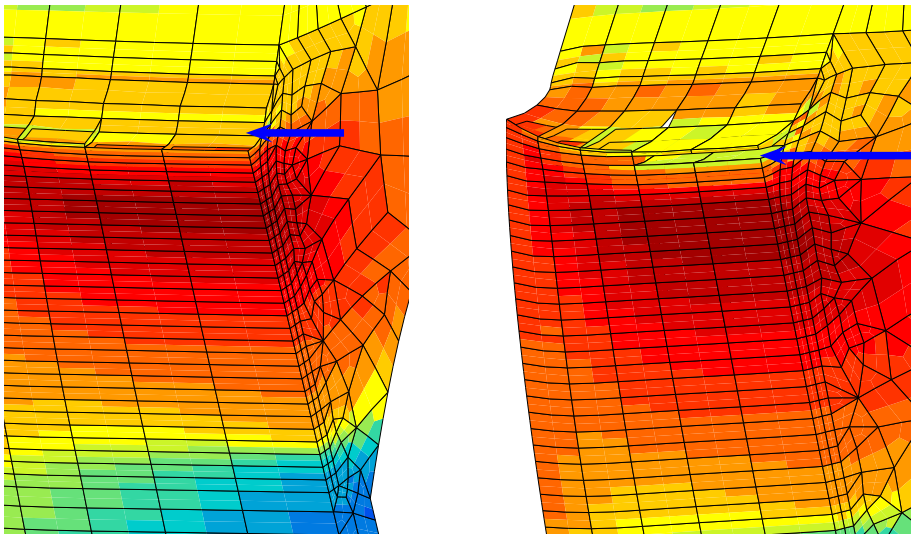


Figure VIII.36 : Visualisation de l'amorçage de la déchirure ductile dans l'épaisseur de l'éprouvette. **Modèle RM** avec (à gauche) et sans (à droite) prise en compte de la germination. Les éléments rompus ont été enlevés pour mettre en évidence l'endroit où la déchirure ductile est amorcée. La déchirure s'amorce en fond d'entaille à gauche et en avant de l'entaille à droite. Isovaleurs de la contrainte d'ouverture (-1800 à 2000 MPa). Le lieu d'amorçage de la déchirure ductile est indiqué par une flèche.

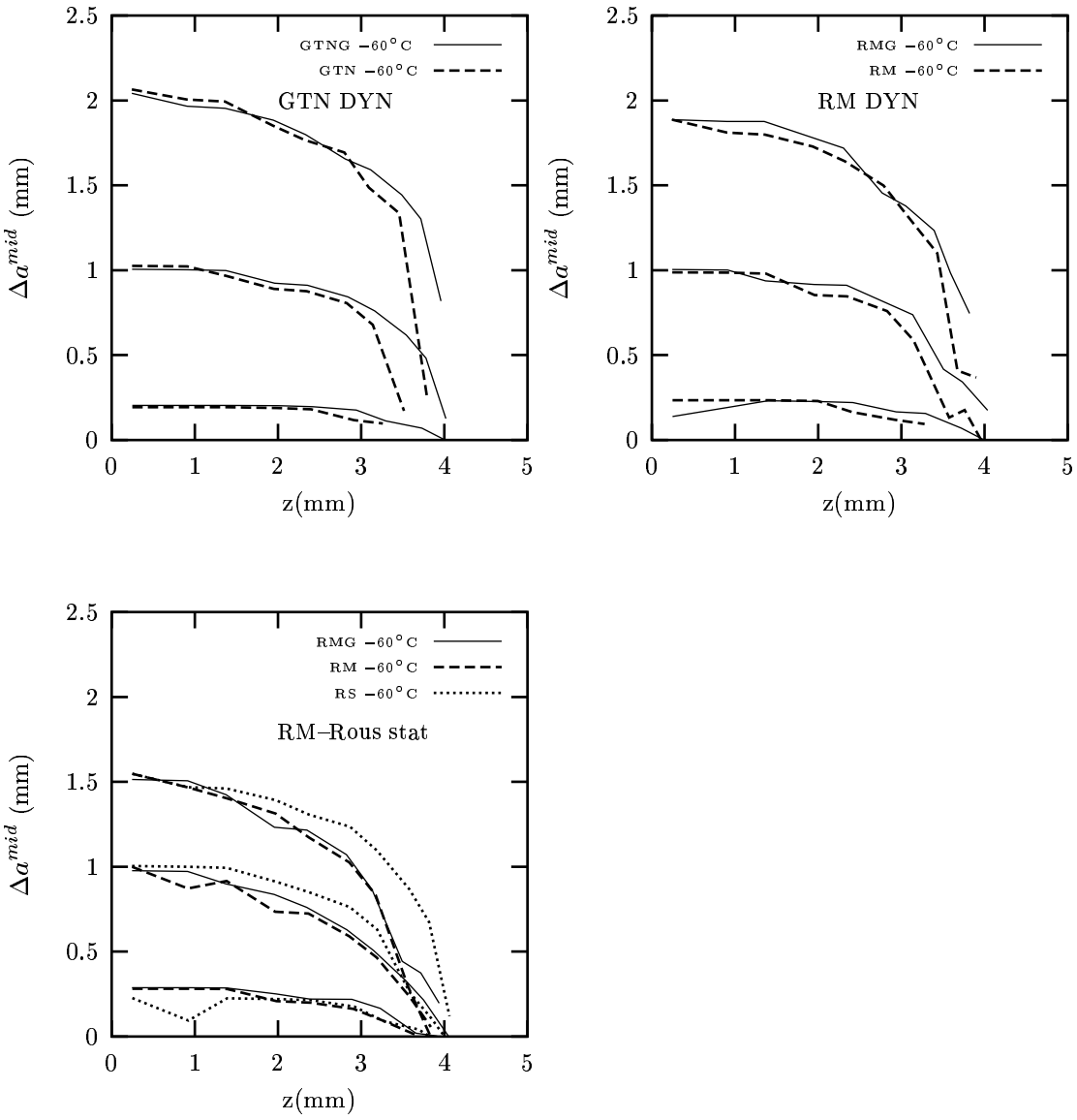


Figure VIII.37 : Effet de la prise en compte de la germination sur la forme du front ductile dans le plan de la propagation. **Modèles Rousselier, RM et GTN** à $-60°C$. Calculs statique (Rousselier, RM)et dynamique (RM, GTN) avec échauffement adiabatique.(Paramètres sans germination : GTN $f_c = 0.0006,\ \delta = 2$; RM $q_R = 0.92,\ D = 2.2$; Rous $\sigma_1 = 669$Mpa, $D = 2.2$. Paramètres avec germination : GTNG $f_c = 0.001,\ \delta = 2$; RMG $q_R = 0.89,\ D = 2.2$). 100% des carbures entre $p = 0.5$ et $p = 1.1$.

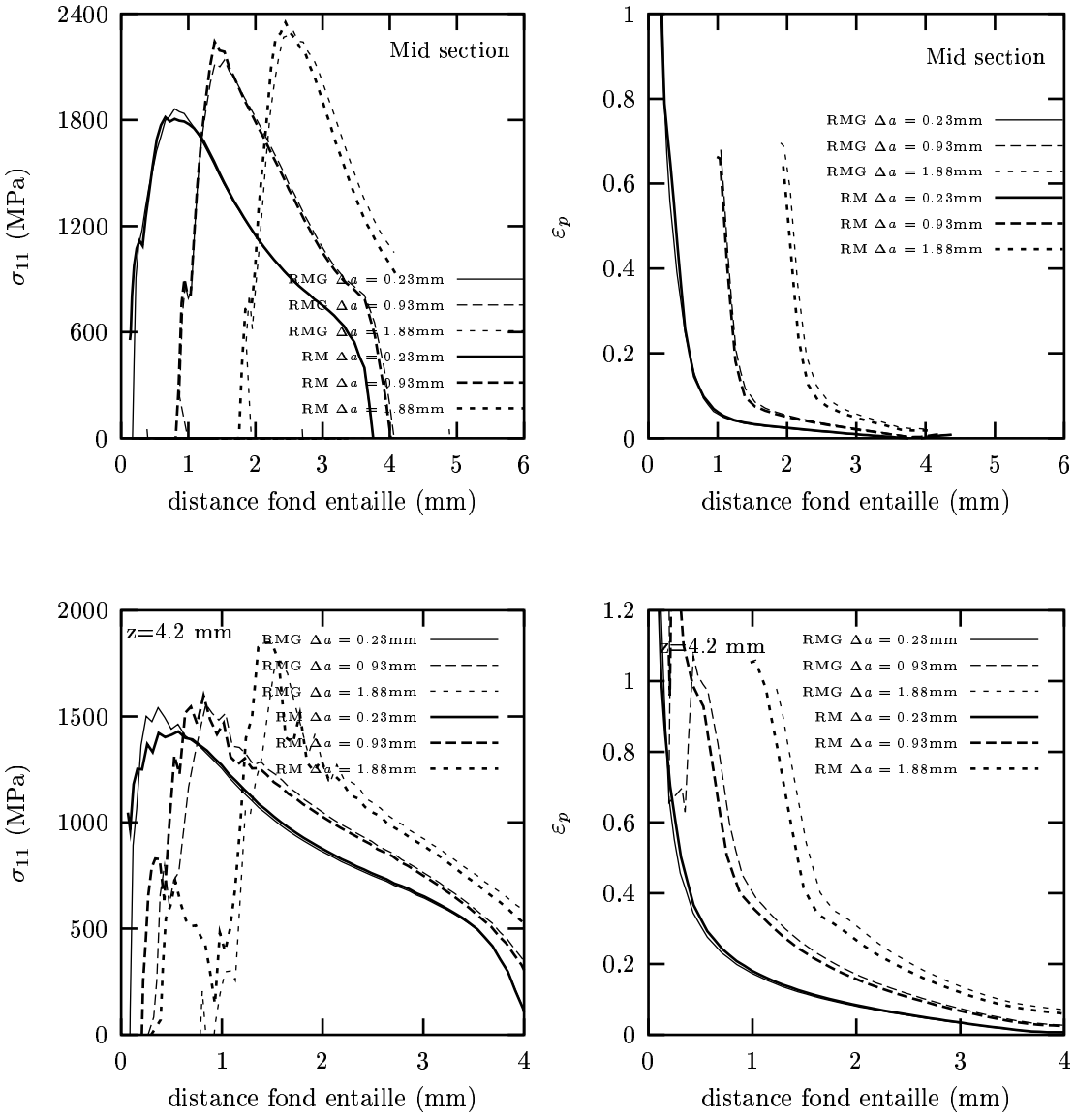


Figure VIII.38 : Effet de la prise en compte de la germination sur le profil de la contrainte d'ouverture et de la déformation plastique cumulée au centre de l'éprouvette et près du bord libre. **Modèles RM et RMG**. Calcul dynamique adiabatique à $-60°\mathrm{C}$. (Paramètres sans germination : $q_R = 0.92$, $D = 2.2$, paramètres avec germination : $q_R = 0.89$, $D = 2.2$ 100% des carbures entre $p = 0.5$ et $p = 1.1$).

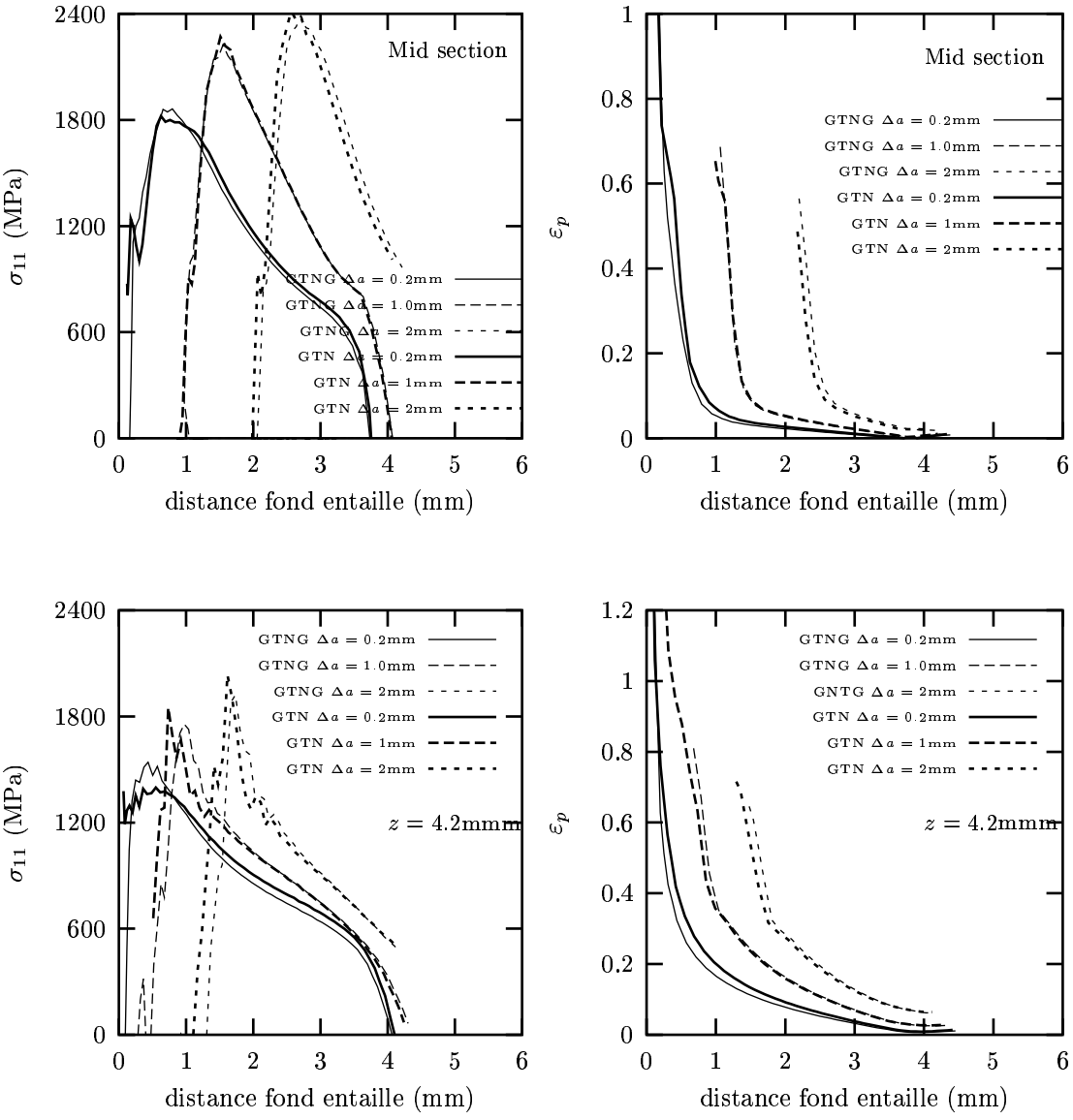


Figure VIII.39 : Effet de la prise en compte de la germination sur le profil de la contrainte d'ouverture et de la déformation plastique cumulée au centre de l'éprouvette et près du bord libre. **Modèles GTN et GTNG**. Calcul dynamique adiabatique à $-60°$C.(Paramètres sans germination : $f_c = 0.0006$, $\delta = 2$, paramètres avec germination : $f_c = 0.001$, $\delta = 2$ 100% des carbures entre $p = 0.5$ et $p = 1.1$).

VIII.4 Validation expérimentale de la simulation de la déchirure ductile et confrontation des modèles

Les résultats obtenus jusqu'ici ont permis de reproduire et de comprendre certaines données expérimentales : forme du front ductile, absence de décalage des courbes de résilience avec la vitesse de sollicitation, position du maximum de la plus grande contrainte principale à environ 0.6 mm du front de la fissure. Maintenant il faut, bien évidemment, examiner les courbes de chargement $P - \delta$ et les avancées de déchirure ductile.
Les données expérimentales disponibles sont les courbes $P - \delta$ obtenues à partir des essais Charpy instrumentés et la mesure de l'avancée ductile au centre de l'éprouvette obtenue à partir de l'analyse au MEB des faciès de rupture. A $-60°C$, les avancées ductiles issues des essais interrompus sont également reportées. Les 3 modèles d'endommagement ont été utilisés pour modéliser la propagation de la déchirure ductile dans l'éprouvette Charpy. Dans le cas du modèle de Rousselier standard, la dépendance du paramètre σ_1 vis à vis de la température a été prise en compte. Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, la prise en compte de la germination permet de mieux décrire l'amorçage et la propagation sur les bords libres de l'éprouvette de résilience. Par manque de temps et compte tenu de la lourdeur des calculs, toutes les simulations n'ont pu être effectuées avec la prise en compte de la germination. Pour les essais dynamiques, on reportera, sauf mention contraire, les résultats obtenus à partir d'analyses avec échauffement adiabatique. Les comparaisons sont effectuées à $-80°C$ et $-60°C$, températures qui se trouvent au début et au milieu du domaine de la transition ductile–fragile ($TK_7 = -78°C$ pour le matériau de cette étude).

Les résultats obtenus sont reportés sur les figures VIII.40 et VIII.41. A $-80°C$, les simulations permettent une bonne description de l'évolution de la charge en fonction de la déflexion pour les conditions de chargement dynamique et quasi–statique. Cependant dans le cas dynamique, l'amorçage de la déchirure est en retard par rapport à l'expérience. Dans le cas statique, la description de la déchirure ductile par les trois modèles d'endommagement est correcte. Il faut cependant noter que ces simulations ont été réalisées sans prise en compte de la germination. La germination facilitant l'amorçage de la déchirure ductile, on peut supposer obtenir un meilleur accord avec les points expérimentaux si ce mécanisme était introduit dans les simulations présentées. Dans le cas dynamique, on a reporté également l'évolution de la charge obtenue avec le modèle de Rousselier standard en isotherme. Cette courbe montre une chute de la charge très rapide, bien avant d'avoir atteint le maximum , qui n'est pas du tout représentative de la courbe expérimentale. Une fois que la déchirure ductile est amorcée, sa propagation est très rapide comme le montrent les courbes $\Delta a - \delta$ et $\Delta a - E$. L'endommagement ductile se propage de façon quasi-uniforme dans toute l'épaisseur de l'éprouvette, ce qui donne un front de propagation très plat. En fait, cet exemple illustre la mise en défaut du modèle de Rousselier standard pour décrire l'endommagement dans des structures soumises à des vitesses de sollicitations importantes. Un cas problématique est l'utilisation du modèle de Rousselier en conditions dynamiques avec échauffement adiabatique. Dans ce cas, il apparaît que le développement de l'endommagement est beaucoup moins rapide que dans le cas isotherme, et au final, donne des résultats comparables aux résultats expérimentaux [Tanguy et al., 2000b, Tanguy and Besson, 2001], alors que l'échauffement adiabatique favorise

l'apparition de l'endommagement et la localisation de la déformation plastique. Dans ce cas, l'augmentation des contraintes due à l'effet de vitesse est compensée par leur diminution due à l'élévation de température. Le modèle de Rousselier standard ne sera donc pas utilisé pour la simulation de l'endommagement lors de sollicitations dynamiques.
A $-60°C$, l'évolution de la charge est correctement décrite dans le cas dynamique. L'accord entre la propagaton ductile simulée et expérimentale est également très satisfaisant. Pour cette température, la germination a été prise en compte et permet de mieux décrire la propagation de la déchirure ductile. Dans le cas quasi–statique, la description de la charge est moins satisfaisante, l'endommagement ductile se développant en retard par rapport à l'expérience. Puis la propagation simulée est plus rapide, notamment dns le cas du modèle GTN. Pour cette vitesse, seul le modèle RM a été employé avec description de la germination.

A partir des résultats reportés sur les figures VIII.40 et VIII.41, il est également possible de comparer les modèles d'endommagement Rousselier standard, GTN et RM entre–eux. Rappelons que les paramètres de ces modèles ont tous été déterminés à partir d'essais sur éprouvettes axisymétriques entaillées à la température ambiante pour trois géométries d'entaille balayant une plage de triaxialité de 0.8 à 1.4. Pour des simulations identiques, les résultats obtenus par les trois modèles sont très proches, bien que les valeurs de la triaxialité en pointe de fissure soient plus élévées que celles rencontrées sur éprouvettes AE. La figure donnant l'évolution de la déchirure ductile en fonction de la déflexion en quasi–statique à $-80°C$ illustre clairement la sensibilité au cisaillement des trois modèles. L'amorçage de la déchirure ductile apparaît d'abord avec le modèle de Rousselier, puis avec le modèle RM puis avec le modèle GTN. Cet effet peut être compris à partir de la figure VII.22 du chapitre VII qui donne la forme des surfaces d'écoulement plastique des trois potentiels dans le plan $J_2 - I_1$. Le modèle de GTN est très peu sensible au cisaillement pour les fortes triaxialités, alors que le modèle de Rousselier conserve cette propriété même lorsqu'on s'approche d'un état hydrostatique pur. La modification proposée du modèle de Rousselier garde cette sensibilité au cisaillement du modèle original. Ainsi, dans le cas de l'éprouvette Charpy, l'énergie à l'amorçage sera identique entre le modèle de Rousselier standard et le modèle RM avec germination (cas statique à $-60°C$). La sensibilité des trois modèles vis à vis de la triaxialité est reportée sur la figure VIII.42. Sur cette figure, on a reporté les déformations à rupture obtenues à partir d'un élément de volume 3D en fonction de la triaxialité pour les trois modèles. L'ordonnée est normalisée par la déformation à rupture pour une triaxialité unitaire. Cette figure illustre clairement que pour les faibles triaxialités, le modèle GTN prévoit des déformations à rupture très importantes et est donc moins adapté pour décrire l'endommagement. Les modèles RM et Rousselier prévoient des valeurs à rupture plus réalistes, avec des valeurs un peu plus faibles pour celles prévues par le modèle de Rousselier. Sur l'éprouvette Charpy, les zones où la triaxialité est faible sont le fond d'entaille et les bords libres. Cette figure illustre donc les résultats observés sur structure. Dans la phase de propagation au centre de l'éprouvette les trois modèles donnent des résultats sensiblement équivalents. La modification du modèle de Rousselier utilisée pour les résultats présentés est celle où le paramètre q_R présente une dépendance vis à vis de la déformation plastique. En terme d'amorçage de la déchirure ductile, les résultats obtenus sont similaires à ceux du modèle GTN. Lors de la phase de propagation le modèle GTN prédit des avancées ductiles un peu plus importantes pour une même déflexion, ce qui peut

être expliqué par la plus grande sensibilité de ce modèle aux forts taux de triaxialité (voir fig. VIII.42).

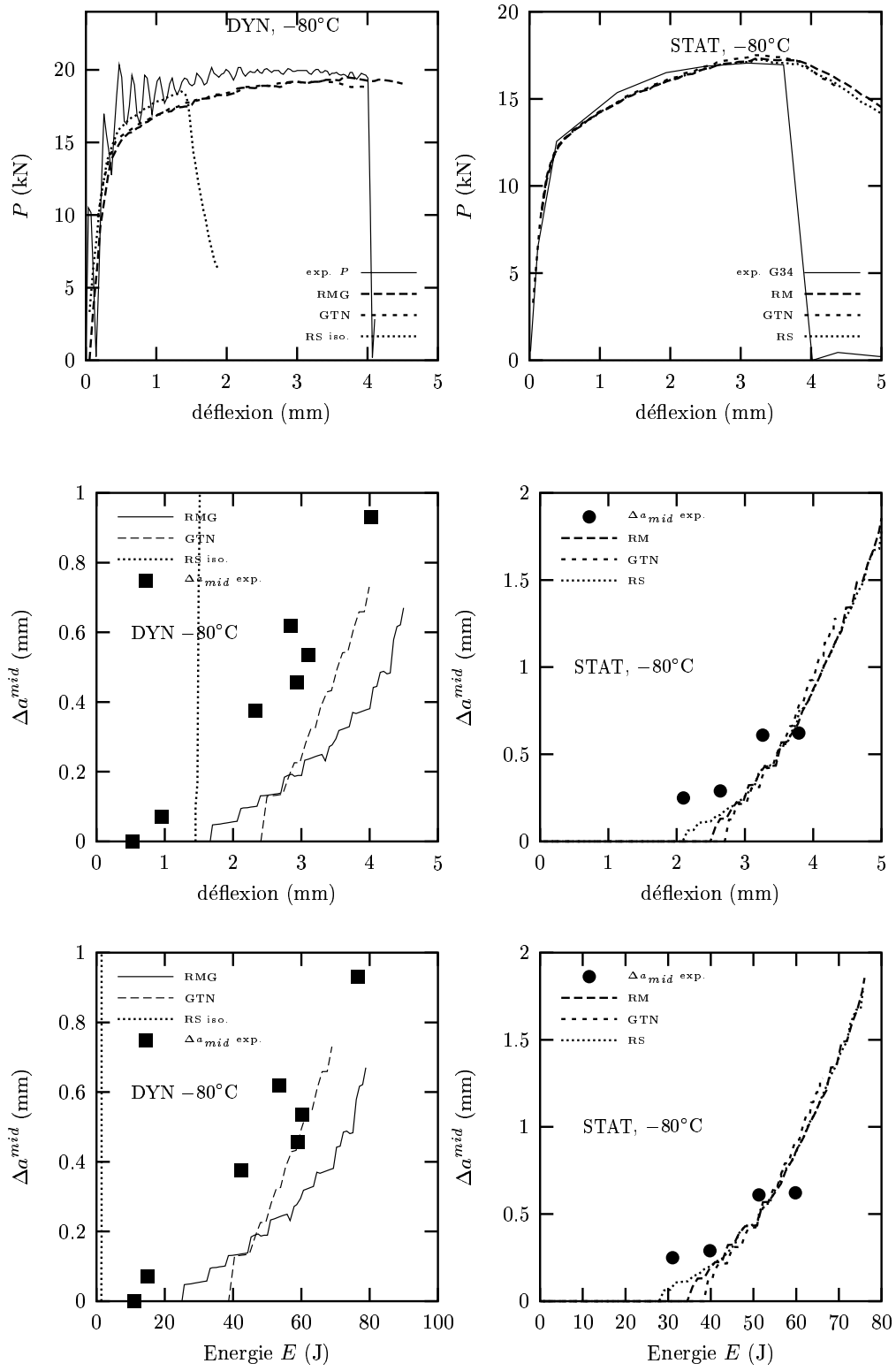


Figure VIII.40 : Comparaison simulation–expérience à $T = -80°C$. Sollicitations dynamique (à gauche) et statique (à droite). **Modèles GTN, Rousselier standard et RM**.

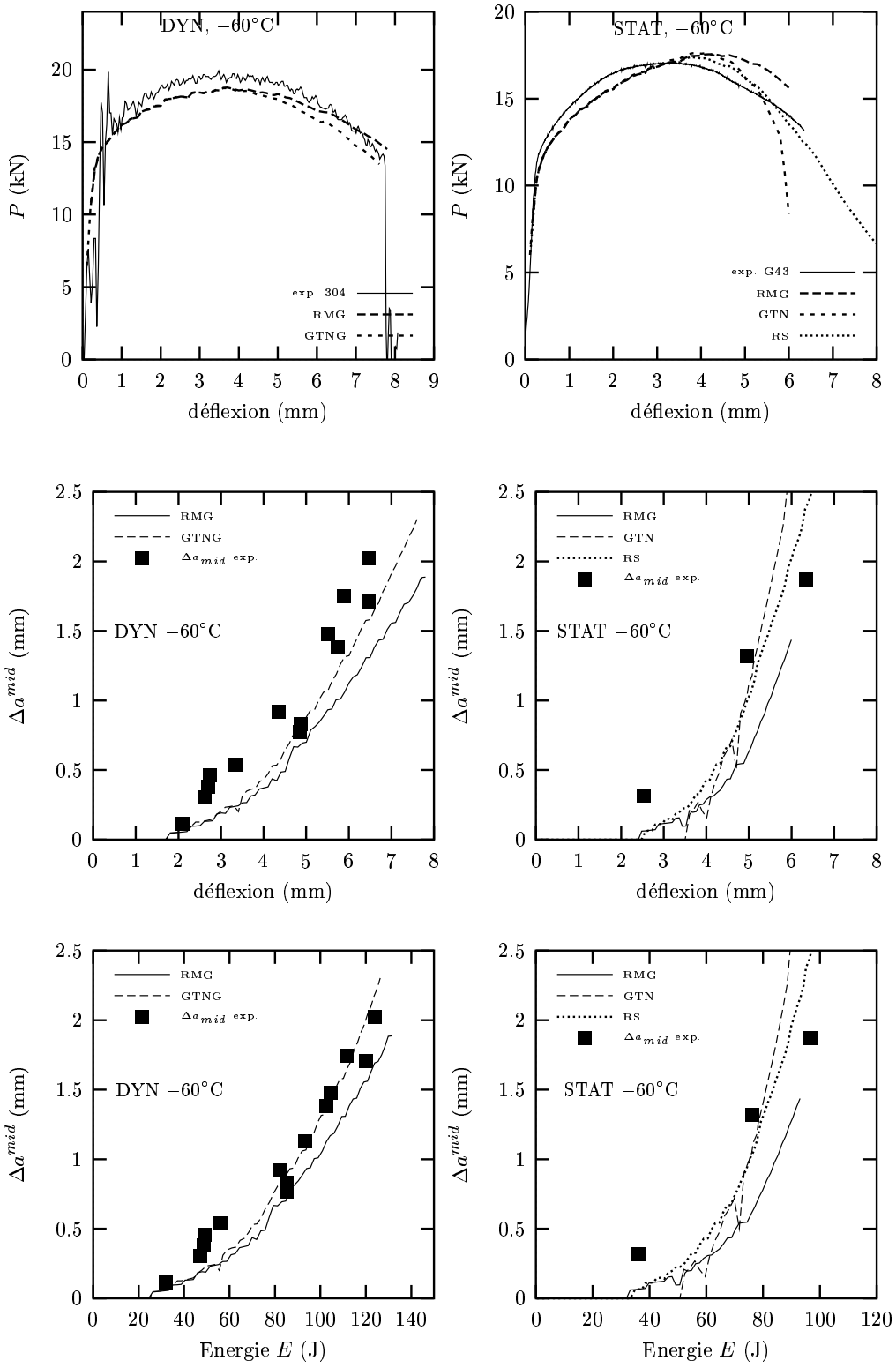


Figure VIII.41 : Comparaison simulation–expérience à $T = -60°C$. Sollicitations dynamique (à gauche) et statique (à droite). **Modèles GTN, Rousselier standard et RM.**

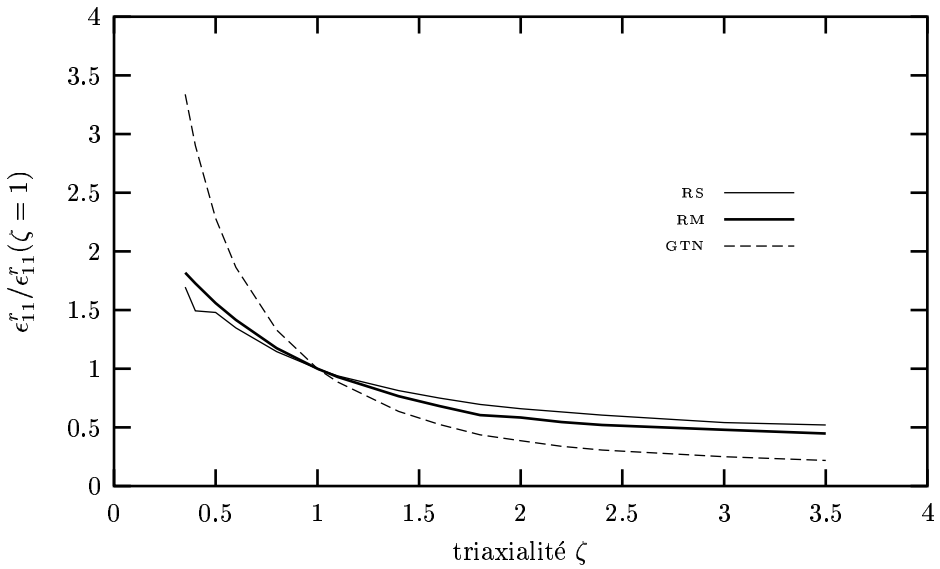


Figure VIII.42 : Sensibilité à la triaxialité des modèles GTN, Rousselier standard et Rousselier modifié. Calcul sur élément de volume 3D. La déformation à rupture est normalisée par celle obtenue pour une triaxialité égale à 1.

VIII.5 Application des modèles de rupture à la prévision de la courbe de résilience

VIII.5.1 Méthodologie

La méthode utilisée pour décrire la transition ductile–fragile suppose que ce sont toujours les micro–défauts activés par la plasticité qui conduisent à une propagation instable du clivage après la déchirure ductile. Numériquement l'évènement critique se traduit par le fait que la contrainte locale de tension dans la zone d'élaboration de la rupture atteint une contrainte critique, σ_c [Ritchie et al., 1973]. Le passage de l'échelle micro au milieu continu se fait en supposant une distribution aléatoire de défauts. On considère, de plus, qu'il existe des volumes de matière où ces défauts sont soumis à un état de contrainte uniforme. Ces hypothèses font partie des bases qui ont servi à établir le modèle de Beremin. Ce modèle est donc appliqué à partir des champs mécaniques locaux déterminés par la simulation numérique de l'essai Charpy. Pour chaque instant, on obtient la contrainte de Weibull, σ_W, et la probabilité de rupture correspondante. Cette méthode suppose un couplage faible entre l'endommagement ductile et le mécanisme du clivage.

VIII.5.2 Définition de la contrainte effective dans le modèle de Beremin

Le calcul de la contrainte de clivage est basé sur le modèle de Beremin (chapitre II). L'application de ce modèle après des propagations ductiles importantes nécessite de définir la contrainte effective qui sera utilisée dans le calcul de la contrainte de Weibull. Lors de la propagation de la déchirure ductile, le matériau laissé en arrière du front de fissure subit un déchargement mécanique. De plus, il peut se produire des déchargements locaux dans la zone proche de la pointe de fissure et la perte de confinement de la plasticité peut également entrainer une redistribution des contraintes. Si on considère que chaque point du matériau est soumis à une histoire de chargement $\underset{\sim}{\sigma}(t),\ p(t)$ où t est le temps, la probabilité de survie de chaque point au temps t est déterminée par le niveau de chargement maximum que ce point a vu pendant l'intervalle $[0,t]$ [Jeulin, 2001, Hild, 2001]. La contrainte effective considérée pour le calcul de la contrainte de Weibull est donc définie par :

$$\tilde{\sigma}_{eff}(t) = \max_{t' \in (0,t), \dot{p}(t') > 0} \sigma_I(t') \exp(-p(t')/k) \tag{VIII.4}$$

où $\sigma_I(t')$ est la plus grande contrainte principale de $\underset{\sim}{\sigma}(t')$. La condition $\dot{p}(t') > 0$ exprime que la plasticité doit être active (mouvement de dislocations) pour déclencher le clivage. Le terme $\exp(-p(t')/k)$ est intégré pour prendre en compte l'effet de la déformation plastique sur la forme des grains et sur l'émoussement des micro–fissures [Beremin, 1983]. La contrainte de Weibull est alors donnée par :

$$\sigma_w = \left[\int_V \tilde{\sigma}_{eff}^m \frac{dV}{V_0} \right]^{1/m} \tag{VIII.5}$$

où V est le volume total.

VIII.5.3 Résultats

La comparaison entre les valeurs expérimentales de l'énergie et de la déflexion à rupture et les probabilités de rupture à 10%, 50% et 90% obtenues par la simulation est reportée sur les figures VIII.43 et VIII.44 pour les modèles RM et GTN respectivement. Sur ces figures, la modélisation de la déchirure ductile a été prise en compte à partir de $-80°C$. Les probabilités de rupture présentées en deça de $-80°C$ ont été obtenues à partir de calcul 2D DP avec un matériau dense et échauffement adiabatique. La validité des probabilités de rupture obtenues est confortée par les travaux de Rossoll [Rossoll, 1998]. Rossoll a montré que pour les basses températures où l'endommagment ductile est inexistant, d'une part, qu'un calcul 2DDP permettait de représenter un calcul 3D vis à vis de la rupture par clivage, et d'autre part, que pour ces températures l'état de contrainte obtenu à partir d'un matériau dense ou à partir d'un matériau endommageable était identique. On peut affirmer raisonnablement que les probabilités reportées à $-120°C$ et $-100°C$ sont représentatives de celles que l'on aurait obtenues avec un calcul 3D et prise en compte de l'endommagement. Seul le point haut à $-100°C$ a montré la présence d'endomagement ductile ($\Delta a \sim 0.5$ mm), l'isoprobabilité de rupture à 90% devrait se trouver pour une énergie et une déflexion un peu plus faibles sur les graphes présentés. Soulignons également que l'analyse 2DDP surestime les niveaux de charge et donc les énergies lorsque la déflexion dépasse 1 mm, la représentation donnant l'évolution de la déflexion en fonction de la température est donc plus appropriée pour comparer les résultats expérimentaux avec les prévisions issues de la simulation. La validité des probabilités de rupture à $-165°C$ est plus discutable. En effet, pour cette température, la rupture a lieu avant le critère 3τ ne soit satisfait [Server, 1985]. Rappelons que ce critère postule que, lorsque la rupture se déclenche avant le temps nécessaire à 3 oscillations sur la courbe $P-\delta$, une analyse prenant en compte les effets inertiels est indispensable. A $-30°C$, seul le modèle RM a été utilisé. A cette température, la simulation a été réalisée sans prise en compte de la germination, l'analyse avec la germination n'a pas été effectuée par manque de temps. Pour le modèle GTN, les résultats reportés à $-80°C$ sont également obtenus sans germination.

La comparaison entre les isoprobabilités de rupture et les points expérimentaux est très bonne jusqu'à $-80°C$, c'est à dire jusqu'à des énergies d'environ 80 Joules. Au delà de $-80°C$, les résultats de la simulation sous–estiment les points expérimentaux et n'arrivent pas à décrire suffisamment la remontée des valeurs de l'énergie et de la déflexion à rupture. Sur les figures présentées, on a également reporté les isoprobabilités de rupture en considérant que le paramètre σ_u pouvait augmenter avec la température. A partir de la valeur de σ_u permettant une bonne description jusqu'à $-80°C$, soit $\sigma_u = 2925$MPa, on a utilisé une valeur de σ_u 5% supérieure à $-60°C$ (3071 MPa) et de 10% supérieure à $-30°C$ (3217 MPa). Cette dépendance apparente de σ_u avec la température permet de décrire correctement les points expérimentaux avec le modèle RM, l'accord étant un peu moins bon avec le modèle GTN.

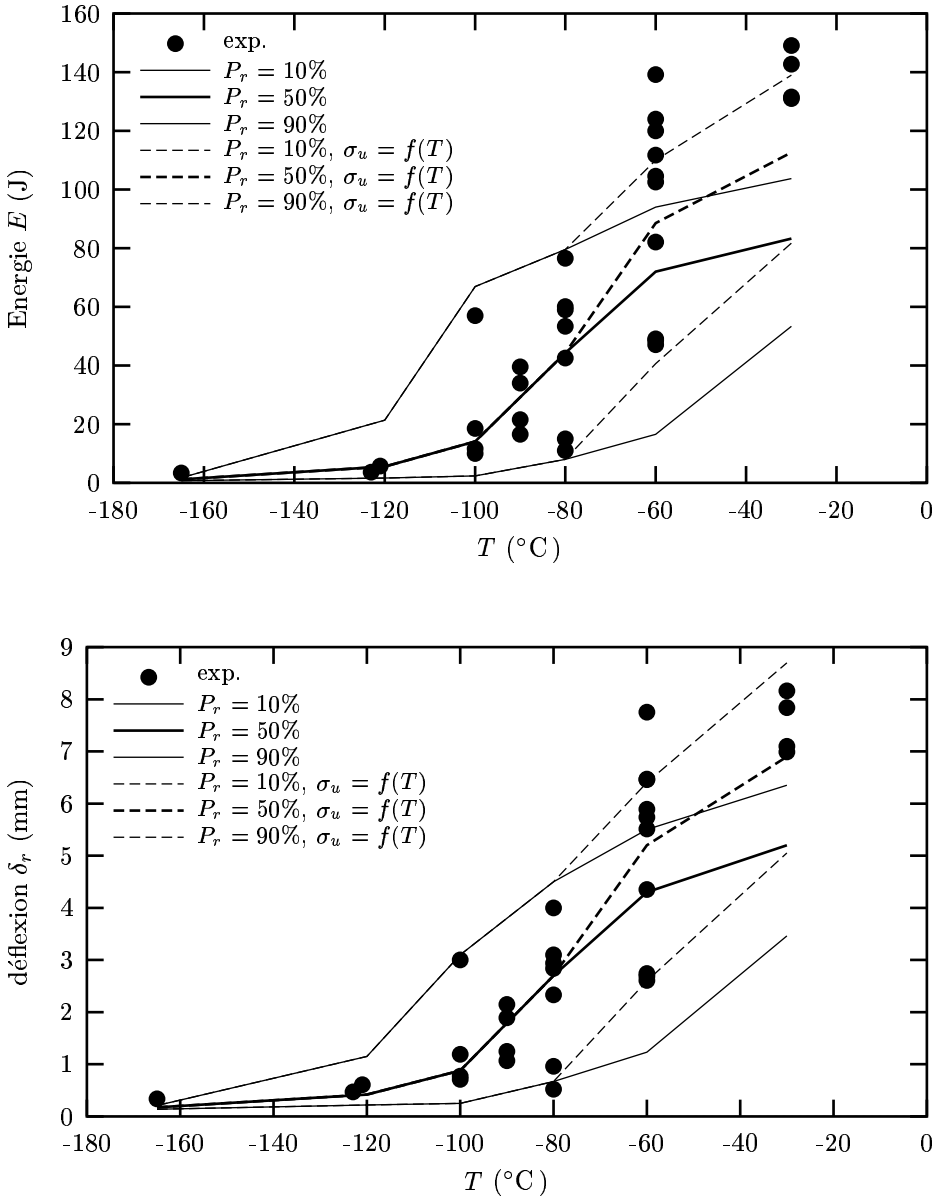


Figure VIII.43 : Prévision de la courbe de résilience de l'acier 16MND5 en énergie (en haut) et en déflexion à rupture (en bas). Modèle RM et modèle de Beremin. De -165°C à -100°C : matériau dense. De -80°C à -60°C : modèle RMG. A -30°C : modèle RM.

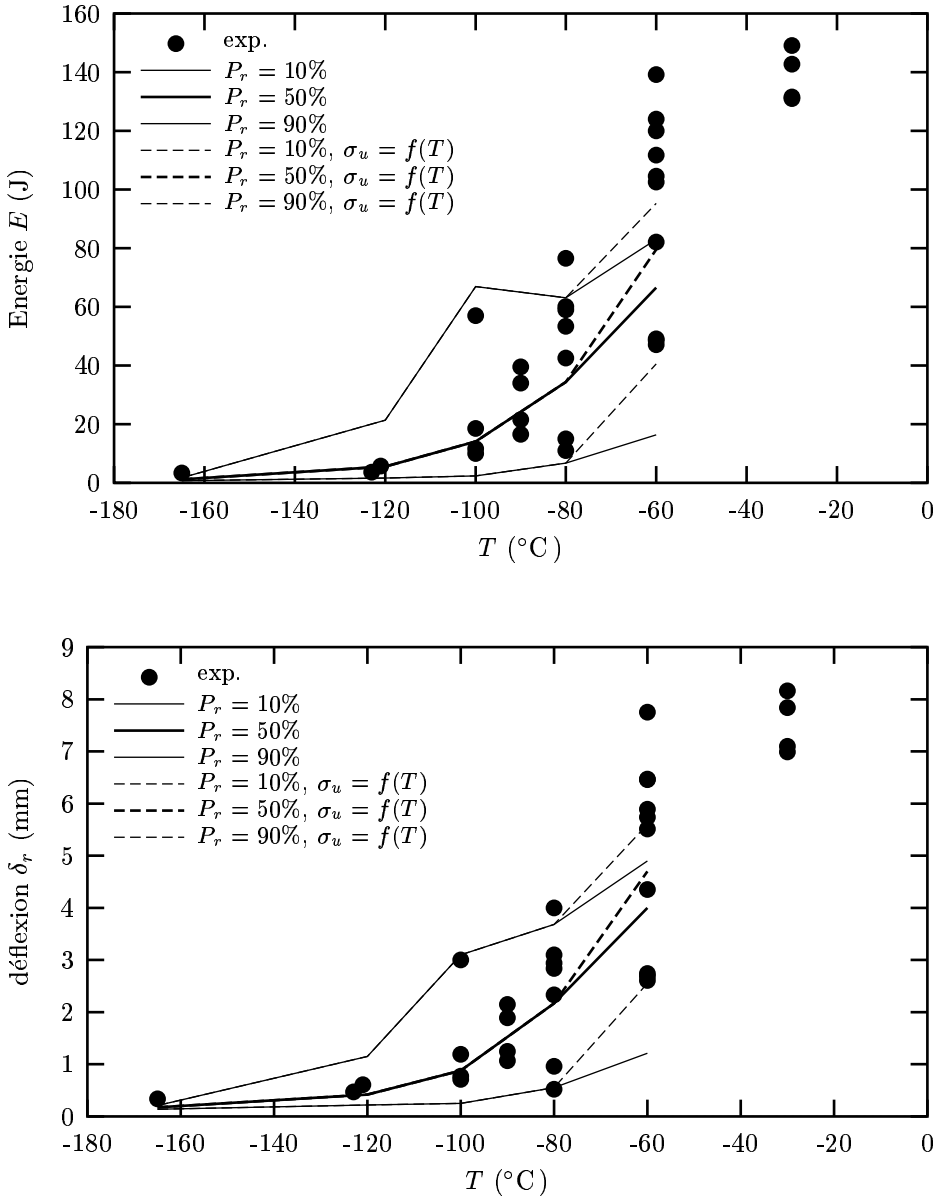


Figure VIII.44 : Prévision de la courbe de résilience de l'acier 16MND5 en énergie (en haut) et en déflexion à rupture (en bas). Modèle GTN et modèle de Beremin. De -165°C à -100°C : matériau dense. A -80°C : modèle GTN. A -60°C : modèle GTNG.

Avant d'effectuer la comparaison entre les probabilités de rupture obtenues en quasi–statique et en dynamique, on reporte sur la figure VIII.45, les valeurs des énergies et des déflexions à rupture obtenues par les trois modèles pour une probabilité de rupture de 50%. Sur cette même figure, on a également reporté la valeur moyenne de l'énergie et de la déflexion pour chaque température étudiée. Seules des simulations à $-80°C$ et $-60°C$ ont été effectuées avec description de l'endommagement ductile. Il est d'abord remarquable que les trois modèles Rousselier, GTN et RM donnent des probabilités de rupture très proches pour les deux températures étudiées. Rappelons en effet que même si l'analyse de l'endommagement a montré des propagations ductiles très proches au centre de l'éprouvette Charpy, les formes des fronts ductiles obtenues avec les trois modèles se sont révélées différentes, notamment pour le modèle de Rousselier. Cependant sur les bords de l'éprouvette, la contrainte est trop faible par rapport à la contrainte au centre de l'éprouvette pour jouer un rôle dans l'intégrale VIII.5. Notons également que l'accord avec l'expérience est satisfaisant.
La comparaison entre les probabilités de rupture obtenues en quasi–statique et en dynamique est reportée sur la figure VIII.46. Sur cette figure, par soucis de clairté, on a reporté uniquement l'isoprobabilité de rupture à 50% obtenue avec le modèle RM pour simuler l'essai Charpy en quasi–statique. Sur ce graphe, aucune des simulations n'a pris en compte la germination. Contrairement au cas dynamique, il n'est pas possible d'utiliser une analyse 2DDP à $-100°C$ et -120°C avec un matériau dense pour compléter ces courbes car pour ces températures, il y a déjà des fortes déformations et apparition d'endommagement ductile. La comparaison n'a donc pu être effectuée en dehors de l'intervalle $[-80°C : -60°C]$. On a également reporté l'isoprobabilité de rupture à 50% avec et sans dépendance de la température issue de la figure VIII.43 (modèle RM).

Les valeurs d'énergies et de déflexions à rupture pour une isoprobabilité de rupture de 50% sont très proches en conditions dynamiques et quasi–statiques sur l'intervalle de température considéré. Ce résultat est en accord avec les données expérimentales qui ont montré qu'il n'y avait pas de décalage entre les courbes dynamique et statique dans le domaine de la transition contrairement à d'autres matériaux qui montrent un effet fragilisant de la vitesse de sollicitation, les courbes en dynamique étant décalées vers les températures supérieures par rapport aux courbes en quasi–statique. Cet effet fragilisant de la vitesse de sollicitation dépend du comportement du matériau considéré, et la tendance à décaler la courbe de résilience vers les températures plus élevées lorsqu'on augmente la vitesse de sollicitation de l'éprouvette a déjà été reproduite par la simulation [Tvergaard and Needleman, 1986, Tvergaard and Needleman, 1988]. La courbe de résilience en quasi–statique gagnerait à être complétée pour notre matériau. On peut néanmoins déjà prévoir les tendances sur le plateau fragile et sur le plateau ductile. A basses températures, lorsque le mécanisme de rupture est du clivage avec peu de déformation plastique, la simulation a montré que les contraintes étaient moins élévées en quasi–statique qu'en dynamique (voir fig. VIII.26). Ainsi, il faudra une déflexion plus importante en quasi–statique pour atteindre le niveau de contrainte nécessaire au déclenchement du clivage et donc a priori une énergie supérieure à celle obtenue en dynamique. Sur le plateau ductile, lorsque la déchirure ductile est amorcée et se propage, les calculs ont montré que l'état de contrainte en avant de la déchirure ductile était proche en quasi–statique et en dynamique (voir fig. VIII.28). La

rupture, entièrement ductile, se produira pour des flèches équivalentes en dynamique et en quasi–statique. Comme le niveau de charge est plus élevé en dynamique, l'énergie à rupture correspondante sera donc supérieure. Ces prévisions sont en accord avec les observations expérimentales qui montrent que le niveau du plateau ductile est plus élevé pour la courbe de résilience dynamique et que le niveau du plateau fragile est plus élevé pour la courbe de résilience quasi–statique.

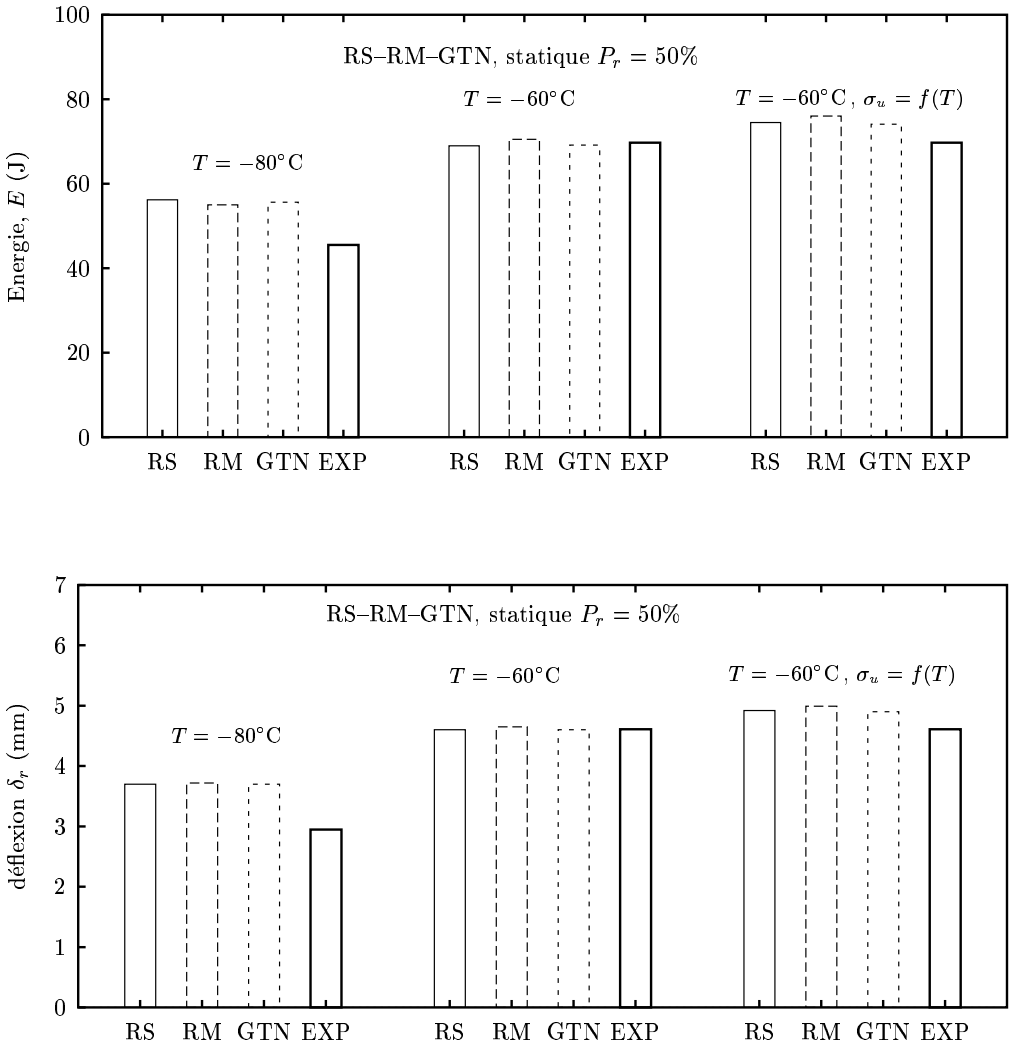


Figure VIII.45 : Comparaison entre les énergies et les flèches à rupture pour une probabilité de rupture de 50% prévues par les modèles RS, RM, GTN à $-80°C$ et $-60°C$ en quasi–statique. La valeur expérimentale (EXP) est la moyenne des valeurs obtenues à chaque température.

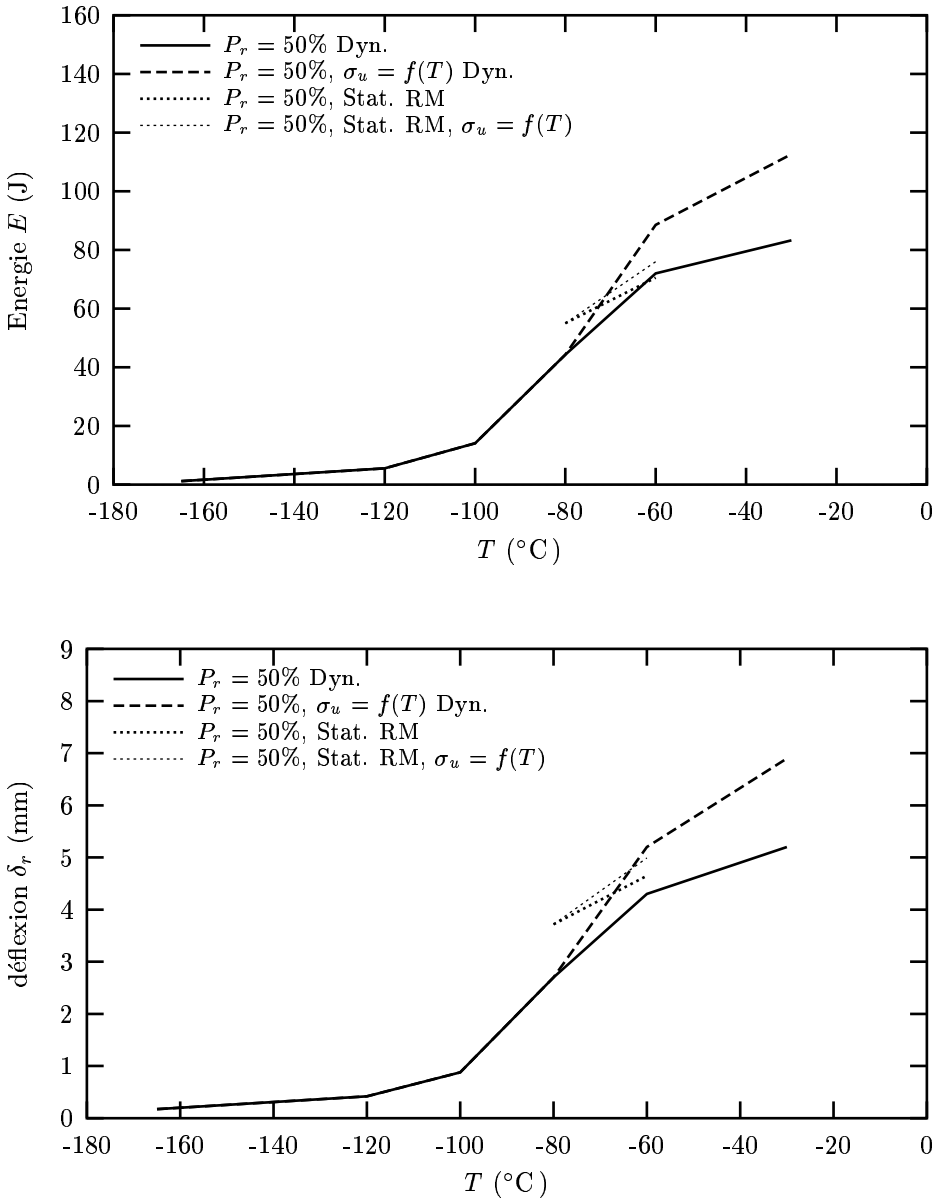


Figure VIII.46 : Comparaison entre les courbes de résilience dynamique et quasi–statique pour une probabilité de rupture de 50%, en énergie (en haut) et en déflexion à rupture (en bas).

VIII.5.4 Discussion

La prévision de la courbe de résilience dans le domaine de la transition ductile–fragile a été abordée par la simulation de l'essai Charpy. Les conditions de plasticité généralisée dans l'éprouvette, les avancées de déchirure ductile importantes précédant le déclenchement du clivage imposent l'utilisation de l'approche locale de la rupture. Deux modèles d'endommagement ductile, Rousselier et GTN , ont été utilisés pour décrire l'amorçage et la propagation ductile dans l'éprouvette de résilience. Une extension du modèle de Rousselier a été proposée pour les matériaux dont le comportement dépend de la vitesse et de la température, afin de pouvoir utiliser ce modèle dans le cas de l'essai Charpy où les conditions dynamiques induisent des vitesses de déformation importantes ainsi que des échauffements locaux. Les paramètres de ces trois modèles ont été déterminés à partir d'essais quasi–statiques à la température ambiante sur éprouvettes axisymétriques entaillées avec trois rayons d'entaille permettant de couvrir une gamme de triaxialité de 0.8 à 1.4. Un jeu unique de paramètres a été obtenu pour chaque modèle et permet de décrire correctement le comportement macroscopique de ces essais. La rupture fragile a été décrite par l'utilisation du modèle de Beremin [Beremin, 1983], qui à travers le calcul de la contrainte de Weibull, permet d'obtenir des isoprobabilités de rupture en fonction du chargement appliqué à une structure. Ce modèle utilise 3 paramètres m, σ_u, V_0 où l'exposant m représente la dispersion des défauts dans le matériau, la contrainte σ_u représente la résistance au clivage du matériau et V_0 est un volume de référence. Seul deux des paramètres sont indépendants, le paramètre σ_u étant lié à V_0 par la relation $\sigma_u V_0^{1/m}$ =cste. Dans ce modèle, on considère que les valeurs de m et σ_u sont indépendantes de la température et de la vitesse de sollicitation. Les paramètres m et σ_u ont été déterminés à partir d'essais quasi–statiques sur éprouvettes axisymétriques entaillées avec trois rayons d'entailles réalisés à basses températures ($T = -196°\mathrm{C}$, $-165°\mathrm{C}$, $-150°\mathrm{C}$) où la rupture est déclenchée uniquement par le clivage. Une correction de déformation plastique a été prise en compte dans le calcul de la contrainte de Weibull pour représenter la sensibilité de la contrainte moyenne de clivage à la déformation plastique observée dès $-100°\mathrm{C}$ sur l'acier 16MND5 [Beremin, 1983,Mudry, 1987]. L'application du modèle de Beremin en post–traitement des champs mécaniques locaux obtenus à partir des modèles d'endommagement suppose un couplage faible entre la rupture fragile et l'endommagement ductile.

Cette méthodologie permet de décrire correctement l'évolution et d'encadrer quantitativement les valeurs de l'énergie à rupture (résilience) jusqu'à $T = -80°\mathrm{C}$, c'est à dire jusqu'à des énergies de 80 Joules. Du point vue de l'ingénieur, ce résultat est satisfaisant car les énergies décrites encadrent les valeurs des indices utilisés pour caractériser un matériau, c'est à dire TK_{28}, TK_{68} et TK_7[9]. Soulignons que ce résultat a été obtenu à partir de valeurs de m et σ_u indépendantes de la température, que seuls des essais sur éprouvettes axisymétriques entaillées à l'ambiante et à basses températures ont été nécessaires à la détermination des modèles décrivant la rupture (ductile et fragile) et que le choix de la taille de maille utilisée s'est fait uniquement à partir d'une étude sur la description correcte des champs mécaniques dans l'éprouvette de résilience à partir d'un comportement élastoviscoplastique sans endommagement, de la simulation de la déchirure ductile sur éprouvettes AE et sur l'ordre de grandeur de l'espacement inter–inclusionnaire

[9]Température pour laquelle la résilience est égale à 7 daJ/cm^2, soit une énergie de 56 Joules.

dans l'acier 16MND5. Aucun calage n'a été effectué à partir d'essais de ténacité. Cette description correcte de l'endommagement est sûrement en partie due à l'utilisation d'essais AE contrôlés en déformation. Les paramètres d'endommagement déterminés permettent ainsi de décrire l'amorçage et la propagation de la déchirure ductile.
Les résultats obtenus ont également permis de retrouver l'absence d'effet fragilisant de la vitesse de sollicitation sur les courbes de résilience, effet particulier au matériau de cette étude.
Au delà de $-80°C$, les résultats obtenus sous–estiment l'augmentation des valeurs des énergies à rupture. Une description satisfaisante des résultats expérimentaux est obtenue en augmentant la valeur de σ_u de 5% à $-60°C$ et de 10% à $-30°C$. Cette dernière valeur de 10% étant certainement surestimée car elle a été obtenue à partir d'un calcul sans prise en compte du mécanisme de germination, ce qui est illustré sur la figure VIII.47 où l'on a reporté les probabilités de rupture obtenues à $-60°C$ avec le modèle RM avec et sans prise en compte de la germination. Pour une même déflexion, la probabilité de rupture obtenue sans germination est plus élévée quand l'endommagement ductile apparaît, ce qui signifie que l'énergie pour une probabilité donnée sera plus faible. Les probabilités de rupture à $-30°C$ sur la figure VIII.43 seront donc décalés vers le haut, ce qui signifie que l'augmentation de σ_u nécessaire pour décrire les points expérimentaux est moins importante que les 10% proposés.

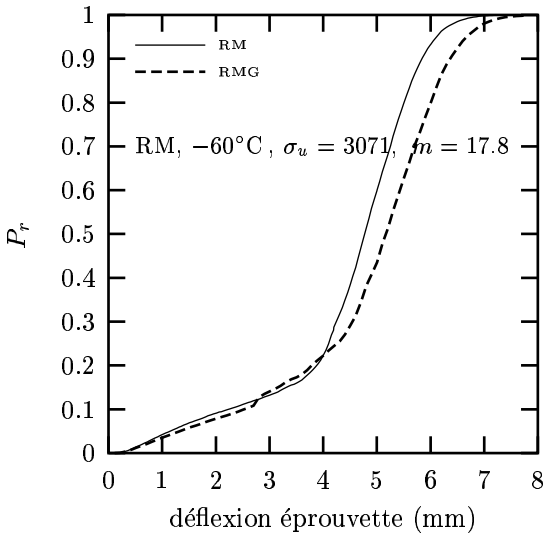


Figure VIII.47 : Comparaison entre les probabilités de rupture obtenus à partir d'un calcul avec et sans germination. Modèle RM à $-60°C$. Modèle de Beremin $\sigma_u = 3071$MPa, $m = 17.8$, $V_0 = 0.001\text{mm}^3$.

Plusieurs hypothèses peuvent être avancées pour expliquer que les prévisions ne permettent pas de décrire de façon totalement satisfaisante la remontée de la courbe de transition au–delà de $-80°C$:

- D'un point de vue mécanique :

- L'hypothèse d'échauffement adiabatique n'est peut être plus appropriée au delà de $-60°C$. On a en effet montré que les durées de l'essai sont alors de l'ordre de grandeur du temps caractéristique de diffusion de la chaleur (chapitre IV). On peut tenter d'appréhender les résultats si les conditions strictement adiabatiques ne sont pas vérifiées. Les contraintes locales vont augmenter ainsi que les probabilités de rupture pour une même énergie. Il faudra donc une énergie plus faible pour atteindre la même probabilité de rupture, les courbes d'isoprobabilités de rupture seront décalées vers le bas sur le graphe $E = f(T)$, ce qui va dans le sens opposé à la tendance expérimentale. Cependant dans le cas isotherme, d'une part, le volume plastique sera plus faible et d'autre part, l'amorçage et la propagation ductile seront différents (voir fig. VIII.21), conduisant à des champs mécaniques distincts. L'effet sur la contrainte de Weibull ne peut donc être estimé a priori et une analyse complète avec diffusion de la chaleur devra être envisagée.

• D'un point de vue des modèles utilisés :

- Le modèle de rupture fragile utilisé avec deux paramètres, conduit à des valeurs de l'exposant m de l'ordre de 20. Ce modèle est donc très sensible à une faible erreur sur le champ de contraintes dans l'éprouvette Charpy. La faible augmentation de σ_u nécessaire pour décrire correctement les données expérimentales correspond du point de vue mécanique à une légère diminution des valeurs de la contrainte. Les effets complexes propres à l'essai Charpy , vitesses de déformation importantes et échauffement adiabatique contribuent à rendre difficile une très bonne description des champs mécaniques locaux, notamment pour des avancées de déchirure ductile importantes. Un moyen de résoudre cette difficulté est d'introduire une contrainte seuil, σ_{th} dans l'expression de la contrainte de Weibull [Bakker and Koers, 1991, Koers et al., 1995, Moran and Shih, 1998, Gao et al., 1999, Xia and Cheng, 2000, O'Dowd et al., 2000]. Il en résulte des valeurs de m beaucoup plus faibles et ainsi une réduction de la sensibilité à la valeur de la contrainte. L'introduction d'un seuil dans l'expression de la contrainte de Weibull se justifie par le fait qu'il existe une valeur seuil de la contrainte en deça de laquelle le clivage ne peut se déclencher [Gao et al., 1998]. Un seuil implicite est déjà introduit dans le modèle de Beremin car le champ de contrainte est intégré uniquement sur le volume plastique, c'est à dire pour $\sigma > \sigma_0$. Certaines études considèrent cependant que le seuil doit être supérieur à la limite d'écoulement du matériau [Bakker and Koers, 1991, Koers et al., 1995], car une possibilité de déclencher du clivage existerait pour une température bien au–dessus de la région ductile–fragile. L'introduction d'un troisième paramètre permet d'autre part de mieux décrire les faibles probabilités de rupture [Bakker and Koers, 1991]. Un inconvénient majeur à l'introduction d'une contrainte seuil est sa détermination et sa signification. La valeur de σ_{th} est pré–supposée dans toute les études. Physiquement cette valeur doit néanmoins permettre d'avoir une zone d'amorçage du clivage qui contient un nombre suffisant de grains [Gao et al., 1999], elle sera donc particulièrement importante en pointe de fissure lorsque la zone plastique est confinée. Dans le cas d'une fissure qui se propage dans une éprouvette CT, l'introduction de σ_{th} permet de diminuer les probabilités de

rupture aux températures élevées [O'Dowd et al., 2000]. Ce dernier résultat est particulièrement intéressant car il contribuerait à rapprocher nos prévisions des points expérimentaux.

– L'utilisation de la plus grande contrainte principale maximale au cours de l'histoire du chargement dans le cas d'une fissure ductile qui se propage, ne fait pas l'unanimité dans les études consacrées à la description de la transition ductile–fragile. Si la majorité des études ont adopté la contrainte maximale sur l'historique du chargement, σ_{eff}^{max}, [Bakker and Koers, 1991, Gao et al., 1999, Bernauer et al., 1999, Rossoll, 1998], c'est parce que la probabilité de rupture obtenue par le modèle de Beremin est une probabilité de rupture cumulée et ne peut donc diminuer lorsque le chargement augmente. Dans le cas d'une fissure ductile qui se propage avec des échauffements et/ou une chute des contraintes due à une perte de confinement, l'utilisation de la contrainte actuelle σ_{eff}^{cur} peut conduire à une diminution de la probabilité de rupture. Cependant, certains auteurs estiment que l'utilisation de σ_{eff}^{max} est trop conservative [Moran and Shih, 1998]. Les résultats obtenus avec σ_{eff}^{max} et σ_{eff}^{cur} dépendent, bien entendu, de la géométrie considérée, avec un effet notable sur éprouvette CT et assez faible sur éprouvette SENB [Gao et al., 1999].
La détermination des isoprobabilités de rupture avec σ_{eff}^{cur} a été effectuée pour l'éprouvette Charpy dans le cas où l'on a propagation ductile. Les résultats obtenus sont reportés sur les figures VIII.48 et VIII.49 dans le cas de la sollicitation dynamique. Sur ces figures, on a également reporté les isoprobabilités de rupture obtenues avec σ_{eff}^{max} en considérant σ_u constante. L'isoprobabilité de rupture 90% à $-100°C$ n'a pas été reportée sur ces graphes, car la probabilité de rupture diminue à partir de 60% pour cette température. Cette diminution est due au fait que pour cette température, la simulation de l'essai Charpy a été réalisée avec un matériau dense, alors que le point expérimental haut montre un endommagement ductile. On peut donc présumer que l'isoprobabilité de rupture à 90% serait atteinte avec une analyse adéquate. Pour le modèle RM, l'isoprobabilité de rupture 90% à $-80°C$ n'a pas été reportée car la déflexion simulée n'était pas assez importante. De même, on peut présumer qu'elle sera atteinte pour une déflexion supérieure. Les résultats obtenus sont assez troublants, notamment pour l'isoprobabilité de rupture à 90% qui fournit une borne supérieure satisfaisante des valeurs expérimentales. Ce résultat s'explique par la perte de confinement pour les propagations importantes et également par la correction de déformation plastique dans le calcul de la contrainte effective qui sera d'autant plus importante que la déflexion à rupture sera grande. Rappelons que dans l'utilisation de σ_{eff}^{max}, on prend la plus grande valeur du produit $\sigma_I \exp(-p/k)$ au cours du chargement, et donc que la correction de déformation plastique ne va agir que pour des déformations plastiques faibles. Néanmoins, si l'utilisation de la contrainte actuelle donne des résultats satisfaisants, il ne faut pas en déduire une signification physique précise et un sens particulier à l'emploi de σ_{eff}^{cur}. D'ailleurs, l'utilisation de la contrainte actuelle ne permet pas non plus de décrire la remontée des valeurs de l'énergie (déflexion) lorsque la température augmente pour les faibles probabilités de rupture.

- La prévision de la courbe de résilience est mise en défaut pour des températures où les lèvres de cisaillement occupent une part importante du faciès de rupture, alors que les modèles utilisés pour décrire l'endommagement ductile ne permettent pas de décrire correctement ce mécanisme. Si cet argument peut être évoqué pour expliquer une faible adéquation entre la charge simulée et la charge expérimentale [Schmitt et al., 1994b] ou pour expliquer une mauvaise description de l'amorçage ductile sur éprouvette Charpy [Giovanola and Kirkpatrick, 1998], l'influence d'une mauvaise description des lèvres de cisaillement sur la contrainte de Weibull reste à démontrer, d'autant plus que l'introduction du mécanisme de germination dans les modèles semble permettre une description correcte de l'amorçage et de la propagation ductile. Notons néanmoins que les modèles utilisés et la discrétisation du maillage décrivent la déchirure ductile comme se propageant dans un plan, moyennant ainsi le comportement d'une fissure ductile qui, au niveau microscopique, se propage en fonction des particularités microstructurales rencontrées.

- Au niveau du mécanisme du clivage :

  - Les fortes déformations plastiques vues par le matériau avant le déclenchement du clivage dans le domaine de la transition ductile–fragile soulèvent la question de la dépendance de la contrainte de clivage et des mécanismes de la rupture fragile vis à vis de la déformation plastique. La dépendance apparente de la contrainte σ_u vis à vis de la température doit certainement être interprétée comme un effet de la déformation plastique sur le matériau. Les résultats qui ont montré l'indépendance de la contrainte de clivage avec la température et la vitesse de sollicitation ont tous été établis à partir d'essais réalisés à basses températures, et pour des états de déformation inférieurs ou égaux au chargement limite de l'éprouvette utilisée, limitant ainsi la quantité de déformation plastique vue par le matériau. Lorsqu'on détermine la contrainte moyenne de clivage $\bar{\sigma}_c$ pour des chargements supérieurs au chargement limite, $\bar{\sigma}_c$ augmente avec la température [Knott, 1966, Beremin, 1983]. Cette relation apparente entre la contrainte de clivage et la température a été expliquée, soit par un effet de la déformation plastique [Knott, 1966, Beremin, 1983], soit par un réel effet de la température [Wallin et al., 1984].
  - La rupture fragile est déclenchée à partir de micro–défauts présents dans le matériau. Des fortes déformations plastiques peuvent avoir un effet sur le déclenchement du clivage à plusieurs niveaux. Si c'est la germination qui contrôle la rupture par clivage, la déformation plastique va créer plus de défauts et favoriser le déclenchement du clivage. Si c'est la propagation qui contrôle le clivage, ce qui est le cas de notre acier, la déformation plastique va émousser les micro–fissures, ce qui rend plus difficile leur propagation dans la matrice et va désorienter les plans de clivage par rapport à la sollicitation principale. Soulignons que le modèle de rupture fragile utilisé suppose que les plans de clivage sont perpendiculaires à la plus grande contrainte principale alors qu'une déformation plastique intense peut provoquer des changements dans la distribution de la taille apparente des micro–fissures qui sont émoussées et qui subissent des rotations [Mudry, 1987].

Un effet macroscopique de la déformation plastique a été introduit dans le modèle de Beremin en redéfinissant la contrainte effective déclenchant le clivage comme le produit de la plus grande contrainte principale par un terme dépendant de la déformation plastique [Beremin, 1983]. Cette modification a été prise en compte dans les résultats présentés dans cette étude et n'a pas permis de représenter les valeurs expérimentales à partir de $-60°C$. Notons que la correction de déformation plastique a été prise identique sur toute la plage de température dans nos résultats. Cependant l'utilisation du maximum au cours du chargement de la contrainte effective limite l'effet de la correction de déformation pour des valeurs de la déformation assez faibles. Cet effet est illustré sur la figure VIII.50 où l'on a reporté l'évolution de la contrainte effective en fonction de la déformation plastique en un point du matériau en considérant la contrainte σ_I ou la contrainte $\sigma_I \exp(-p/4)$. L'historique de la contrainte effective utilisée en chaque point du matériau pour déterminer la contrainte de Weibull est la courbe enveloppe maximum de l'évolution de $\sigma_I \exp(-p/4)$ en fonction de p. Cette méthode limite l'effet de la déformation plastique très tôt dans le chargement. Pour décrire le déclenchement du clivage après propagation ductile, il faudrait donc prendre en compte autrement l'effet de la déformation plastique vu par le matériau afin de mieux décrire l'augmentation de la résistance du matériau au déclenchement du clivage. La rôle de la déformation plastique est suggéré par les observations effectuées à partir des faciès de rupture qui montrent que l'endommagement ductile dans la zone où se déclenche le clivage est de plus en plus important pour les fortes propagations ductiles et donc les énergies élévées.

– La dépendance de la contrainte de clivage vis à vis de la température évoquée par Wallin [Wallin et al., 1984] est expliquée par la sensibilité de la mobilité des dislocations avec la température. Quand celle–ci augmente, les dislocations sont plus mobiles et il est plus difficile de maintenir une densité critique de dislocations à la pointe d'une fissure pour déclencher le clivage; il faut donc produire plus de travail plastique. La dépendance de σ_c vis à vis de T est introduite, en considérant un défaut de Griffith, à travers le travail associé à la rupture, γ_p, par la relation $\gamma_p = \gamma_0 + [\gamma(0) - \gamma_0]\exp(mT)$ où γ_0 est la composante athermique de γ_p, $\gamma(0) = \gamma_p(T = 0K)$ et m l'exposant de la force de Peierls–Nabarro. Cette expression est obtenue à partir de la relation entre la force de Peirls–Nabarro et la composante thermique de la force s'opposant au mouvement des dislocations. Cette dépendance vis à vis de la température peut également être introduite par l'augmentation de la ténacité à l'arrêt de l'interface particule fragile–matrice ou de l'interface matrice–matrice au niveau des joints de grains [Martìn-Meizoso et al., 1994, Lambert–Perlade, 2001]. Le mécanisme décrit est une augmentation de la ténacité locale. Généralement les aciers à partir desquels ces théories ont été établies présentent des pop-ins sur la courbe de charge et il est possible d'observer des fissures de clivage arrétées par des joints de grains [Lambert–Perlade, 2001]. L'acier 16MND5 de cette étude ne présente, quant à lui, pas de phénomène de pop–in et aucune observation probante n'a mis en évidence l'arrêt de fissure de clivage en plusieurs endroits du faciès. Seules quelques facettes de clivage entièrement entourées d'endommagment ductile ont été observées très près du

front de la déchirure (voir figure VI.24). Il est cependant difficile d'affirmer si c'est l'endommagement ductile qui a arrêté la propagation de cette fissure de clivage ou si cette micro–zone de clivage a été créée suite à l'instabilité déclenchée par le clivage en un autre endroit du faciès.

– Un autre aspect du déclenchement du clivage après des fortes déformations plastiques et propagation de la déchirure ductile est la modification de la population de défauts à l'origine du clivage. Les observations expérimentales sur des aciers où les carbures sont à l'origine du déclenchement du clivage, ont montré que seul 0.1 à 1% des carbures semblent participer au processus de rupture par clivage à basses températures [Curry and Knott, 1979]. Une variation avec la température de la fraction des carbures participant au processus de rupture a été proposée [Wallin et al., 1984, Godse and Gurland, 1989]. Cette idée a été reprise en modifiant le calcul de la probabilité de rupture [Koers et al., 1995] ou de la contrainte de Weibull [Xia and Shih, 1996, Bernauer et al., 1999] en introduisant un terme fonction de la probabilité de germination de cavités autour des défauts déclenchant le clivage, ce terme étant dépendant de la déformation plastique vue par le matériau. L'idée sous–jacente est d'une part, que la population de micro–défauts pouvant déclencher le clivage n'est pas fixée dès l'apparition de la plasticité et que de nouveaux défauts continuent à apparaître avec la déformation plastique[10] [Bernauer et al., 1999] et, d'autre part, que la germination d'une cavité autour d'un défaut potentiellement actif, le rend inoffensif pour le déclenchement du clivage. Cette modification de la contrainte de Weibull conduit à une diminution de la probabilité de rupture à énergie donnée, et permet de décrire la remontée de l'énergie lorsque la température augmente. Les études réalisées avec cette approche n'ont pas montré de comparaison avec des données expérimentales et ont utilisé l'expression proposée par Chu [Chu and Needleman, 1980] pour décrire la probabilité de germination de cavités autour des carbures. Cette modification du modèle de Beremin introduit un couplage plus important entre l'endommagement ductile et le déclenchement du clivage et constitue certainement une voie d'amélioration de la description de toute la courbe de transition. Elle nécessite une étude expérimentale rigoureuse de la germination autour des défauts déclenchant le clivage. Dans le cas de l'acier 16MND5, l'étude initiée sur l'endommagement autour des carbures devra être poursuivie.

  Si la déformation plastique peut modifier la quantité de défauts participant au déclenchement de la rupture fragile, elle peut également modifier la nature de ces défauts. Des observations sur un acier 16MND5 issu d'une virole porte–tubulure, ont montré l'implication croissante des inclusions de sulfure de Manganèse dans le déclenchement du clivage [Renevey, 1997] avec l'augmentation de température alors que ces inclusions n'étaient pas actives à basses températures. Un modèle "MnS" a été développé pour permettre la description de ce mécanisme [Renevey, 1997, Carassou, 2000]. Du point de vue du modèle de Beremin, ce changement dans la nature des sites à l'origine du clivage lorqu'on augmente la température

[10] Une relation linéaire décroissante jusqu'à une déformation maximale est introduite [Bernauer et al., 1999].

se traduirait par une évolution du paramètre m, car celui–ci caractérise la distribution des tailles des défauts, et par une évolution du paramètre σ_u car la résistance au clivage dépend du type de défaut. Les observations fractographiques réalisées sur l'acier de cette étude, dont la teneur en soufre est deux fois plus faible que celle de l'acier de Renevey, n'ont pas montré de rôle prédominant des inclusions de sulfure de Manganèse lorsque la température augmente. Le changement de nature de la population des sites déclenchant le clivage ne semble donc pas être une voie à poursuivre sur notre matériau pour améliorer la description de la courbe de résilience.

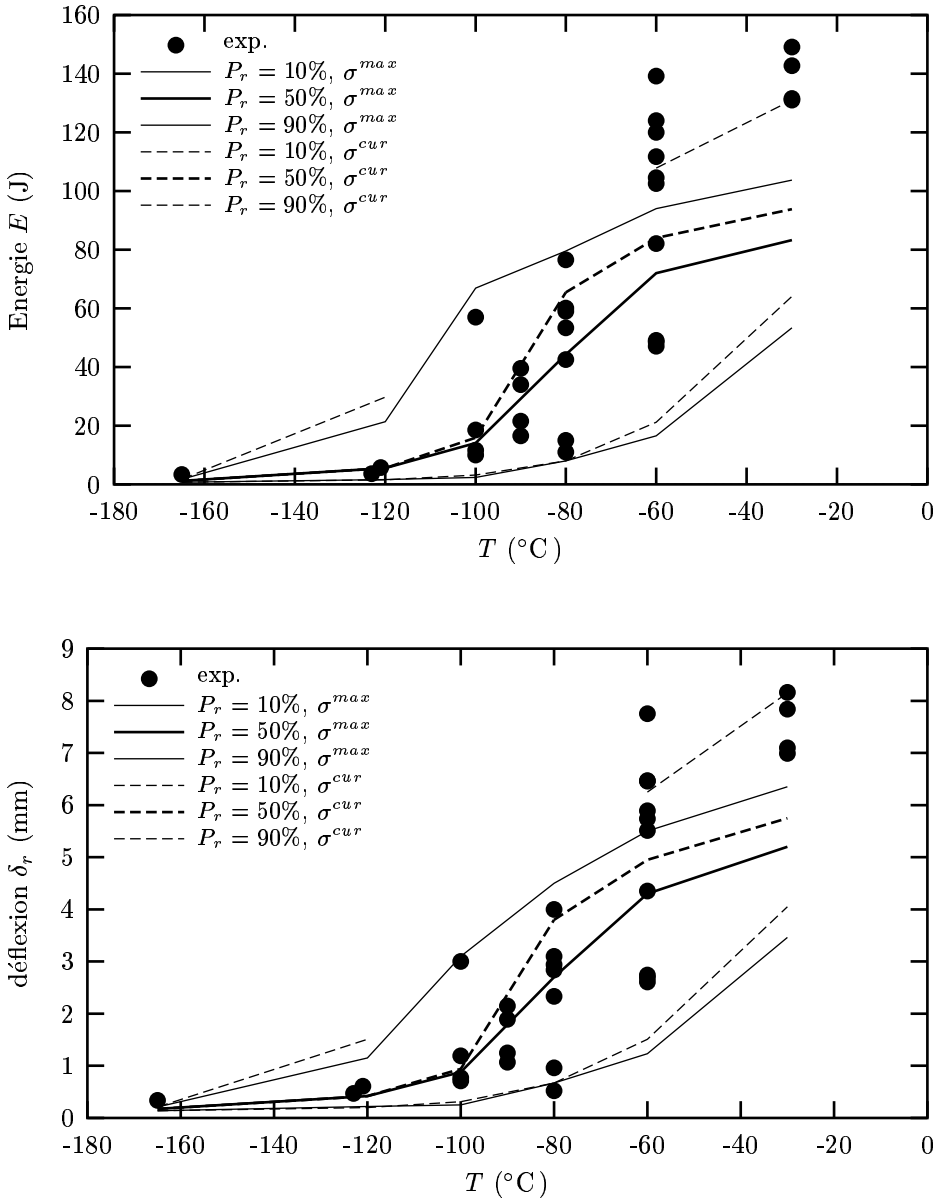


Figure VIII.48 : Comparaison de la prévision de la courbe de résilience et de déflexions à rupture obtenues en considérant comme contrainte effective dans le modèle de Beremin la contrainte σ_{eff}^{max} ou la contrainte σ_{eff}^{cur}. Modèle RM.

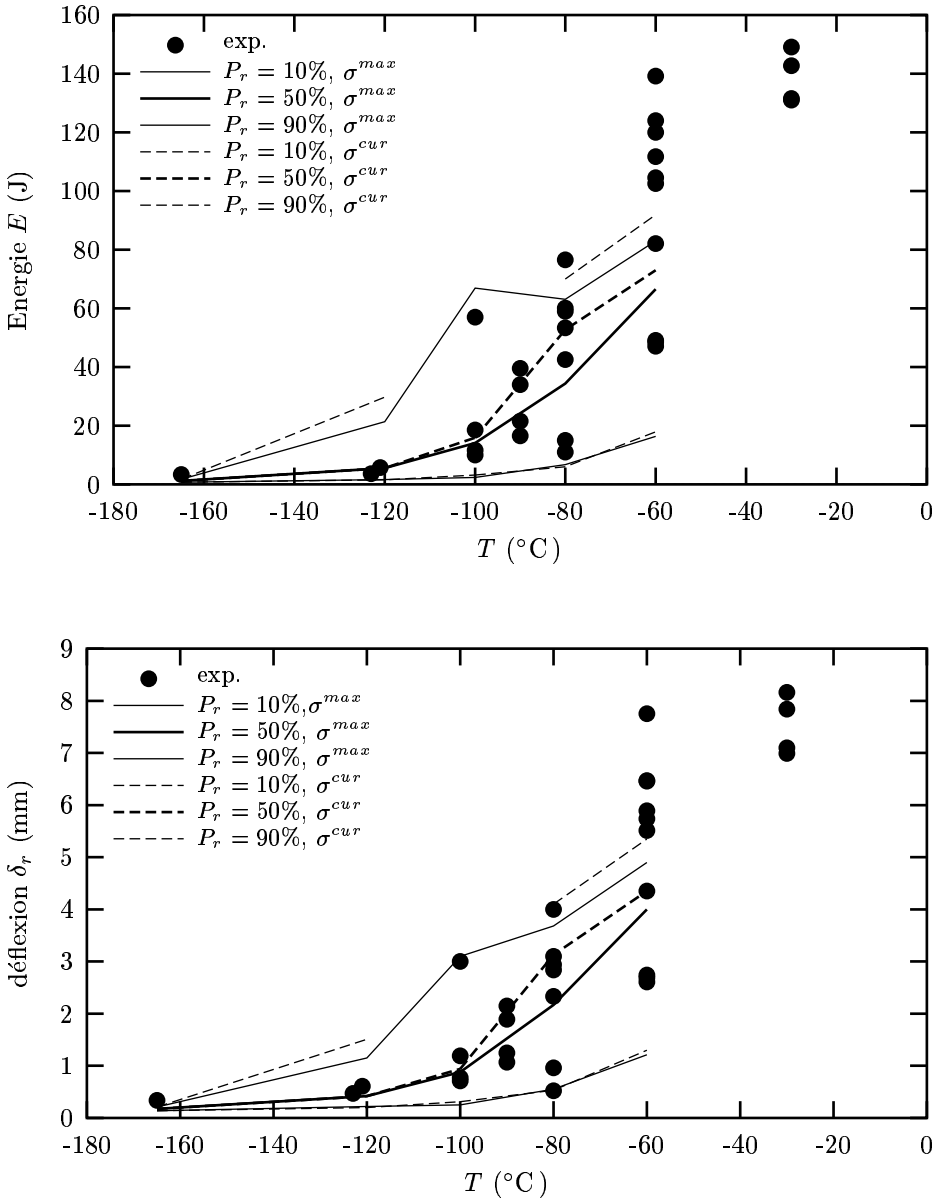


Figure VIII.49 : Comparaison de la prévision de la courbe de résilience et de déflexions à rupture obtenues en considérant comme contrainte effective dans le modèle de Beremin la contrainte σ_{eff}^{max} ou la contrainte σ_{eff}^{cur}. Modèle GTN.

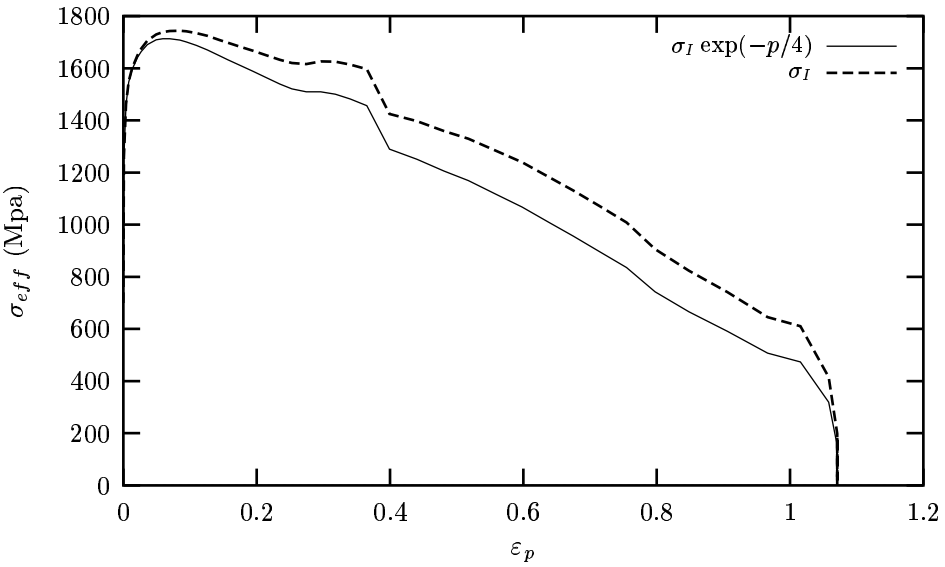


Figure VIII.50 : Effet de la prise en compte d'une correction de déformation plastique sur la valeur de la contrainte dans le modèle de Beremin. Comparaison entre l'évolution de σ_I et de $\sigma_I \exp(-p/4)$ en fonction de la déformation plastique en un point du matériau.

VIII.6 Premiers pas vers un passage résilience–ténacité

VIII.6.1 Modélisation de l'essai de ténacité

La modélisation de l'essai de ténacité a été réalisée à $T = -60°C$ et $T = -30°C$, températures auxquelles des essais ont été réalisés (voir annexe A-II.4). L'éprouvette CT30 a été modélisée avec un maillage tridimensionnel (fig. VIII.51). Par symétrie, seul un quart de l'éprouvette est modélisé. Les entailles latérales de 10% de la largeur de l'éprouvette ont également été prises en compte. Un zoom de la pointe de fissure est présenté sur la figure VIII.51b. La zone autour de la pointe de fissure est raffinée afin de bien décrire les champs mécaniques. Une zone en arrière de la pointe de fissure est également raffinée pour bien modéliser l'écoulement de la plasticité. Aucun émoussement en pointe de fissure n'a été introduit. De plus, le rayon $\rho = 0.25$mm au fond des entailles latérales n'a pas été représenté dans ces calculs. La taille de maille est de $100 \times 150 \mu m^2$ dans la zone où se propage la fissure. La longueur de fissure initiale, a_0, est telle que $a_0/W = 0.55$. Les résultats présentés ont été obtenus avec le modèle de Rousselier standard, en prenant en compte la variation de la constante σ_1 avec la température, en considérant une relation de proportionnalité avec la résistance à la traction, R_m, du matériau, soit $\sigma_1(-60°C) = 669$ MPa et $\sigma_1(-30°C) = 637$ MPa. Le comportement de la matrice est le comportement élastoviscoplastique identifié précédemment (Chapitre VII).

Les essais réalisés sur éprouvette CT30 à $-60°C$ et $-30°C$ sont décrits en annexe A-II.4. On reporte sur la figure VIII.52, la comparaison des courbes Charge–ouverture simulées et expérimentales. On note tout d'abord une dispersion expérimentale importante au niveau des valeurs de la charge pour les deux températures. A $-60°C$, l'essai H5 qui présente une valeur de la charge anormalement basse et une propagation ductile très importante pour cette température n'a pas été représenté (voir annexe A-II.4). Les écarts sur la charge sont expliqués soit par un effet de prélèvement ou bien par la difficulté à maintenir la température constante sur toute l'épaisseur de la géométrie et sur la durée de l'essai. Malgré cette dispersion expérimentale sur la charge, les courbes calculées représentent bien les valeurs moyennes expérimentales. Ce résultat est d'autant plus satisfaisant que la taille de maille, à laquelle sont sensibles les modèles d'endommagement ductile, n'a pas été déterminée sur éprouvettes CT. Aucune comparaison n'a été effectuée sur les avancées ductiles expérimentales et simulées.

VIII.6.2 Résultats

Les essais de ténacité réalisés à $-60°C$ et $-30°C$ ont été dépouillés en termes de K_{Jc} avec $K_{Jc} = \sqrt{\frac{J_c E}{1-\nu^2}}$ et J_c est donné par l'expression VIII.6 :

$$J_c = \eta_0 \frac{U_c}{B_n(W - a_0)} \tag{VIII.6}$$

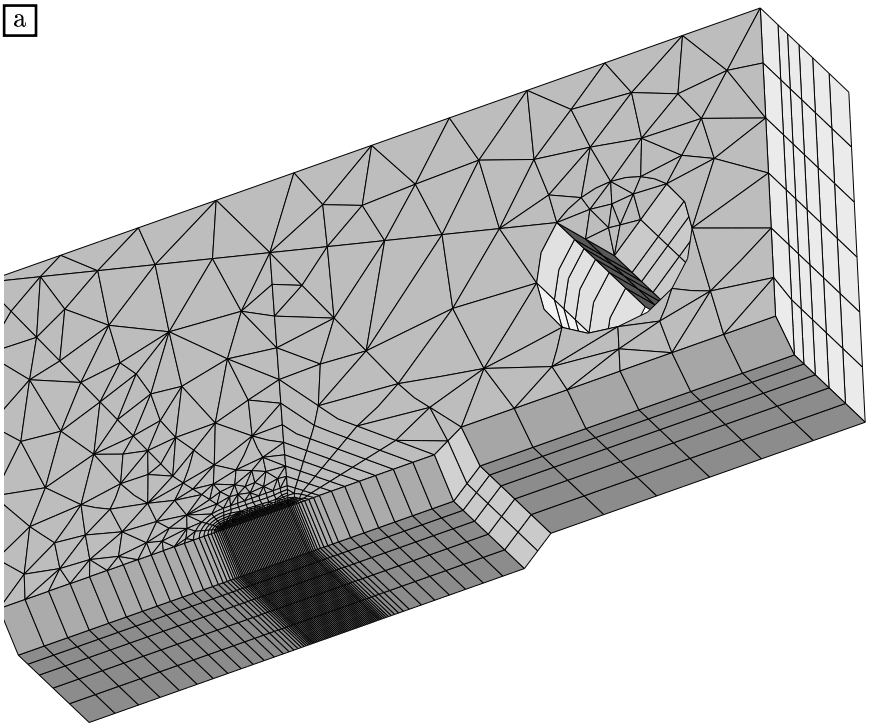
avec
- U_c calculée à partir de l'aire sous la courbe $P - \delta$ jusqu'à la rupture
- η_0 paramètre pondérateur fonction de la géométrie
  pour une CT : $\eta_0 = 2 + 0.522(1 - a_0/W)$

La comparaison des valeurs de K_{Jc} expérimentales et des isoprobabilités de rupture obtenues par le modèle de Beremin est reportée sur la figure VIII.53. Sur cette figure, la valeur de K_{Jc} expérimentale représentée par un symbole vide n'est pas valable en termes de J_c. Les isoprobabilités reportées correspondent, d'une part à une valeur constante de $\sigma_u = 2925$ MPa déterminée à partir des essais sur AE, et d'autre part aux valeurs de $\sigma_u = f(T)$ déterminée à $-60°C$ et $-30°C$ pour donner une représentation correcte des essais de résilience.
Si on considère les résultats obtenus avec une valeur de σ_u constante et égale à 2925 MPa, les valeurs des isoprobabilités de rupture permettent d'encadrer les valeurs expérimentales à $-60°C$, c'est à dire des valeurs de K_{Jc} d'environ 170 MPa$\sqrt{m}$, mais ne permettent pas d'encadrer les valeurs obtenues à $-30°C$. Si on considère les valeurs de σ_u fonction de la température déterminées à partir des essais de résilience, les isoprobabilités de rupture permettent d'encadrer les valeurs expérimentales jusqu'à 310 MPa$\sqrt{m}$. Le point expérimental haut avec une valeur de 481 MPa$\sqrt{m}$ ne peut être décrit, cependant la valeur très élevée obtenue pour cet essai doit être validée par d'autres essais. On s'interroge notamment sur les conditions de maintien en température durant l'essai.

VIII.6.3 Discussion

La description à $-60°C$ des valeurs de la ténacité obtenues par le modèle de Beremin en conservant une valeur de σ_u déterminée à basses températures est bonne. Pour cette température, le mécanisme de rupture principal sur les éprouvettes CT30 est le clivage et l'endommagement ductile est quasiment inexistant, ce qui explique le bon accord obtenu entre la simulation et l'expérience. Le fait que la simulation permette d'encadrer les valeurs expérimentales sans avoir à modifier la valeur de σ_u renforce l'idée que c'est à travers l'effet de la déformation plastique sur le déclenchement du clivage qu'une bonne description de la résilience et de la ténacité doit être possible. A $-30°C$, il faut légèrement augmenter la valeur de σ_u pour décrire correctement les valeurs expérimentales. Notons d'une part, que la simulation réalisée n'a pas pris en compte l'émoussement de la fissure initiale, d'autre part que le rayon en fond d'entaille des rainures latérales n'a pas été modélisé, ces deux points contribuent à l'augmentation du niveau de contrainte dans l'éprouvette, notamment au début du chargement lorsque la fissure ductile ne s'est pas propagée. Tous ces éléments contribuent à augmenter la probabilité de rupture pour une ténacité donnée et leur prise en compte contribuerait à remonter les valeurs calculées. Néanmoins, nous ne pensons pas que ces modifications permettraient de décrire suffisamment bien l'augmentation de la ténacité avec la température. A $-30°C$, la zone en avant de la fissure n'est plus en conditions de plasticité confinée, et les déformations vues par le matériau sont importantes. La description des valeurs expérimentales nécessite d'augmenter la valeur de σ_u, ce qui nous conforte dans l'idée qu'une prise en compte plus appropriée de l'effet de la déformation plastique doit être introduite dans le modèle de Beremin pour décrire correctement les valeurs de la ténacité après une propagation ductile. Bien entendu les prévisions présentées devront être confortées par la comparaison avec des valeurs expérimentales plus nombreuses. Néanmoins, cette première étude est encourageante et valide l'utilisation du modèle de Beremin pour décrire la rupture fragile dans des éprouvettes de géométries différentes, où les niveaux de triaxialité et l'état de confinement de la plasticité sont très variés.

a



b

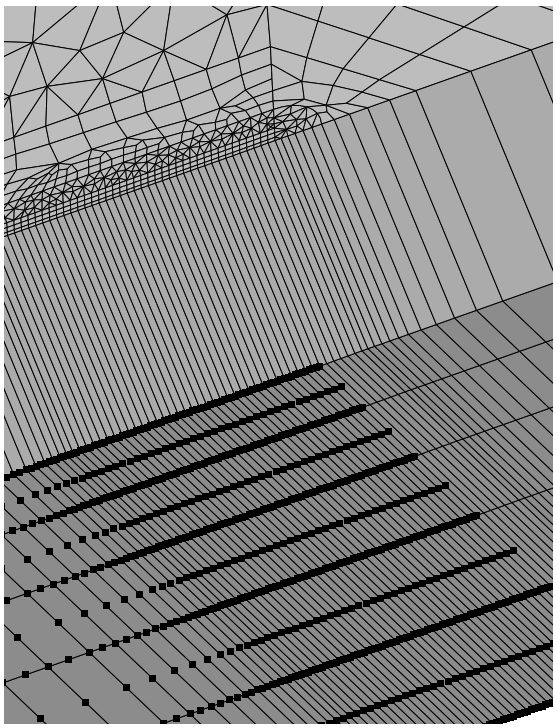


Figure VIII.51 : Maillage utilisé pour la modélisation de l'essai de ténacité. Eprouvette CT30 avec entailles latérales. 17474 noeuds, 4212 éléments. 6 éléments dans l'épaisseur. Un zoom de la pointe de fissure est présenté sur la figure b.

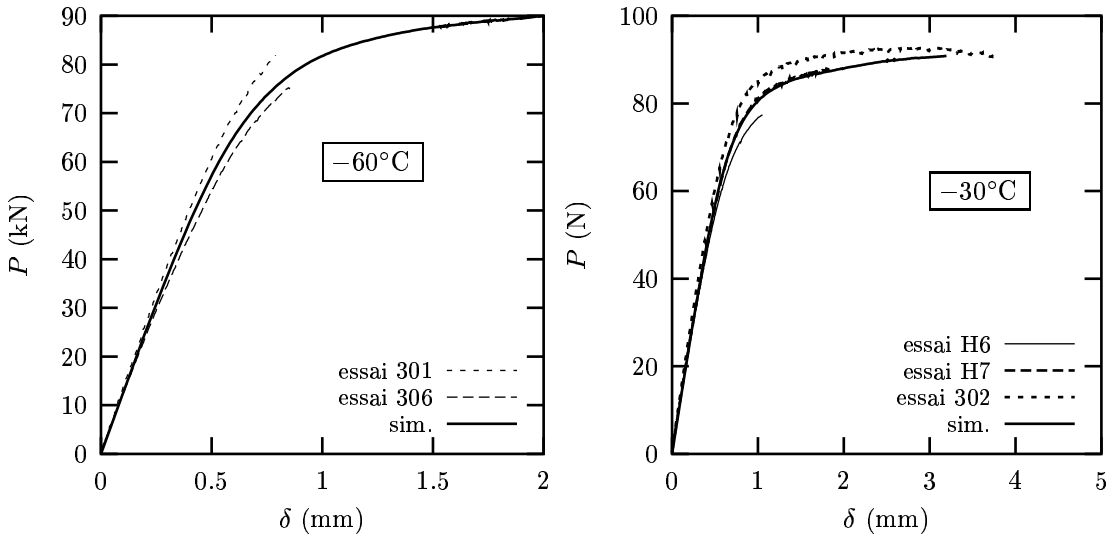


Figure VIII.52 : Comparaison entre les courbes Charge–ouverture simulées et expérimentales à −60°C et −30°C. **Modèle de Rousselier**

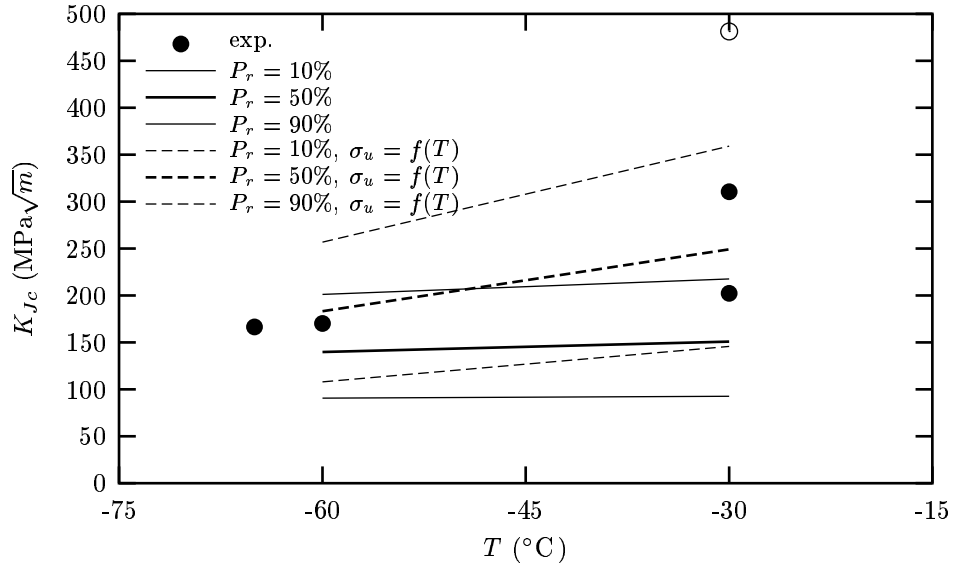


Figure VIII.53 : Comparaison entre les valeurs expérimentales de la ténacité K_{Jc} et les isoprobabilités de rupture prévus par la simulation dans le domaine de la transition ductile–fragile.

VIII.7 Conclusions

La prévision de la courbe de résilience dans le domaine de la transition ductile–fragile a été abordée par la simulation de l'essai Charpy qui s'appuie sur l'approche locale de la rupture. Le mécanisme d'endommagement ductile a été modélisé par les modèles de GTN et de Rousselier. Une modification du modèle de Rousselier dans le cas de matériaux sensibles à la vitesse de déformation et à la température a été appliquée au cas de l'essai Charpy, essai complexe présentant des vitesses de déformations importantes et des échauffements locaux. La description du déclenchement du clivage a été réalisée à l'aide du modèle de Beremin en prenant en compte une correction de déformation plastique. Dans cette analyse, les déformations plastiques importantes dans la zone de rupture, permettent en amortissant la propagation des ondes, de négliger les termes inertiels. La comparaison de plusieurs hypothèses de calcul nous ont permis de dégager plusieurs conditions nécessaires à une bonne modélisation de l'essai Charpy dans le domaine de la transition ductile–fragile :

1. **Une modélisation tridimensionnelle de l'éprouvette de résilience est indispensable pour décrire correctement les champs mécaniques locaux dès lors qu'on a propagation de déchirure ductile.**

2. **Le comportement du matériau dense doit être décrit par une loi élastoviscoplastique paramètrée en température.**

3. **Les élévations de températures dues aux conditions d'échauffement adiabatique doivent être modélisées afin de rendre compte des effets induits sur les champs de contrainte. Elles contribuent notamment à favoriser l'amorçage de la déchirure ductile.**

4. **La prise en compte du mécanisme de germination autour des carbures permet une meilleure description de l'amorçage en fond d'entaille et de la propagation sur les bords libres de l'éprouvette de la déchirure ductile. La modélisation de la germination est un moyen commode qui remplace la description par les modèles utilisés de la formation des lèvres de cisaillement. Le modèle de Rousselier standard, par sa sensibilité au cisaillement, permet de décrire correctement l'amorçage de la déchirure ductile et sa propagation sur les bords libres.**

La comparaison entre les données expérimentales et les résultats issus de la simulation a montré un bonne description de l'endommagement ductile au sein de l'éprouvette Charpy.

L'analyse des champs de contraintes obtenus en simulant une sollicitation de l'éprouvette Charpy en quasi–statique et en dynamique a permis de comprendre pourquoi le matériau de cette étude ne présente pas de décalage en température de la courbe de résilience avec la vitesse de sollicitation. Une combinaison complexe de l'écrouissage, de la vitesse de déformation, des échauffements locaux, des avancées ductiles différentes conduit, pour une même énergie, à des valeurs maximales de la plus grande contrainte principale très proches.

La prévision de la courbe de résilience de l'acier 16MND5 est satisfaisante en deça de $-60°C$, c'est à dire pour des énergies de l'ordre de 70 J, permettant ainsi de rendre compte

des indices couramment utilisés dans la construction pour caractériser un matériau, TK_{28J}, TK_{68J} et TK_7. Au delà de ces énergies, l'introduction d'une dépendance apparente de la contrainte de clivage vis à vis de la température est nécessaire pour rendre compte des points expérimentaux. Cette augmentation de la contrainte de clivage est appréhendée comme un effet de la déformation plastique sur le matériau, qui est insuffisamment pris en compte par le modèle de Beremin. Un couplage plus important entre l'endommagement ductile et le clivage devra être introduit pour rendre compte de l'élévation des valeurs de l'énergie à rupture dans la partie haute du domaine de la transition ductile fragile.

Une première approche du passage résilience–ténacité a été effectuée à deux températures du domaine de la transition ductile–fragile. Elle a permis de dégager les conclusions suivantes :

1. **Le modèle de Beremin, dans sa version actuelle, permet de décrire les valeurs de la ténacité jusqu'à 170 MPa$\sqrt{m}$ sans introduire d'effet de la température sur le paramètre σ_u. Cette bonne description conforte l'utilisation du modèle de Beremin pour prévoir la rupture fragile d'éprouvettes présentant des niveaux de triaxialité et des états de confinement de la plasticité différents.**

2. **Au delà de ces énergies, et pour des températures plus élévées, la valeur de la contrainte de clivage semble devoir être légèrement augmentée afin de décrire correctement les valeurs expérimentales. Ce résultat renforce l'idée selon laquelle la déformation plastique modifie les conditions de déclenchement du clivage et sa prise en compte dans le modèle de Beremin doit être améliorée.**

Ces premiers résultats sur le passage résilience–ténacité sont néanmoins encourageants et montrent les possibilités de la méthode utilisée pour décrire correctement la transition ductile–fragile et le passage résilience–ténacité. Ces premières constations doivent cependant être confrontées avec une base expérimentale d'essais de ténacité plus importante.

Bibliographie

Alexander, J. and Komoly, T. (1962). On the yielding of a rigid/plastic bar with an Izod notch. *J. Mech. Phys. Solids*, 10:265–275.

Bakker, A. and Koers, R. (1991). Prediction of cleavage fracture events in the brittle–ductile transition region of a ferritic steel . In *Defect Assessment in Components—Fundamentals and Applications*, pages 613–632. Mechanical Engineering Publications, London.

Basu, S. and Narasimhan, R. (1999). A finite element study of the effects of material characteristics and crack tip constraint on dynamic ductile fracture initiation. *J. of the Mechanics and Physics of Solids*, 47:325–350.

Basu, S. and Narasimhan, R. (2000). A numerical investigation of loss of crack tip constraint on dynamically loaded specimen. *J. of the Mechanics and Physics of Solids*, 48:1967–1985.

Beremin, F. (1983). A local criterion for cleavage fracture of a nuclear pressure vessel steel. *Met. Trans.*, 14A:2277–2287.

Bernauer, G., Brocks, W., and Schmitt, W. (1999). Modifications of the Beremin model for cleavage fracture in the transition region of a ferritic steel. *Eng. Frac. Mech.*, 64:305–325.

Besson, J., Steglich, D., and Brocks, W. (2001). Modeling of crack growth in round bars and plane strain specimens. *Int. J. Solids Structures, accepted.*

Bilby, B., Howard, I., and Li, Z. (1992). Prediction of the first spinning cylinder test using ductile damage theory. *Fatigue Fract. Engng Mater. Struct.*, 16(1):1–20.

Böhme, W., Sun, D., Schmitt, W., and Höning, A. (1992). Application on micromechanical material models to the evaluation of Charpy tests. In Giovanola, J., editor, *Advances in fracture/damage models for the analysis of engineering problems*, pages 203–216. ASME.

Brocks, W., Klingbeil, D., Kunecke, G., and Sun, D. (1995). Application of the Gurson model to ductile tearing resistance. In Kirk, M. and Bakker, A., editors, *Constraint effects in fracture theory and applications : Second volume*, pages 232–252. ASTM STP 1244.

Carassou, S. (2000). *Déclenchement du clivage dans un acier faiblement allié : rôle de l'endommagement ductile localisé autour des inclusions.* PhD thesis, Ecole des Mines de Paris.

Chu, C. and Needleman, A. (1980). Void nucleation effects in biaxially stretched sheets. *J. Engng Mater. Technol.*, 102:249–256.

Curry, D. and Knott, J. (1979). Effect of microstructure on cleavage fracture toughness of quenched and tempered steels. *Metal Science*, pages 341–345.

Folch, L. and Burdekin, F. (1999). Application of coupled brittle–ductile model to study correlation between Charpy energy and fracture toughness values. *Engng Fracture Mechanics*, 63:57–80.

Gao, X., Faleskog, J., and Shih, C. (1998). Cell model for nonlinear fracture analysis–II : Fracture–process calibration and verification. *Int. J. of Fract.*, 89:375–398.

Gao, X., Faleskog, J., and Shih, C. (1999). Analysis of ductile to cleavage transition in part–through cracks using a cell model incorporating statistic. *Fatigue Fract. Engng Mater Struct*, 22:239–250.

Giovanola, J. and Kirkpatrick, S. (1998). Using the local approach to evaluate scaling effects in ductile fracture. *Int. J. of Fract.*, 92:101–116.

Godse, R. and Gurland, J. (1989). A statistical model for low temperature cleavage fracture in mild steels. *Acta metallurgica*, 37(2):541–548.

Griffiths, J. and Owen, D. (1971). An elastic–plastic stress analysis for a notched bar in plane strain bending. *J. Mech. Phys. Solids*, 19:419–431.

Gullerud, A., Gao, X., Dodds, R., and Haj-Ali, R. (2000). Simulation of ductile crack growth using computational cells : numerical aspects. *Eng. Fract. Mechanics*, 66:65–92.

Hild, F. (2001). Private communication.

Hill, R. (1950). *The mathematical theory of plasticity.* Clarendon Press, Oxford.

Jeulin, D. (2001). Private communication.

Knott, J. (1966). Some effects of hydrostatic tension on the fracture behaviour of mild steel. *Journal of The Iron and Steel Institute*, pages 104–111.

Koers, W., Krom, H., and Bakker, A. (1995). Prediction of cleavage fracture in the brittle to ductile transition region of a ferritic steel. In Kirk, M. and Bakker, A., editors, *Constraint effects in fracture theory and applications : Second volume*, pages 191–208. ASTM STP 1244.

Koppenhoefer, K. and Dodds, R. (1997). Loading rate effects on cleavage fracture of pre–cracked CVN specimens : 3–D studies. *Engng Fracture Mechanics*, 58(3):249–270.

Lambert–Perlade, A. (2001). *Rupture par clivage de microstructures d'aciers bainitiques obtenues en conditions de soudage.* PhD thesis, Ecole des Mines de Paris.

Martìn-Meizoso, A., Ocaña-Arizcorreta, I., Gil-Sevillano, J., and Fuentes-Pèrez, M. (1994). Modelling cleavage fracture of bainitic steels. *Acta metall. mater.*, 42(6):2057–2068.

Mason, J., Rosakis, A., and Ravichandran, G. (1994). On the strain and strain rate dependance of the fraction of plastic work converted to heat : an experimental study usind high speed infrared detectors and the kolsky bar. *Mechanics of Materials*, 17:135–145.

Mathur, K., Needleman, A., and Tvergaard, V. (1993). Dynamic 3D analysis of the Charpy V-notch test. *Modelling Simul. Mater. Sci. Eng.*, 1:467–484.

Mathur, K., Needleman, A., and Tvergaard, V. (1994). 3D analysis of failure modes in the Charpy impact test. *Modelling Simul. Mater. Sci. Eng.*, 2:617–635.

Moran, P. and Shih, C. (1998). Crack growth and cleavage in mismatched welds : a micromechanics study usind a cell model. *Int. Journal of Fracture*, 92:153–174.

Mudry, F. (1987). A local approach to cleavage fracture. *Nuclear Engineering and Design*, 105:65–76.

Norris, D. (1979). Computer simulation of the Charpy V–notch toughness test. *Eng. Fract. Mech.*, 11:261–274.

O'Dowd, N., Lei, Y., and Busso, E. (2000). Prediction of cleavage failure probabilities using the Weibull stress. *Eng. Frac. Mech.*, 67:87–100.

Ortiz, M. and Molinari, A. (1992). Effect of strain hardening and rate sensitivity of the dynamic growth of a void in a plastic material. *Journal of Applied Mechanics*, 59:48–53.

Renevey, S. (1997). *Approches globale et locale de la rupture dans le domaine de la transition fragile–ductile d'un acier faiblement allié.* PhD thesis, Université Paris XI Orsay.

Ritchie, O., Knott, J., and Rice, J. (1973). On the relationship between critical tensile stress and fracture toughness in mild steel. *J. Mech. Phys. Solids*, pages 395–410.

Rittel, D., Pineau, A., Clisson, J., and Rota, L. (2001). On testing of Charpy specimens using the one point bend impact technique. *submitted to Experimentals Mechanics.*

Rosakis, P., Rosakis, A., Ravichandran, G., and Hodowany, J. (2000). A thermodynamic internal variable model for the partition of plastic work into heat and stored energy in metals. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, pages 581–607.

Rossoll, A. (1998). *Détermination de la ténacité d'un acier faiblement allié à partir de l'essai Charpy instrumenté.* PhD thesis, Ecole Centrale Paris.

Rossoll, A., Tahar, M., and al. (1996). Local approach of the Charpy test at low temperature. In Les Editions de Physique, editor, *1st european mechanics of materials conference on local approach to fracture, Journal de Physique IV*, volume 6, pages C6–279–C6–286, Fontainebleau, 9–11 Septembre.

Sainte Catherine, C., Hourdequin, N., Galon, P., and Forget, P. (2000). Finite element simulations of Charpy–V and sub–size tests for a low alloy RPV ferritic steel. In *ECF 13 , Fracture Mechanics : Applications and Challenges.* Elsevier Science.

Sainte-Catherine, C., Poussard, C., Vodinh, J., Schill, R., Hourdequin, N., Galon, P., and Forget, P. (2001). Finite element simulations and empirical correlation for Charpy–V and sub–size Charpy tests on an un–irradiated low alloy RPV ferritic steel. In *Fourth Symposium on small specimen test techniques.* to be published.

Schmitt, W., Böhme, W., and Sun, D. (1994a). New developments in fracture toughness evaluation. In *ECF10, Structural Integrity*, pages 159–170.

Schmitt, W., Sun, D., Böhme, W., and Nagel, G. (1994b). Evaluation of fracture toughness based on results of instrumented Charpy tests. *Int. J. Pres. Ves. and Piping*, 59:21–29.

Server, W. (1985). *ASM Handbook*, volume 8, chapter Charpy Impact Testing, pages 261–268. American Society for Metals.

Tahar, M. (1998). *Applications de l'approche locale de la rupture fragile à l'acier 16MND5 : Corrélation résilience–ténacité, Probabilité de rupture bimodale (clivage et intergranulaire)*. PhD thesis, École des Mines de Paris.

Tahar, M., Tanguy, B., Grandjean, Y., and Piques, R. (1998). CVN energy and fracture toughness of an A508 steel at low temperature. In publishing, E., editor, *Fracture from defects ECF12*, Sheffield, 14–18 Septembre.

Tanguy, B. and Besson, J. (2000). Utilisation d'un maillage 2D/3D, ou maillage mixte. *Gazette ZéBuLon*, 15:7–12.

Tanguy, B. and Besson, J. (2001). An extension of the Rousselier model to viscoplastic temperature dependant materials. *submitted to International Journal of Fracture.*

Tanguy, B., Besson, J., Piques, R., and Pineau, A. (2001). Numerical Modelling of Charpy V–notch tests. In *Charpy Centenary Conference CCC2001.* to be published.

Tanguy, B., Piques, R., Laiarinandrasana, L., and Pineau, A. (2000a). Notch stress strain distribution in Charpy V specimen / experiments and modelling. In Fuentes, M., Elices, M., Martìn-Meizoso, A., and Martìnez-Esnaola, J., editors, *ECF 13 , Fracture Mechanics : Applications and Challenges.* Elsevier Science.

Tanguy, B., Piques, R., and Pineau, A. (2000b). Simulation numérique de l'essai Charpy à l'aide des critères locaux de rupture. Technical report, Rapport d'avancement n°3 Convention DSIN-ARMINES, ENSMP, Evry.

Taylor, G. and Quinney, H. (1937). The latent heat remaining in a metal after cold working. *Proc. Roy. Soc. London*, A163:157–181.

Tong, W. and Ravichandran, G. (1995). Inertial effects on void growth in porous viscoplastic materials. *Journal of Applied Mechanics*, 62:633–639.

Tvergaard, V. and Needleman, A. (1986). Effect of material rate sensitivity on failure modes in the Charpy V–Notch test. *J. Mech. Phys. Solids*, 34(3):213–241.

Tvergaard, V. and Needleman, A. (1988). An analysis of the temperature and rate dependence of Charpy V–Notch energies for a high nitrogen steel. *Int. Jour. of Fracture*, 37:197–215.

Tvergaard, V. and Needleman, A. (2000). Analysis of the Charpy V–nocth test for welds. *Engng. Fract. Mech.*, 65:627–643.

Wallin, K., Saario, T., and Törrönen, K. (1984). Statistical model for carbide induced brittle fracture in steel. *Metal Science*, 18:13–16.

Wang, G., Wang, H., and Chen, J. (1999). Effects of notch geometry on the local cleavage fracture stress σ_f. *Fatigue Fract Engng Mater Struct*, 22:849–858.

Wang, Z. and Jiang, Q. (1997). A yield criterion for porous ductile media at high strain rate. *Journal of Applied Mechanics*, 64:503–509.

Wilshaw, T. and Pratt, P. (1966). On the plastic deformation of Charpy specimens prior to general yield. *J. of the Mech. and Physics of Solids*, 14:7–19.

Xia, L. and Cheng, L. (2000). Dynamic ductile crack growth and transition to cleavage–a cell model approach. *Int. Journal of Fracture*, 102:155–175.

Xia, L. and Shih, C. (1996). Ductile crack growth–III. Transition to cleavage fracture incorporating statistics. *J. Mech. Phys. Solids*, 44:603–639.

Chapitre -IX-

Conclusions et Perspectives

La prévision de la ténacité à partir de la courbe de résilience reste un enjeu industriel majeur. La première étape est la modélisation de l'essai Charpy et la prévision de la courbe de résilience. Cette étude a été consacrée à la modélisation de l'essai de résilience dans le domaine de la transition ductile–fragile sur l'acier de cuve REP, 16MND5. Les principaux résultats suivants ont été établis :

- **Etude expérimentale de l'essai Charpy.**
  - Les courbes de résilience de l'acier 16MND5 étudié ne montrent pas de décalage de la température de transition entre les essais réalisés en dynamique et en quasi–statique. La différence du niveau d'énergie du plateau ductile prouve néanmoins que cet acier est sensible à la vitesse de sollicitation.
  - Des élévations de température de l'ordre de 150°C ont été mesurées en fond d'entaille pour une énergie d'impact d'environ 80 Joules, soit largement inférieure à celle du plateau ductile (220J).
  - L'utilisation d'une technique de recristallisation a permis de mettre en évidence des déformations plastiques de l'ordre de 100% en fond d'entaille pour des essais dont l'énergie de rupture est de l'ordre de 15 Joules.
  - L'amorçage ductile en fond d'entaille se produit pour une énergie d'environ 20 Joules.
  - Au delà d'une énergie de 60 J, l'avancée ductile, pour une énergie donnée, est d'autant plus importante que la vitesse de sollicitation est faible.
  - L'amorçage ductile en fond d'entaille se produit par un mécanisme de cisaillement et apparaît avant la charge maximale. Lorsque la charge atteint son maximum, l'avancée ductile au centre de l'éprouvette est d'environ 1 mm. La déchirure ductile se propage sur les bords de l'éprouvette par la formation de lèvres de cisaillement.

- **Description du comportement du matériau.**

  - Le matériau étudié présente une transition dans sa sensibilité à la vitesse de déformation pour des vitesses de l'ordre de $3000s^{-1}$. Cet effet se traduit par une augmentation de la sensibilité de la contrainte d'écoulement à la vitesse de déformation à partir d'un certain seuil.
  - Le comportement a été modélisé avec une loi élastoviscoplastique paramétrée en température. Deux écrouissages isotropes sont utilisés pour représenter le comportement élastoplastique sur une large plage de déformation plastique ($\varepsilon_p \sim 0.8$). Une loi visqueuse avec deux termes de vitesses de déformation a été utilisée pour décrire la transition de sensibilité à la vitesse de déformation.
  - La loi identifiée permet de décrire le comportement du matériau sur une plage de température de $-150°C$ à $300°C$ et sur une plage de vitesses de déformation de $5.\ 10^{-4}s^{-1}$ à $4000s^{-1}$. Néanmoins aucune donnée expérimentale n'a été établie pour des vitesses de déformation de l'ordre de $100s^{-1}$.
  - L'ensemble des essais réalisés (éprouvettes de traction, AE, CT, compression et KCV) peut être décrit par une unique loi de comportement.

- **Mécanimes de rupture.**

  - Pour le clivage pur, l'élément microstructural qui contrôle le déclenchement de la rupture fragile est le paquet de bainite effectif, qui est constitué d'un ensemble de paquets bainitiques faiblement désorientés. Le déclenchement du clivage résulte de l'interaction de ce paquet effectif avec une particule ou d'une inclusion.
  - Différentes natures de sites à l'origine du clivage ont été observés sur les éprouvettes KCV. Pour les essais dynamiques, la nature des sites n'évolue pas de façon particulière avec l'augmentation de température.
  - Pour les essais dynamiques de résilience, généralement, un seul site à l'origine du clivage est observé. Les sites sont situés à une distance moyenne d'environ 0.5 mm en avant de la déchirure ductile. Lorsque les énergies à rupture deviennent importantes, la position de ces sites se rapproche du front ductile.
  - Pour les essais statiques de résilience, l'amorçage du clivage est déclenché plus près du front ductile. Les sites à l'origine du déclenchement de la rupture fragile semblent multiples. Cependant, les fortes déformations rencontrées dans cette zone rendent très difficile leur identification.

- **Modèles d'endommagement ductile.**

  - Les modèles GTN et de Rousselier ont été utilisés pour décrire l'endommagement ductile. Pour les vitesses de sollicitations rapides, une modification du modèle de Rousselier a été proposée.
  - L'identification des paramètres des modèles a été effectuée uniquement à partir d'essais sur éprouvettes axisymétriques entaillées contrôlés en déformation. Le choix de la taille de maille résulte d'un compromis entre l'espacement inter–inclusionnaire, la résolution des gradients mécaniques en avant de l'entaille

Charpy et des temps de calcul raisonnables. La fraction volumique initiale de cavités, assimilée à la fraction volumique d'inclusions de sulfure de Manganèse à partir desquels l'endommagement ductile se développe, f_0, a été obtenue à partir de la composition chimique du matériau et montre un bon accord avec celle issue de l'analyse inclusionnaire.

- Le mécanisme de germination d'une seconde population de cavités formées autour des carbures a été introduit à partir d'observations expérimentales. Ces observations ont mis en évidence un seuil de déformation plastique de 0.5.

- **Modèle de Beremin.**

  - Les paramètres du modèle de Beremin ont été identifiés à partir d'essais sur éprouvettes axisymétriques entaillées avec trois géométries d'entaille testées à deux températures. Le mode de rupture est uniquement le clivage. Une correction de déformation plastique a été prise en compte.
  - Pour le calcul de la contrainte de Weibull, on définit une contrainte effective qui est la valeur maximale au cours du temps de la plus grande contrainte principale. Ce point est important dans le cas de la propagation de la déchirure ductile qui conduit au déchargement du matériau laissé en arrière de la fissure.

- **Simulation de l'essai Charpy.**

  - Les effets inertiels n'ont pas été pris en compte dans la modélisation. Cette hypothèse s'appuie sur plusieurs études antérieures qui ont montré que les oscillations sont amorties par la plasticité dans la zone où se produit la rupture.
  - Les forts gradients de vitesse de déformation en fond d'entaille et les échauffements locaux imposent l'utilisation d'une loi de comportement élastoviscoplastique paramétrée en température.
  - Une analyse tridimensionnelle est nécessaire pour représenter correctement les champs mécaniques locaux dès que la longueur de la déchirure ductile est supérieure à 0.2 mm. En deçà, une analyse 2D déformation plane est suffisante pour représenter l'état de contrainte au centre de l'éprouvette mais la réponse globale est surestimée. Afin de diminuer les temps de calcul, la modélisation tridimensionnelle a été effectuée avec un maillage mixte. La zone de l'entaille est modélisée en 3D et le reste de l'éprouvette en 2D CP. Cette méthode réduit les temps calcul de moitié.
  - La prise en compte de l'échauffement adiabatique est nécessaire dans la modélisation de l'essai Charpy. L'échauffement accélère l'amorçage de la déchirure ductile et diminue les valeurs des contraintes en pointe de fissure. Le calcul de la distance caractéristique de diffusion de la chaleur montre qu'au delà d'une durée d'essai de 1 à 2 ms (soit une énergie d'environ 150 J), il faut envisager un calcul thermique.
  - La prise en compte de la germination des cavités sur la deuxième population a peu d'effet sur les champs mécaniques en pointe de fissure au centre de l'éprouvette. Par contre, elle a un effet important sur le lieu d'amorçage de la déchirure ductile

et sur sa propagation sur les bords libres de l'éprouvette. La prise en compte de ce mécanisme est un moyen commode qui remplace la description de la formation des lèvres de cisaillement par les modèles utilisés.

- En sollicitation quasi–statique, les trois modèles d'endommagement conduisent à une description très proche de l'évolution de la charge et de la déchirure ductile. Le modèle de Rousselier permet néanmoins de reproduire correctement l'amorçage en fond d'entaille et la propagation sur les bords libres sans avoir à introduire la germination.

- **Prévision de la courbe de résilience**

  - L'application de la méthodologie proposée permet de modéliser la courbe de résilience jusqu'à une valeur moyenne de 70 Joules ($T \sim -80°\mathrm{C}$) pour l'acier étudié. Elle permet la prévision des indices TK_{28} et TK_{68}. Pour obtenir ce résultat, il est nécessaire d'utiliser une modélisation 3D, un comportement paramétré en température et une modélisation de la déchirure ductile. Tant que la déchirure ductile reste faible ($\Delta a < 0.2$mm, $E_T \sim 20$ J)), une analyse 2D DP peut être envisagée. A partir de $-60°\mathrm{C}$, soit une énergie moyenne de 93 J, une légère augmentation de la contrainte de clivage apparaissant dans le modèle de Beremin avec la température doit être introduite pour décrire correctement les valeurs expérimentales.
  - L'absence de décalage de la température de transition entre la courbe de résilience établie en dynamique et en quasi–statique a été expliquée par l'analyse du champ mécanique en pointe de fissure. Pour une même énergie, une combinaison complexe de l'écrouissage, de la vitesse de déformation, des élévations de température, des avancées ductiles différentes conduit à des valeurs maximales de la plus grande contrainte principale et aussi de la probabilité de rupture par clivage très proches.

- **Passage résilience–ténacité**

  - Les premiers résultats obtenus indiquent qu'il est possible de prévoir la ténacité jusqu'à des valeurs moyennes de 170 MPa$\sqrt{m}$ sans introduire d'augmentation apparente de la contrainte de clivage avec la température. En augmentant la contrainte de clivage à partir des résultats de résilience, il est possible de prédire des valeurs de ténacité moyennes de 250 MPa$\sqrt{m}$. Néanmoins, une base expérimentale de ténacité plus importante devra être établie pour valider ces premiers résultats.

- **Pour les techniques expérimentales et numériques mises en oeuvre**

  - Cette étude a mis en oeuvre une technique de recristallisation permettant l'estimation des déformations plastiques dans la zone d'élaboration de la rupture.
  - L'instrumentation de l'éprouvette de résilience à l'aide de micro–thermocouples a permis des mesures de l'échauffement en fond d'entaille lors d'un essai Charpy dynamique.

- L'utilisation d'essais interrompus a permis l'étude de l'amorçage et de la propagation ductile sur l'éprouvette de résilience. C'est également à partir de ce type d'essais que les mesures de température ont été effectuées.
- Le développement des techniques de visualisation de l'endommagement lors de la simulation de la propagation de la fissure.

- **Perspectives**

  - Au vu des résultats de cette étude, il semble qu'un couplage plus important entre le développement de l'endommagement ductile et le clivage doit être introduit pour décrire l'ensemble de la courbe de résilience et pour effectuer le passage résilience–ténacité. Nos résultats ne nous permettent pas d'isoler l'effet de la plasticité ou l'effet de la température sur le déclenchement du clivage. Cependant à notre sens, une étude plus fondamentale de l'effet de la plasticité sur le clivage doit être entreprise.
    * L'utilisation de l'émission accoustique pour mieux comprendre le déclenchement du clivage et son évolution avec la température apparaît comme une bonne voie à suivre. Cette méthode a été appliquée récemment sur des aciers de structures bainitiques et a donné des résultats intéressants (Thèse A. Lambert).
    * L'utilisation de l'EBSD est également un moyen qui permettra de mieux comprendre l'amorçage du clivage et sa propagation.
    * Enfin, la microscopie électronique en transmission pour comprendre l'effet de la plasticité sur le clivage à l'échelle des dislocations doit être envisagée.
  - L'utilisation de la microscopie électronique en transmission permettrait de comprendre le changement de sensibilité à l'effet de la vitesse de sollicitation sur la contrainte d'écoulement. Une première étape serait d'étudier les structures de dislocations résultant d'essais Charpy lent et rapide interrompus avant l'apparition de déchirure ductile à une même température. La grande densité de dislocations caractérisant l'acier 16MND5 n'en fait pas un matériau idéal pour ce type d'étude, un acier ferritique ou présentant un densité de dislocations plus faible paraît plus approprié.
  - Une meilleure description de l'endommagement ductile passe par une étude plus approfondie du mécanisme de germination autour des carbures. De plus cette étape permettra de valider une modification du modèle de Beremin proposée dans la littérature.
  - La méthodologie développée doit pouvoir être utilisée sans avoir à ré–identifier l'ensemble des lois et des modèles utilisés. Il faut néanmoins s'assurer qu'elle demeure applicable à d'autres aciers.
    * L'acier 2 1/4 Cr–1 Mo, dont la ténacité à l'amorçage est meilleure que celle de l'acier 16MND5, paraît, dans un premier temps, un bon candidat pour appliquer une démarche identique à celle de cette étude.
    * On peut ensuite étendre cette démarche à des nuances d'aciers très différents de des aciers bainitiques mais qui conservent une structure cubique centrée.

On peut penser par exemple à l'acier maraging qui ne présente pas de transition dans les modes de rupture ou aux aciers à haute résistance dont la courbe de résilience est très plate.

- A partir des modèles utilisés dans cette étude, il apparaît intéressant d'effectuer une étude paramétrique. 3 paramètres viennent immédiatement à l'esprit :
  * La limite d'élasticité du matériau, R_e, pour simuler les effets d'irradiation sur l'acier de cuve.
  * La fraction volumique d'inclusions, f_0, pour étudier l'influence de la teneur en Soufre sur les indices de température.
  * La contrainte σ_u, pour représenter une résistance au clivage différente afin d'illustrer l'utilisation d'un autre acier (par ex. le 2 1/4 Cr–1 Mo).
- Développer un modèle de comportement de clivage et l'implanter au sein d'un code éléments finis. Cette approche serait intéressante pour étudier les aciers qui présentent des faciès de rupture où le clivage et l'endommagement ductile sont entremélés.
- L'amélioration de la mesure de la température en fond d'entaille au cours de l'essai Charpy est également une voie intéressante. Une première approche consisterait à diminuer le diamètre des thermocouples et à utiliser un système d'acquistion plus rapide. Cependant l'utilisation d'une caméra infra–rouge à haute fréquence d'acquisition permettrait une visualisation plus précise de l'échauffement dans toute la zone de l'entaille. Enfin, on peut penser à inventer un indicateur de température (matériau micro–composite) placé in situ.
- Pour une évaluation plus précise de la déformation plastique en fond d'entaille, l'application de la technique de recristallisation peut être envisagée sur des matériaux plus sensibles à cette méthode (Fe–Cu).
- D'un point de vue industriel, il apparaît intéressant de développer des expressions analytiques de la contrainte de Weibull dans le cas de l'éprouvette Charpy et d'établir les limites de ce type d'approche, c'est à dire de déterminer jusqu'à quelles valeurs d'énergie, il est possible de s'affranchir du calcul éléments finis pour prévoir la résilience.
- La description de la courbe de résilience jusqu'aù plateau ductile doit être entreprise. Les moyens de calculs actuels rendent encore difficile cette étape, mais elle devrait être accessible rapidement.
- On peut s'interroger sur l'effet d'une suite de chargements isothermes interrompus de l'éprouvette de résilience sur le déclenchement de la rupture. Est ce que le premier chargement active les sites à l'origine du clivage? Est ce que les contraintes résiduelles qui apparaissent au déchargement de l'éprouvette sont nocives?
- L'acier de cuve n'est pas homogène. La prise en compte des veines sombres et de leur position par rapport à l'entaille de l'éprouvette et les effets induits sur la courbe de résilience est également un problème intéressant.
- Pour l'acier étudié, caractérisé par une faible teneur inclusionnaire, un changement de la nature des sites à l'origine du clivage avec la température

n'a pas été observé. Cependant, ce type d'observation a déjà été effectué sur un aciers issu d'une débouchure de virole. L'étude de ce type de couplage entre l'endommagement et le déclenchement du clivage doit être poursuivie.

Annexe -A-I-

Méthodes expérimentales de l'essai de résilience et résultats d'essais

A-I.1 Essais de Résilience

A-I.1.1 Définitions préliminaires

Les grandeurs expérimentales reportées dans les tableaux suivants sont parfois difficiles à déterminer. Nous définissons ci–dessous comment nous avons déterminé chacune d'entre elles.

- Pour les essais dynamiques, la flèche de l'épouvette est calculée à partir de la double intégration du signal (Charge–temps), on tient compte du ralentissement du marteau mais on suppose une complaisance infinie du mouton pendule. Pour les essais de flexion lente, la flèche de l'épouvette tient compte de la complaisance de la machine d'essai.
- Le temps à rupture t_r correspond au premier instant où la charge chute brusquement. On associe à cette grandeur, la flèche à rupture (δ_r), la charge à rupture (P_r) et l'énergie à rupture (E_r). Ces grandeurs ne sont définies que pour une rupture finale par clivage.
- La charge P_m est la charge à partir de laquelle la charge décroît de façon monotone jusqu'à la fin de l'essai. Pour les essais dynamiques, elle est déterminée après lissage de la courbe.
- La charge limite P_{GY} est définie au début de la non–linéarité de la courbe. Sa détermination ne pose pas de problèmes pour les essais de flexion lente ou pour les essais interrompus (signal fortement filtré par le logiciel d'acquisition). Pour les essais dynamiques, où les oscillations sont très importantes dans cette partie de la courbe, on lisse au préalable la courbe, et on définit P_{GY} comme sur la figure A-I.1.

- Pour les essais interrompus, P^I et δ^I sont définies à l'instant où la vitesse du marteau est nulle. Le CMOD (crack mouth opening displacement) est mesuré post–mortem.
- L'énergie d'amorçage (E_i) est définie par l'intégration de l'aire sous la courbe ($P-\delta$) jusqu'à la charge P_m. Les courbes étant relativement plates, P_m est déterminée par l'instant où la dérivée de la charge est nulle. L'énergie de propagation est définie par la différence entre l'énergie E_r et l'énergie E_i. Pour les essais dynamiques, l'énergie totale reportée est celle indiquée par lecture cadran. Elle est donc légèrement supérieure à E_r.

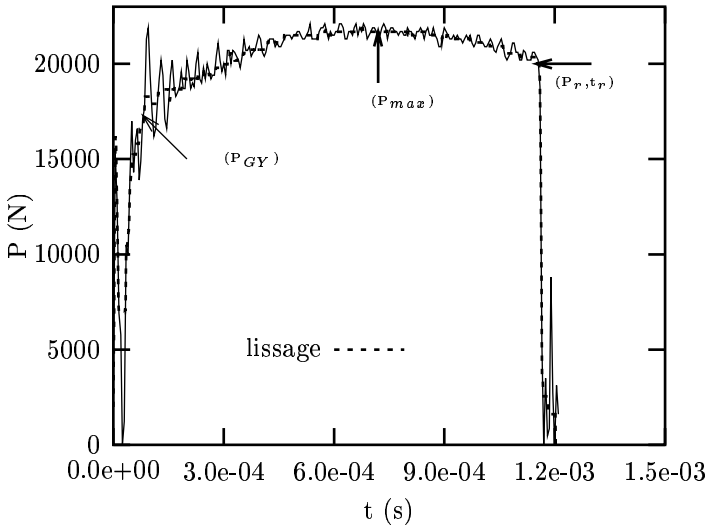


Figure A-I.1 : Définitions de la charge limite (P_{GY}), de la charge maximale (P_m) et de la charge à rupture (P_r) à partir d'un enregistrement d'essai dynamique de résilience.

A-I.1.2 Prélèvement des éprouvettes

On reporte sur les figures A-I.2, A-I.3, A-I.4 la position des éprouvettes de résilience dans l'épaisseur de la cuve. Le prélèvement des éprouvettes issues de [Tahar, 1998] est aussi reporté sur la figure A-I.2.

A-I.1.3 Détermination de la complaisance du montage de flexion 3 points

Nous cherchons à connaitre la complaisance du montage de flexion (machine de traction–banc de flexion 3 points) afin de pouvoir accéder à la déflexion réelle de l'éprouvette à l'instant de la rupture. Pour celà, un barreau non-entaillé de 35NCD16 (haute limite d'élasticité) a été sollicité en flexion 3 points dans la domaine élastique. On vérifie *a posteriori* que le barreau n'est pas marqué au niveau de la position des appuis ou du marteau. A partir de la courbe ($P-\delta$) obtenue et de la connaissance de la complaisance d'un barreau non–entaillé, on peut calculer la complaisance du montage de flexion. Si on note C_b la complaisance du barreau et C_m la complaisance du montage, on a $C_t = C_m + C_b$ où C_t est la complaisance

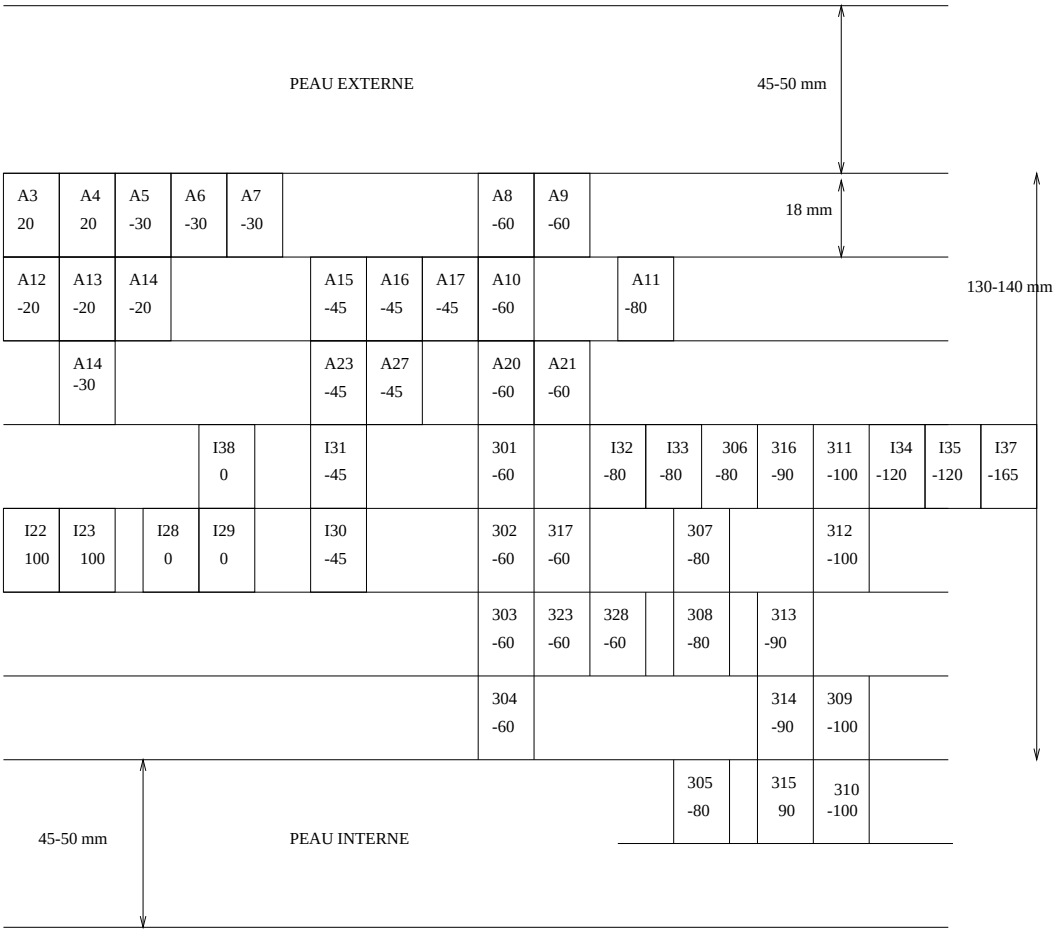


Figure A-I.2 : Plan de prélèvement des éprouvettes KCV dans l'épaisseur de la cuve pour les essais dynamiques (la position relative des éprouvettes n'est pas respectée).

obtenue à partir de la courbe $(P-\delta)$. On obtient $C_t = 1.119\ 10^{-5}\text{mmN}^{-1}$. La complaisance d'un barreau de longueur 2L, de largeur b et de hauteur h est donnée par (A-I.1), soit $C_b = 1.468\ 10^{-6}\text{mmN}^{-1}$. La complaisance du montage vaut donc $C_m = 9.72\ 10^{-6}\text{mmN}^{-1}$. Le déplacement réel de l'éprouvette est obtenu par $\delta = \delta_t - C_m \times P$ où P est la charge appliquée, en considérant en première approximation que la complaisance du montage reste constante sur toute la plage de température étudiée. On peut également utiliser les courbes directement issues de flexion 3 points sur éprouvette Charpy pour déterminer la complaisance de la machine, en s'appuyant sur l'expression (A-I.2) qui donne la complaisance d'une éprouvette entaillée en flexion 3 points (L/W=4) [Server, 1978].

$$C_b = \frac{(2L)^3}{48EI} \qquad \text{(A-I.1)}$$

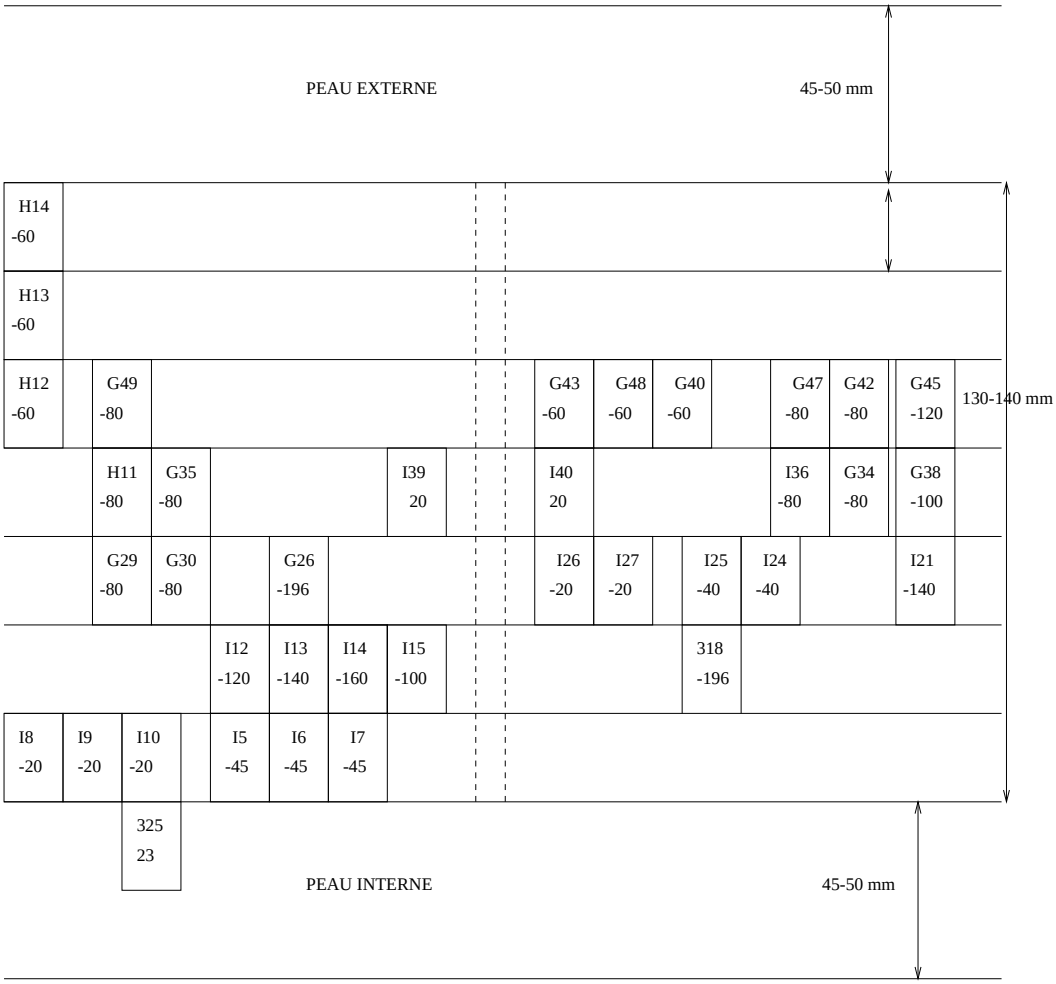


Figure A-I.3 : Plan de prélèvement des éprouvettes KCV dans l'épaisseur de la cuve pour les essais quasi–statiques (à droite) et à vitesse intermédiaire (à gauche) (la position relative des éprouvettes n'est pas respectée).

$$\text{avec} \begin{cases} I & b \times h^3/12 \\ L & 20 \text{ mm} \\ b & 15.44 \text{ mm} \\ h & 14.98 \text{ mm} \\ E & 210000 \text{ MPa} \end{cases}$$

$$C_s = \frac{72}{EB}\left[g(\frac{a}{w})\right] + \frac{20}{EB} \qquad \text{(A-I.2)}$$

A-I.1.4 Reproductibilité

Les essais de résilience ont été réalisés lors de trois campagnes expérimentales différentes (essais série 300 pour la campagne 1, essais A_i, pour la campagne 2 et essais I_i pour la campagne 3), deux lors de cette étude et une lors d'une étude précédente [Tahar, 1998]. L'ensemble des courbes $(P-\delta)$ est reporté sur les figures A-I.7 et A-I.8. Lors de chaque

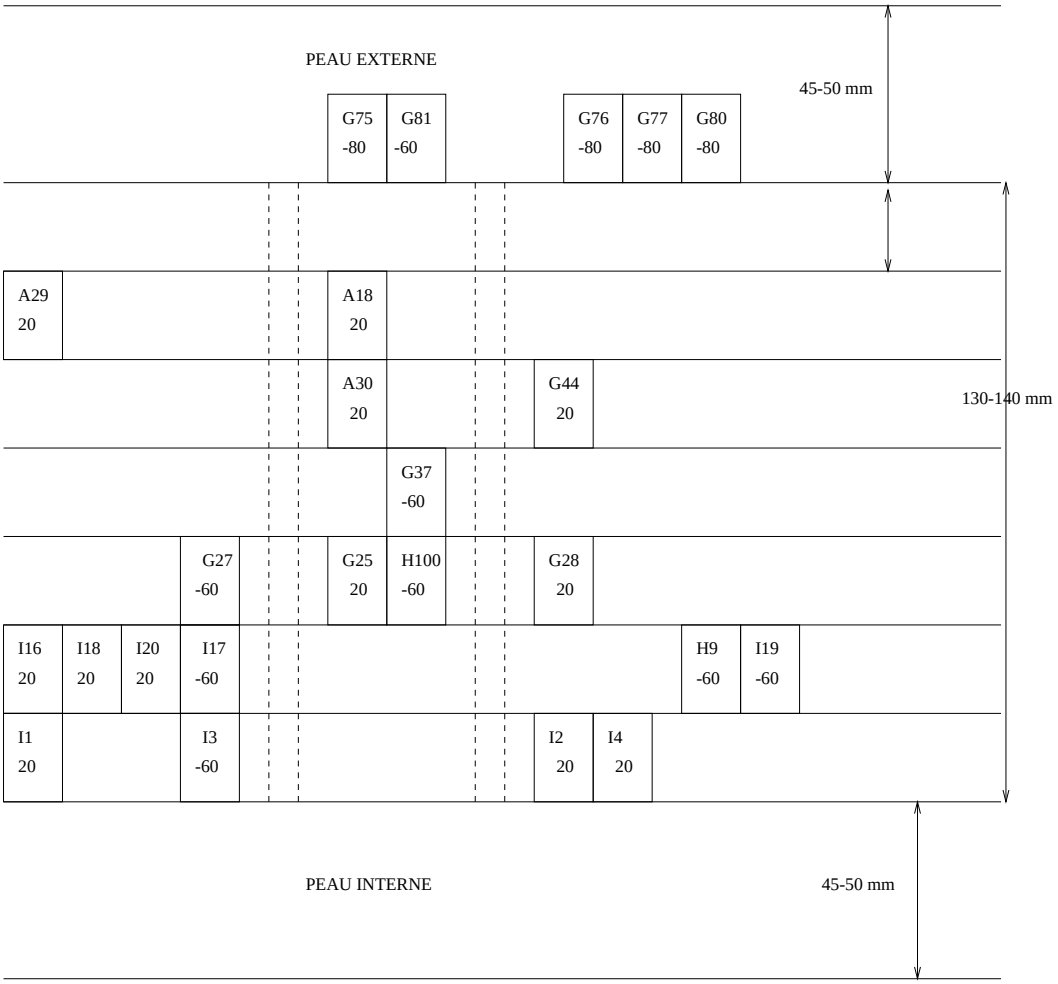


Figure A-I.4 : Plan de prélèvement des éprouvettes KCV dans l'épaisseur de la cuve pour les essais interrompus (à gauche : V_0=2.5 ms^{-1}, au centre : V_0=2 ms^{-1} et à droite : V_0=1.53 ms^{-1}) (la position relative des éprouvettes n'est pas respectée).

campagne, les essais ont montré une bonne reproductibilité des courbes ($P-\delta$) pour chaque température [Tanguy et al., 1999, Tahar, 1998, Richard, 1999]. De plus, pour une même température, les énergies obtenues lors des différentes campagnes se répartissent bien dans la dispersion expérimentale (fig. A-I.5). Si on compare, pour une même température, les courbes ($P-\delta$) obtenues lors de la deuxième et troisième campagne, on constate que la charge maximale est supérieure pour les essais I_i (fig.A-I.7). Cet écart peut être expliqué par un effet de position des éprouvettes dans l'épaisseur de la cuve. Pour les températures communes aux trois campagnes (-80, -60 et $-45°C$), on reporte sur la figure A-I.6 la position des éprouvettes dans l'épaisseur de la virole. L'examen de la position relative des éprouvettes dans l'épaisseur de la virole ne permet pas d'expliquer la charge plus forte pour les essais I_i. On peut également avancer un effet de dureté dû à des ségrégations locales (veines sombres) car les éprouvettes ont été prélevées dans des secteurs angulaires différents. Pour vérifier cette hypothèse, une mesure de dureté sur chaque éprouvette est

faite post–mortem et ne montre pas d'écart particulier (voir tableau A-I.1). L'examen des marques laissées par les appuis sur l'éprouvette a révélé une dissymétrie pour les essais I_i (fig. A-I.6b). On peut donc penser que l'impact du marteau n'a pas eu lieu exactement dans le plan de symétrie de l'entaille, ce qui se traduirait par un effort supérieur. Trois essais supplémentaires ont été effectués à $-60°C$ (essais 323, 328, 327). Pour ces essais, la marque laissée par les appuis est parfaitement symétrique. La charge obtenue est très proche de celle obtenue avec les essais A_i. Il n'est cependant pas possible de conclure définitivement sur l'origine de cet écart de charge; on peut seulement constater que l'accord entre les essais série 300 et A_i est bon et que des nouveaux essais postérieurs à la série I_i viennent confirmer ce niveau ce charge . Pour cette raison, dans la suite de l'étude, les courbes $P-\delta$ issues des essais A_i et série 300 serviront de référence pour la comparaison avec les courbes issues de la simulation. Il est également important de vérifier l'accord entre l'énergie obtenue par lecture cadran, E_{cad}, et celle calculée, E_{inst}. La figure A-I.9 donne le rapport E_{cad}/E_{inst} pour tous les essais en fonction de l'énergie à rupture. Pour 97% des essais, ce rapport est compris entre 1.05 et 0.95 montrant un bon accord entre les deux méthodes. Une étude détaillée des différentes causes à l'origine de l'écart entre les deux énergies est présentée dans [Manahan and Stonesifer, 2000].

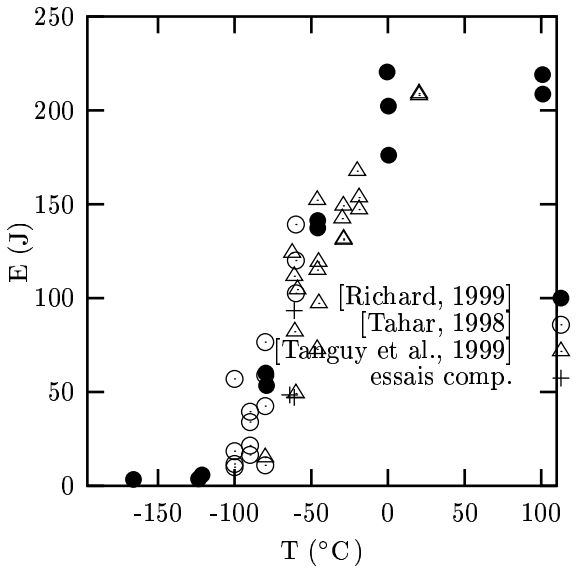


Figure A-I.5 : Energies en fonction de la température pour chaque campagne d'essais

La figure A-I.10 montre la comparaison à $-60°C$ d'essais effectués sur des moutons différents ou lors de campagnes d'essais différentes. Les figures A-I.11, A-I.12, A-I.13 et A-I.14 montrent respectivement les courbes obtenues lors des essais à vitesse intermédiaire, quasi–statique et pour les essais interrompus.

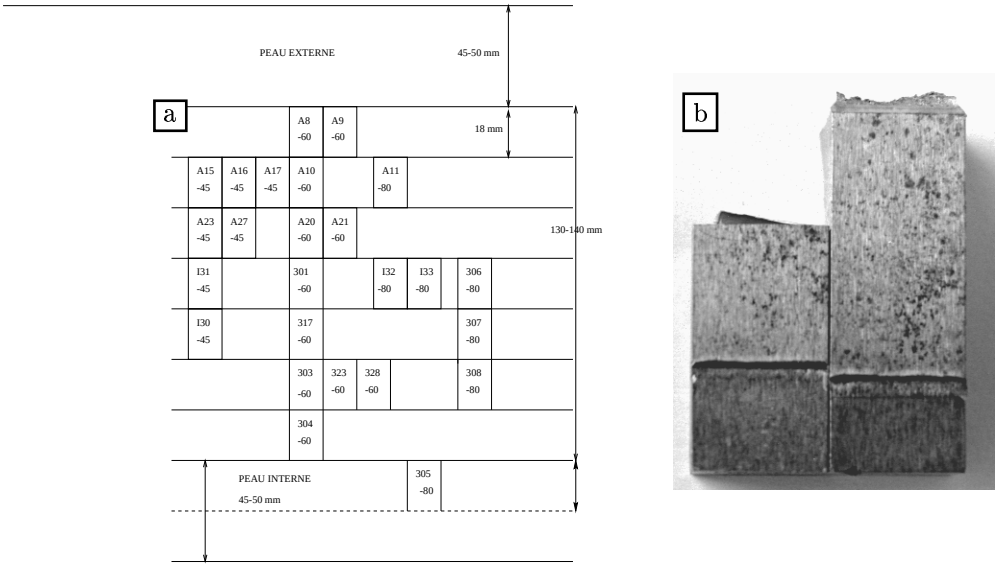


Figure A-I.6 : Position des éprouvettes dans l'épaisseur du coupon pour les températures communes aux trois campagnes d'essais. Dissymétrie de la marque laissée par les appuis (essais I_i)

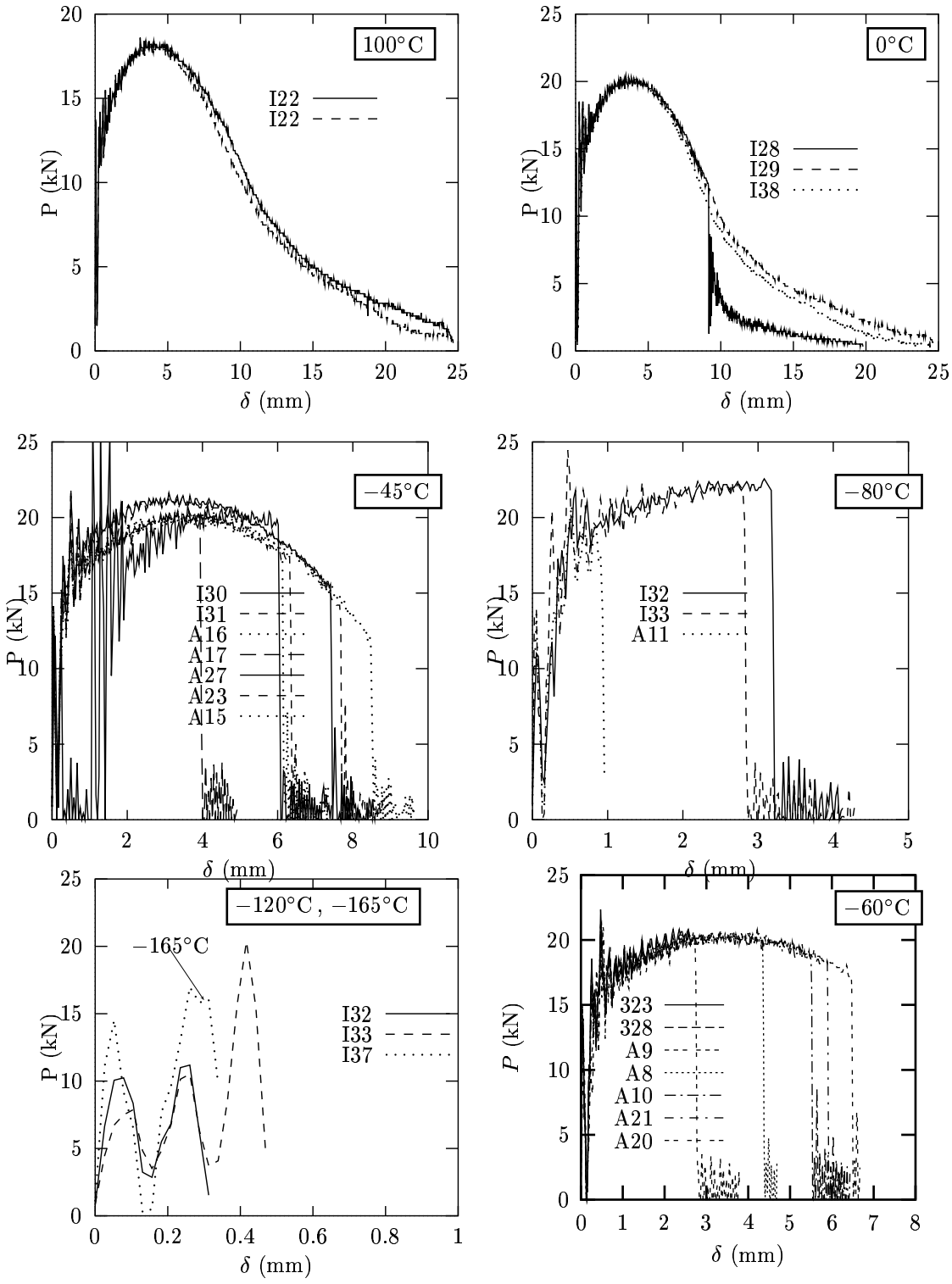


Figure A-I.7 : Courbes P–δ obtenues à différentes températures lors des essais dynamiques.

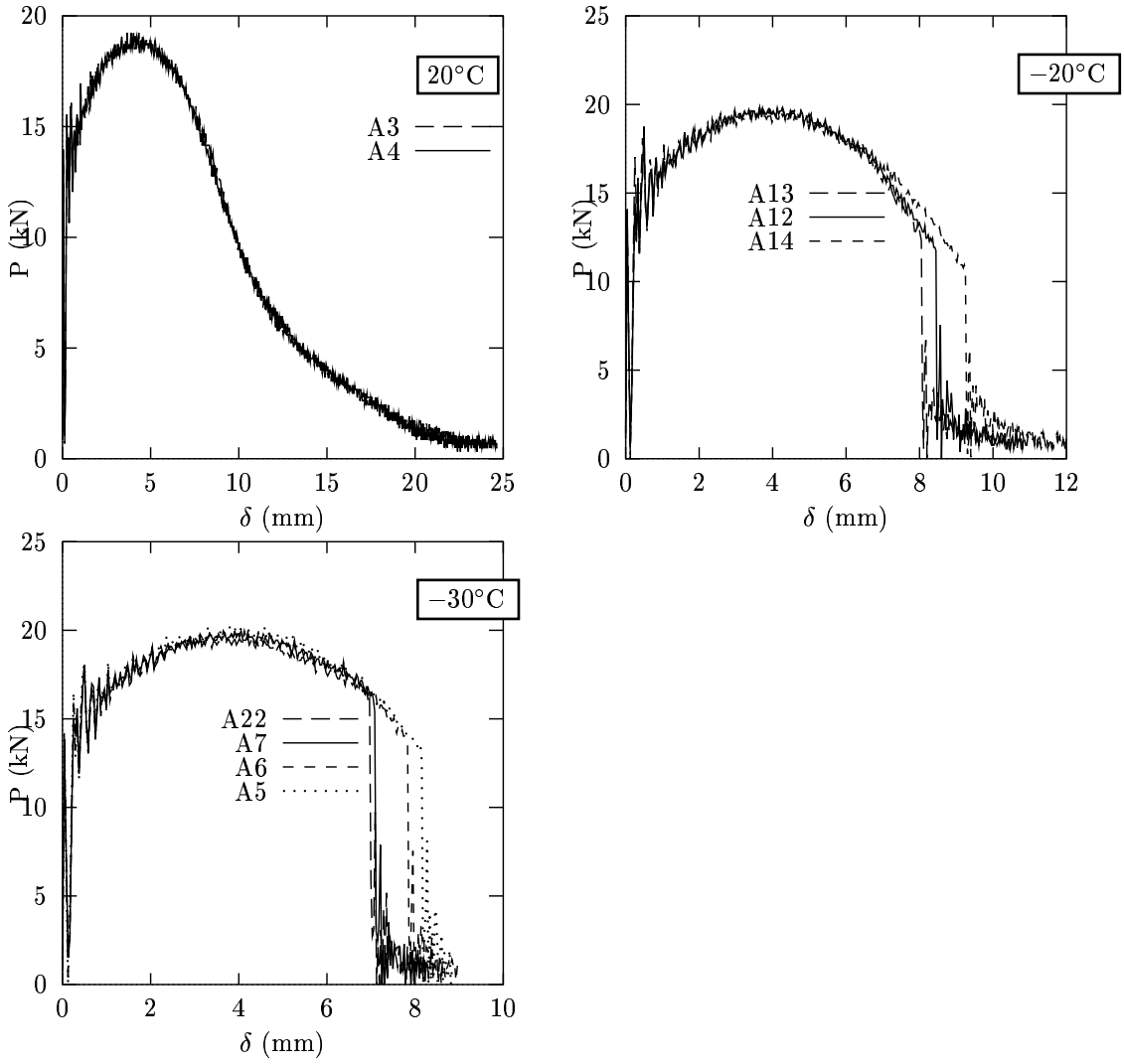


Figure A-I.8 : Courbes P–δ obtenues à différentes températures lors des essais dynamiques. (suite)

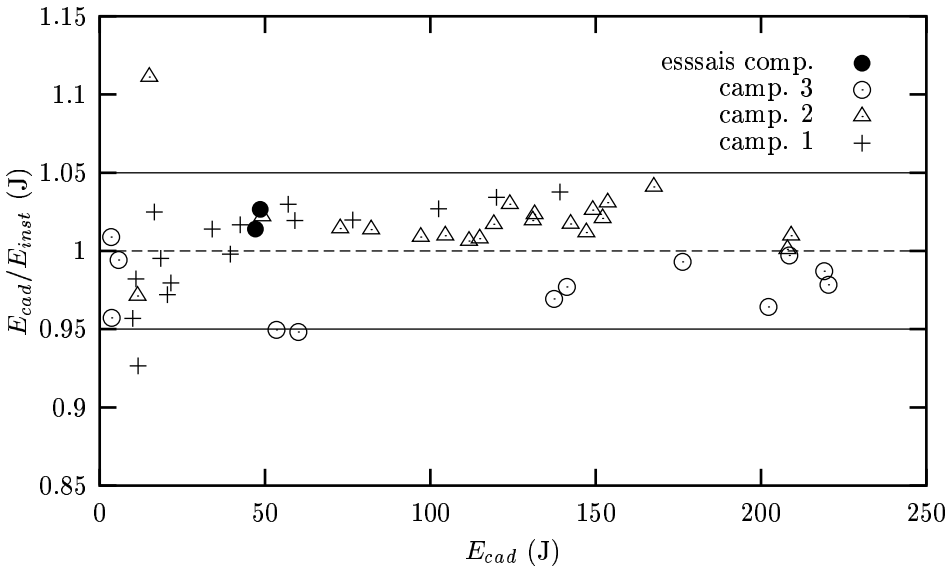


Figure A-I.9 : Comparaison entre l'énergie lue au cadran (E_{cad}) et calculée à partir de la courbe $P - \delta$ (E_{inst})

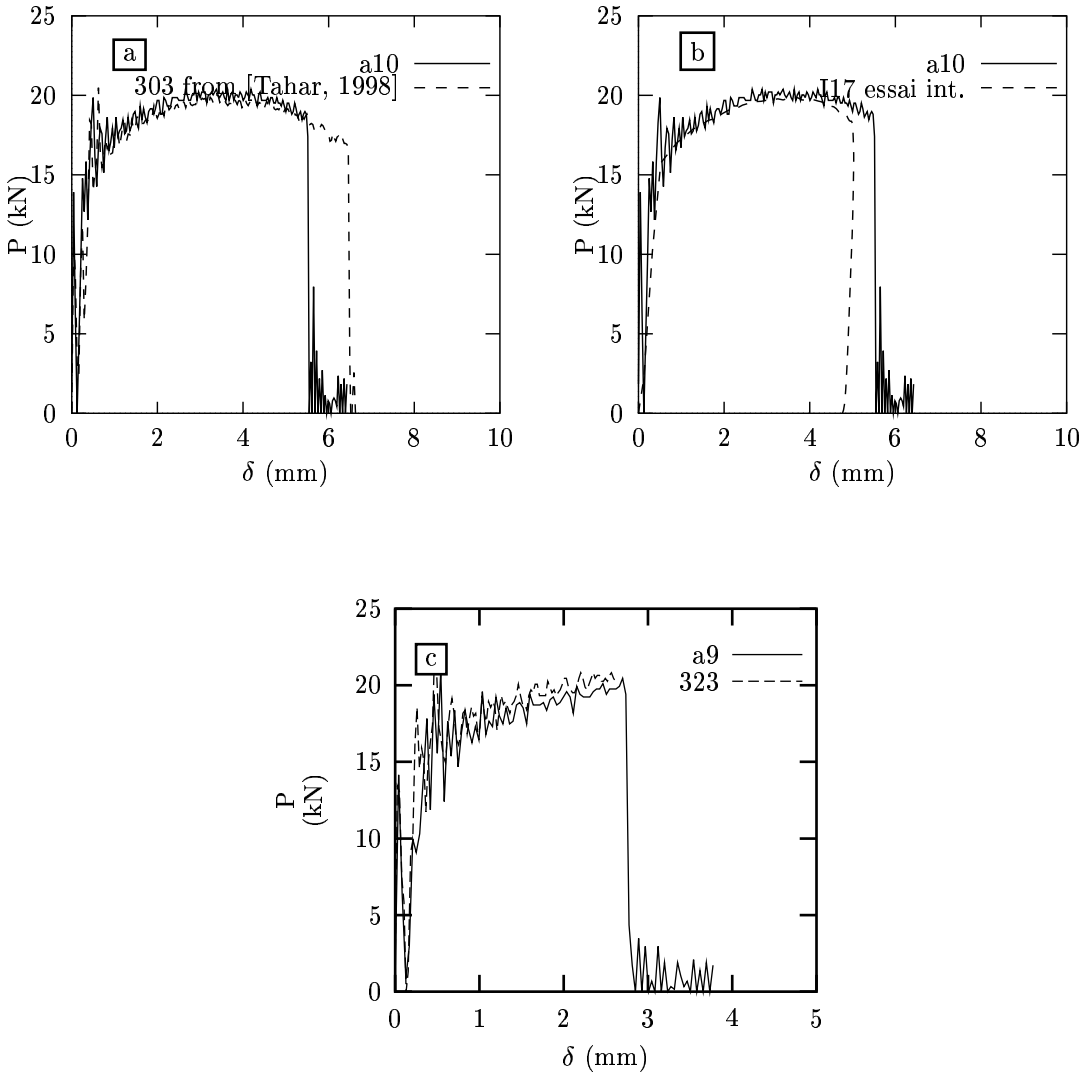


Figure A-I.10 : Comparaison des courbes P–δ obtenues à $-60°C$. a : sur le même mouton pendule, essais issus de [Tahar, 1998] et de la première campagne de notre étude. b: sur deux moutons pendules différents. c: sur le même mouton pendule, essais issus de la première campagne (a9) et de la troisième campagne (323)

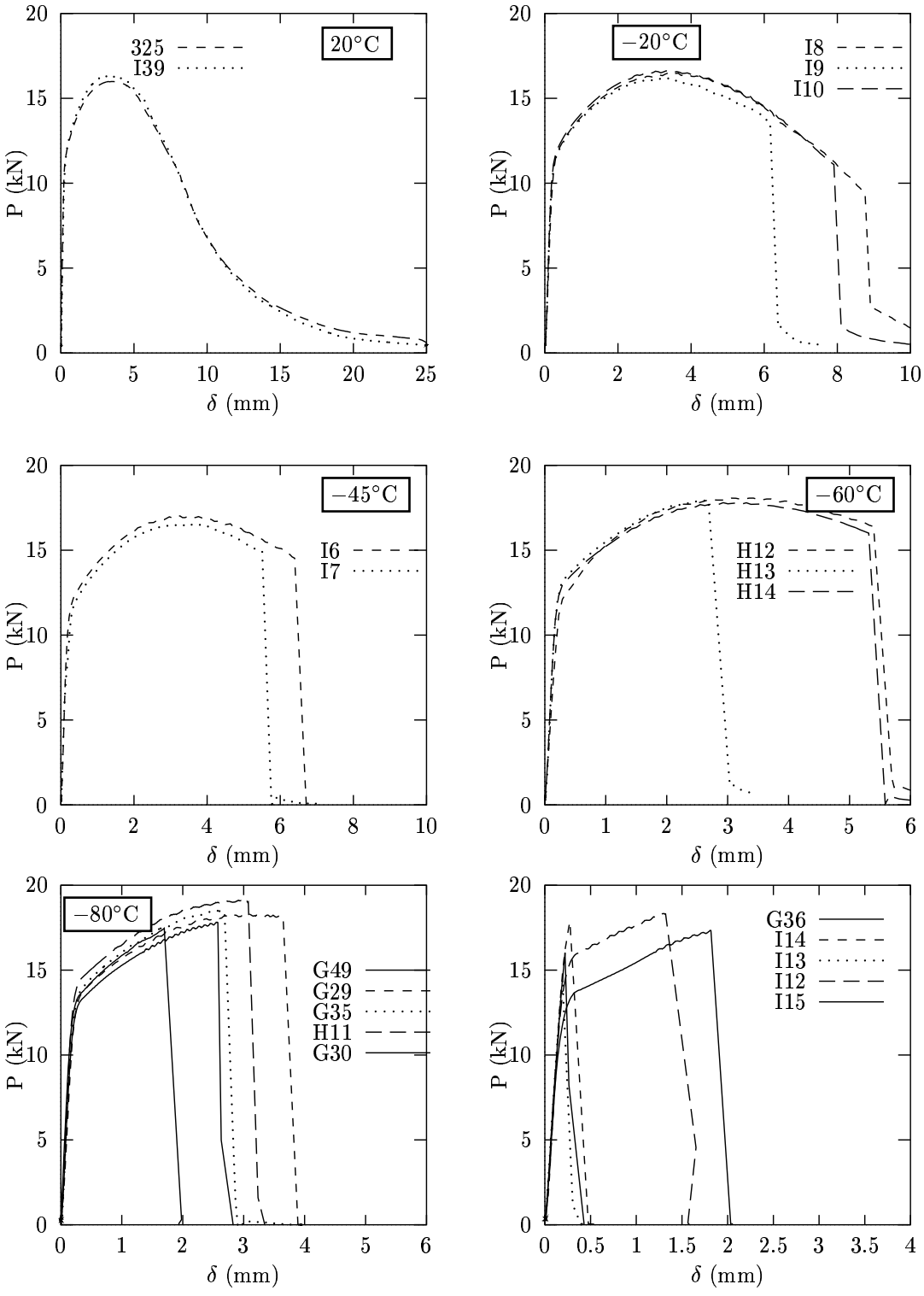


Figure A-I.11 : Courbes P–δ obtenues à différentes températures pour les essais à vitesse intermédiaire.

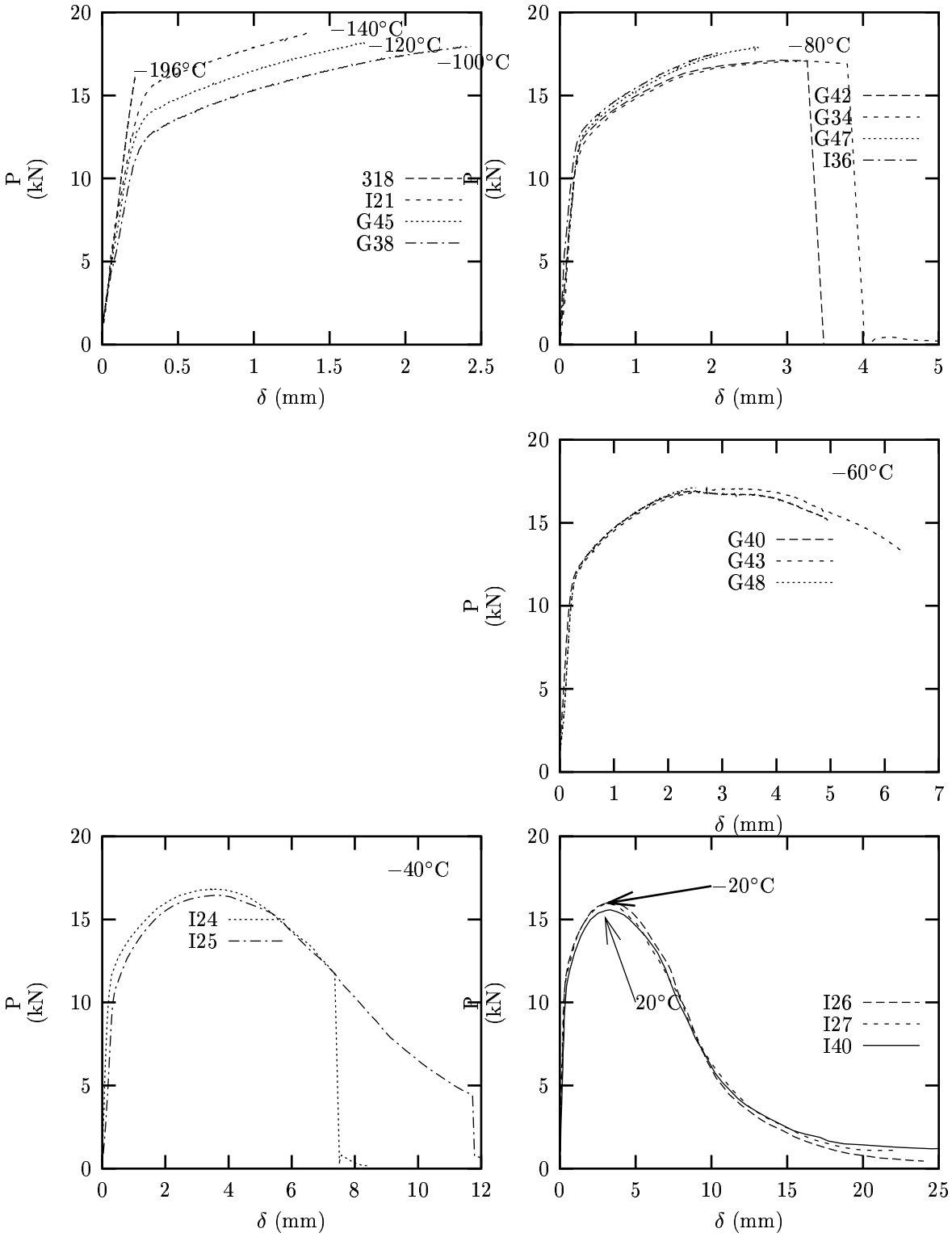


Figure A-I.12 : Courbes P–δ obtenues à différentes températures pour les essais à vitesse quasi–statique.

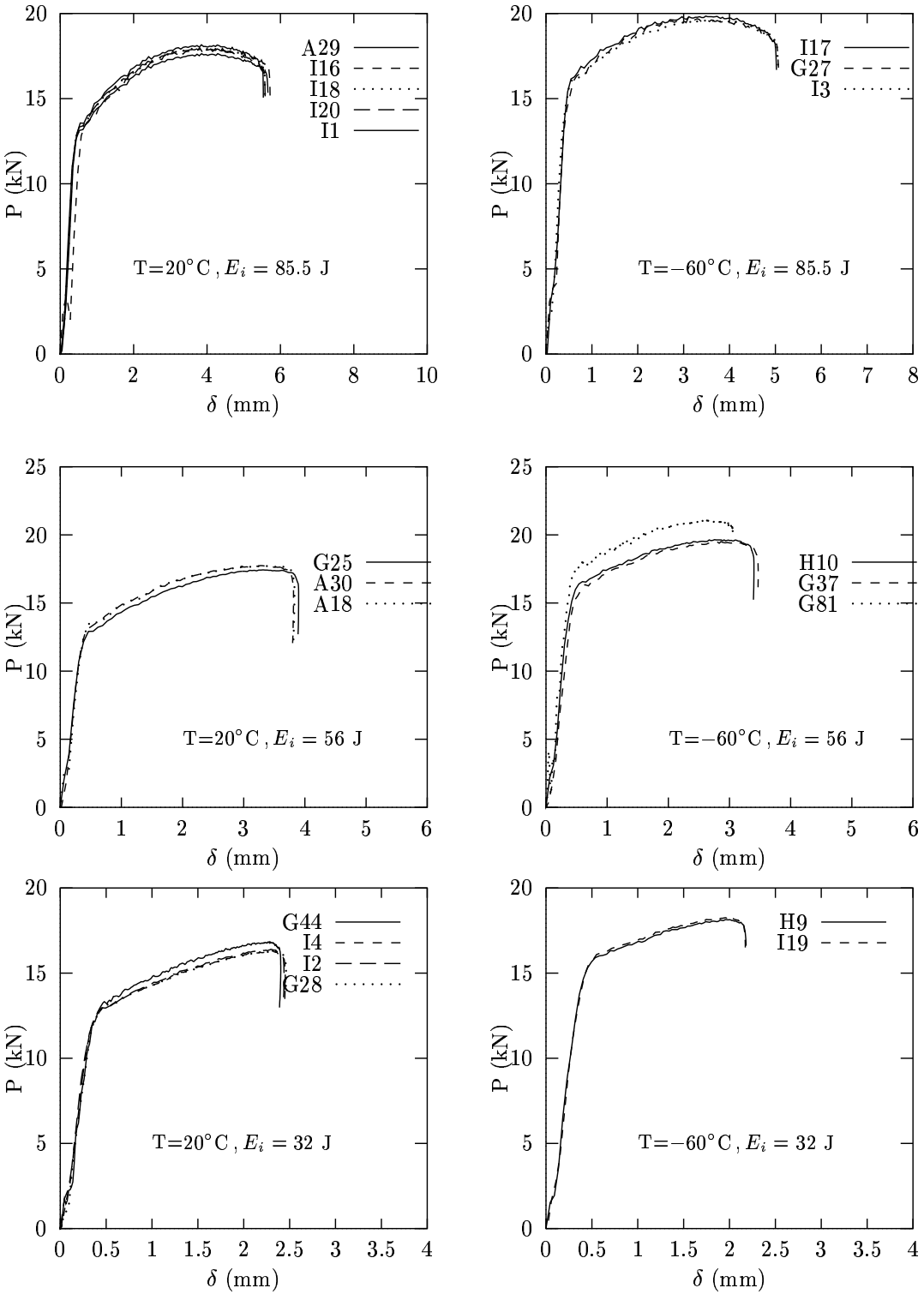


Figure A-I.13 : Courbes P–δ obtenues à 20°C et −60°C lors des essais interrompus (CEA SRMA).

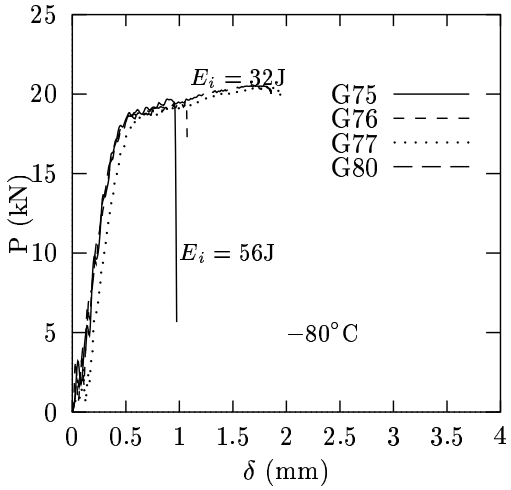


Figure A-I.14 : Courbes P–δ obtenues à $-80°C$ lors des essais interrompus (CEA SRMA).

A-I.1.5 Essais Charpy dynamiques

Etude	essai	T (°C)	δ_r (mm)	t_r (ms)	P_{GY} (kN)	P_m (kN)	P_r (kN)	V_r (ms^{-1})	HV_{20}
R	*I37	-166	0.34	0.065	/	17	17 (E)	/	200
R	*I35	-123.5	0.47	0.087	/	19.8	19.8 (E)	/	
R	*I34	-121.3	0.61	/	/	/	(E)	/	209
T	312	-100	0.71	0.137	/	20.7	20.7	5.13	
T	309	-100	0.77	0.148	/	20.0	20.	5.13	
T	311	-100	1.19	0.23	17.8	19.52	19.52	5.06	
T	310	-100	3.00	0.6	16.51	20.58	20.58	4.72	
T	313	-90	1.07	0.207	16.54	19.2	19.2	5.08	
T	314	-90	1.25	0.23	16.73	18.9	18.9	5.05	
T	316	-90	1.89	0.37	16.45	20.42	20.42	4.92	
T	315	-90	2.15	0.42	16.9	20.	20.	4.88	
T	*308	-80	0.52	0.095	/	/	/(E)	5.17	
	A11	-80	0.96	0.17	17.	17.11	17.11	5.11	201
T	307	-80	2.33	0.46	15.6	19.9	19.9	4.86	
R	I33	-79.2	2.84	0.56	18.	21.8	21.8	4.72	203
T	306	-80	2.94	0.62	16.07	20.4	20.26	4.71	
R	I32	-79.7	3.1	0.64	18.42	21.8	21.8	4.65	203
T	305	-80	4.02	0.82	17.	20	19.16	4.53	
	323	-61	2.61	/	16.6	20.2	20.2	4.8	207
	328	-63.7	2.69	/	16.9	20.5	20.5	4.8	203
	*317	-60.9	/	/	/	/	/	/	
	A9	-60.1	2.74	0.54	14.8	19.91	19.91	4.77	203
	A8	-60.8	4.35	0.89	16.7	19.97	19.79	4.51	198
	A10	-59	5.51	1.15	16.5	20.0	18.8	4.24	
T	301	-60	5.74	1.19	16.24	19.54	17.5	4.27	
	A21	-61.1	5.89	1.25	16.6	20.04	18.17	4.15	205
T	303	-60	6.46	1.38	15	19.8	16.72	4.08	
	A20	-62.5	6.47	1.39	16.34	20.3	17.17	4.04	
T	304	-60	7.75	1.7	15.1	19.65	13.77	3.88	
	A17	-46.2	3.96	0.8	15.87	19.9	19.9	4.57	203
	*A27	-45.1	5.94	1.24	/	20.2	19.99	4.32	
	A16	-45.9	6.11	1.3	15.8	19.96	17.51	4.12	
	A23	-45.2	6.35	1.35	15.7	20.04	17.42	4.08	203
R	I30	-45.7	7.55	1.64	16.46	21.2	15.6	3.8	207
R	I31	-45.7	7.69	1.71	16.76	21.0	13.8	3.76	203
	A15	-46.1	8.5	1.9	15.58	20.08	11.85	3.71	201
	A22	-28.9	6.99	1.5	14.55	19.48	16.37	4.0	

suite page suivante ...

suite du tableau									
Etude	essai	T (°C)	δ_r (mm)	t_r (ms)	P_{GY} (kN)	P_m (kN)	P_r (kN)	V_r (ms^{-1})	HV_{20}
	A7	-28.9	7.1	1.53	14.66	19.76	16.11	3.97	
	A6	-29.7	7.84	1.7	14.95	19.79	14.02	3.83	
	A5	-29.1	8.16	1.815	14.75	20.0	12.99	3.76	
	A13	-18.9	8.07	1.78	14.32	19.65	12.31	3.81	
	A12	-18.9	8.45	1.88	14.22	19.63	11.92	3.75	
	A14	-20.1	9.27	2.1	14.3	19.51	10.60	3.63	
R	I28	0.5	9.17	2.09	14.45	20	12.44	3.56	203
R	I38	0.3	NR	/	14.13	20.2	/	/	
R	I29	-0.5	NR	/	14.81	20.2	/	/	
	A3	20.3	NR	7.22	13.01	18.94	/	/	
	A4	20.3	NR	7.2	13.19	18.94	/	/	
R	I23	101	NR	/	12.19	17.9	/	/	
R	I22	100.8	NR	/	12.88	18.2	/	/	

Tableau A-I.1 : Base de données expérimentale des essais de résilience Charpy (V_0=5.2 ms^{-1}). Les différentes charges sont définies sur la figure A-I.1. (T : résultats issus de [Tahar, 1998], R : résultats G. Richard, NR : non rompue, * : essais dont la courbe présente un anomalie ou n'est pas exploitable, (E) : rupture dans la montée élastique)

essai	T (°C)	E_{cad} (J)	E_{inst} (J)	E_i (J)	E_p (J)	KCV (daJ/cm^2)	Exp. lat. (mm)	Crist. (%)
*I37	-166	3.44	3.41	/	/	0.426	0.13	100
*I35	-123.5	3.65	3.81	/	/	0.453	0.15	100
*I34	-121.3	5.77	5.8	/	/	0.715	0.24	100
312	-100	10.	10.45	/	/	1.29	0.14	100
309	-100	11.6	12.5	/	/	1.44	0.1	/
311	-100	18.5	18.6	/	/	2.33	0.19	/
310	-100	57.	55.35	/	/	7.1	0.71	/
*a28	-100	11.46	11.8	/				
313	-90	16.5	16.1	/	/	2.1	0.18	/
314	-90	21.5	21.95	/	/	2.68	0.25	/
316	-90	34.	33.5	/	/	4.21	0.29	/
315	-90	39.5	39.58	/	/	4.9	0.41	/
*308	-80	11.	11.2	/	/	1.4	?1.03	/
A11	-80	15.	13.5	/	/	1.87	0.26	87
307	-80	42.5	41.8	/	/	5.33	0.46	/
I33	-79.2	53.44	56.28	/	/	6.64	0.84	83
306	-80	59.	57.88	/	/	7.39	0.62	/
I32	-79.7	60.12	63.4	/	/	7.47	0.93	84
305	-80	76.5	75.	/	/	9.56	0.97	/

suite page suivante ...

suite du tableau								
essai	T (°C)	E_{cad} (J)	E_{inst} (J)	E_i (J)	E_p (J)	KCV (daJ/cm^2)	Exp. lat. (mm)	Crist. (%)
323	-61	47.1	46.43	/	/	5.85	0.68	77
328	-64	48.5	47.3	/	/	6.02	0.72	80
A9	-60.1	49.1	48.14	/	/	6.1	0.75	84
A8	-60.8	82.1	81	65.1	11.2	10.2	1.22	72.
*317	-61	93.3	/	/	/	11.57	1.4	/
A10	-59	104.5	103.5	60.	41.	13.	1.52	76.
301	-60	102.5	99.8	63.	35.7	12.8	1.31	/
A21	-61.1	111.7	111	60.25	49.7	13.85	1.63	71.
303	-60	120.	116	54.7	61.15	15.	1.57	/
A20	-62.5	124.	120.4	60.9	58.7	15.4	1.85	63.
304	-60	139.2	134.1	56.	77.6	17.4	1.87	/
A17	-46.2	72.7	71.7	/	/	9.	1.11	78.
*A27	-45.1	97.1	96.25	/	/	12.06	1.45	68.
A16	-45.9	114.9	114	63.	48.8	14.26	1.71	65.
A23	-45.2	119.2	117.2	62.1	53.8	14.8	1.7	67.
I30	-45.7	137.4	141.8	62.2	78.1	17.03	2.08	48.
I31	-45.7	141.3	144.7	57.5	83.9	17.55	2.1	56.
A15	-46.1	152.1	149	64.3	83.	18.9	2.17	41.
A22	-28.9	131.	128.5	61.	62.1	16.25	1.75	52.
A7	-28.9	131.5	128.5	68.	58.	16.33	1.9	53.
A6	-29.7	142.4	140	69.7	68.	17.66	2.09	45.
A5	-29.1	149.1	145.3	70.	73.	18.5	2.16	42.
A13	-18.9	147.2	145.5	73.5	66.	18.26	2.11	40.
A12	-18.9	153.6	149	67.9	76.4	19.06	2.24	33.
A14	-20.1	167.6	161	66.	88.5	20.8	2.28	30.
I28	0.5	176.2	177.5	68.	93.	21.73	2.22	21.
I38	0.3	202.3	209.8	67.	143.	25.07	2.51	0.
I29	-0.5	220.4	225.25	67.7	157.5	27.21	2.54	0.
A3	20.3	208.	207.8	70.3	137.7	25.83	2.56	0.
A4	20.3	209.	207.1	70.1	137.1	25.94	2.56	0.
I23	101	208.6	209.2	63.1	146	25.75	2.55	0.
I22	100.8	219.1	222	65.	157	26.97	2.6	0.

Tableau A-I.2 : Base de données expérimentale des essais de résilience Charpy (V_0=5.2 ms^{-1}). Les différentes énergies sont définies dans le texte. (* : essais dont la courbe présente un anomalie ou n'est pas exploitable)

En examinant la courbe (P–δ) des essais A28, 308, 317 et A27, il apparaît une double oscillation au début du chargement qui est certainement due à un mauvais positionnement de l'éprouvette sur ses appuis. Ces essais peuvent être écartés de la base expérimentale pour l'utilisation des courbes $P - \delta$.

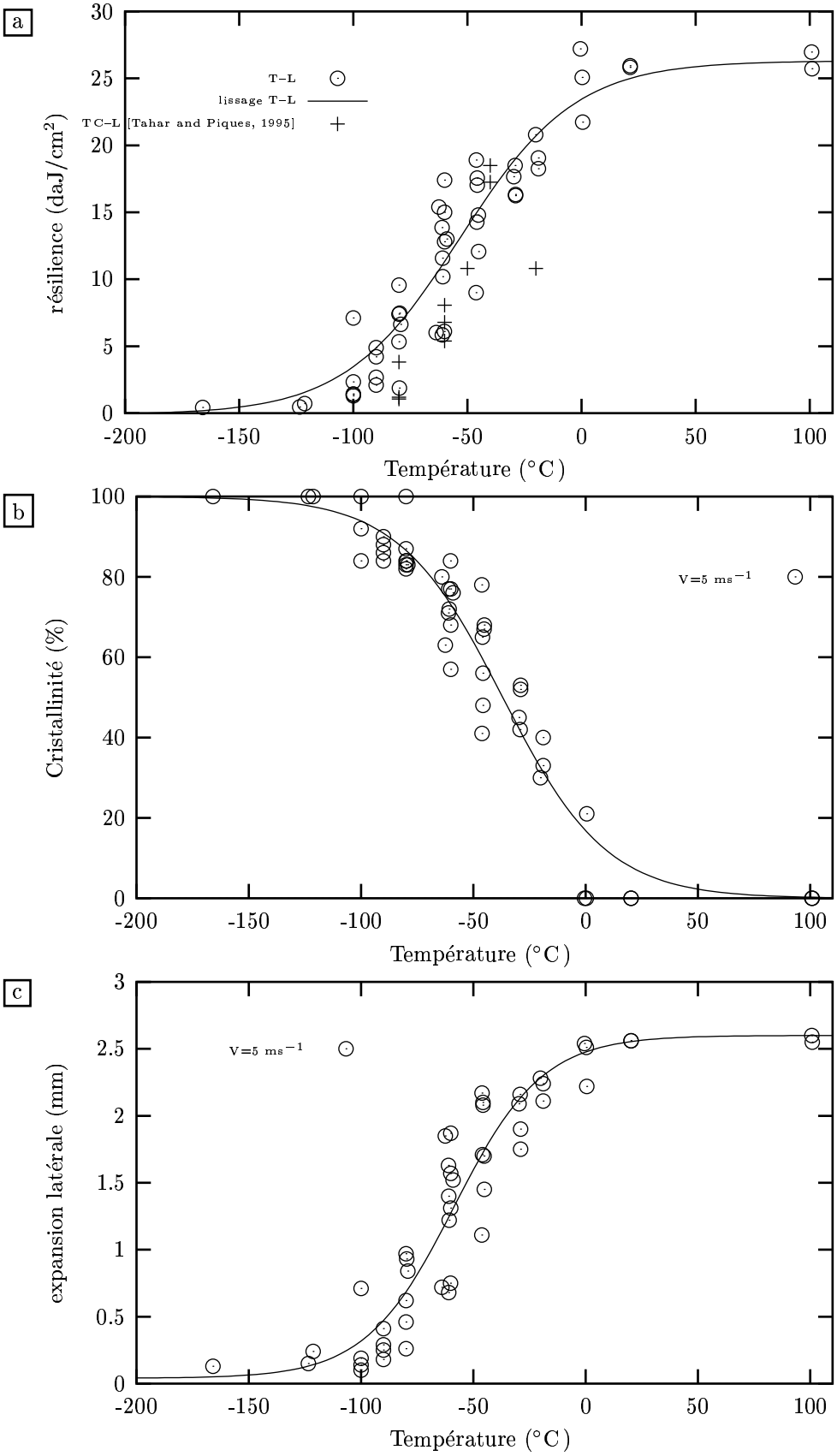


Figure A-I.15 : Evolution de la résilience, de la cristallinité et de l'expansion latérale en fonction de la température pour les essais de résilience dynamique

A-I.1.6 Essais interrompus

Essai	T (°C)	V_0 ms^{-1}	P_{GY} (kN)	P_m (kN)	P^I (kN)	δ^I (mm)	CMOD (mm)	E_i (J)
a29	20	2.49	13.65	18.16	16.87	5.44	4.46	60.36
i16	20	2.49	12.81	18.03	16.72	5.63	4.49	60.
i18	20	2.49	13.33	18.02	16.97	5.46	4.49	60.07
i20	20	2.49	13.43	17.96	16.91	5.44	4.49	58.6
i1	20	2.49	13.13	17.72	16.69	5.49	4.5	59.6
g25	20	2.02	12.8	17.5	17.2	3.8	3.74	/
a30	20	2.02	13.4	17.76	17.33	3.75	3.53	/
a18	20	2.02	13.14	17.41	17.41	3.75	3.47	/
i2	20	1.53	12.94	16.34	16.34	2.35	2.87	/
i4	20	1.53	13.02	16.34	16.13	2.36	2.87	/
g44	20	1.53	13.25	16.8	16.64	2.35	3.01	/
g28	20	1.53	13.16	16.34	16.22	2.37	3.09	/
i3	-60	2.49	15.94	19.61	18.76	4.88	4.27	60.5
i17	-60	2.49	16.16	19.86	18.78	4.85	4.23	59.14
g27	-60	2.49	15.73	19.75	18.63	4.88	4.42	54.31
h10	-60	2.02	15.98	19.66	19.28	3.29	3.29	/
g37	-60	2.02	15.4	19.5	19.14	3.34	3.43	/
G81	-60	2.02	17.14	21.09	20.02	3.05	3.4	/
h9	-60	1.53	15.69	18.2	17.95	2.1	2.76	/
i19	-60	1.53	15.75	18.34	18.06	2.1	2.79	/
*G75	-80	2.02	17.5	19.68	19.25	0.95	R	/
*G76	-80	1.53	17.8	19.51	19.43	1.06	R	/
G77	-80	1.53	17.32	20.45	19.97	1.93	2.68	/
G80	-80	1.53	17.82	20.54	20	1.85	2.7	/

Tableau A-I.3 : Base de données expérimentale des essais de résilience Charpy interrompus . Les différentes notations sont définies dans le texte. (* : rupture par clivage, R : éprouvette rompue)

A-I.1.7 Essais de flexion 3 points à vitesses lente et intermédiaire

Essai	T (°C)	δ_r (mm)	P_{GY} (kN)	P_m (kN)	P_r (kN)	E_T (J)	KCV (daJ/cm^2)	Exp. lat. (mm)
g26	-196	0.22	/	17.2	17.2 (E)	2.17	0.27	0
i14	-160	0.27	/	18.1	18.1 (E)	2.79	0.35	0.1
i13	-140	0.19	/	14.5	14.5 (E)	1.52	0.19	0.06
i12	-120	1.32	16.3		18.5	20.7	2.59	0.37
i15	-100	1.82	14		17.4	26.48	3.31	0.49
g49	-80	1.69	13.5		17.68	25.2	3.15	0.24
g30	-80	2.63	13.5		17.86	40.84	5.10	0.51
g35	-80	2.68	13.5	19.1	19.1	44.37	5.55	0.49
h11	-80	3.07	14.		19.3	52.45	6.56	0.66
g29	-80	3.65	13.5	18.5	18.4	59.13	7.39	0.73
h13	-60	2.75	14.		18.2	43.22	5.4	?1.43
h14	-60	5.34	14	17.9	16.1	83.38	10.42	1.08
h12	-60	5.46	13.4	18.3	16.3	93.22	11.65	1.1
i5	-45	5.03	12.4	17.5	16.	82.25	10.28	1.05
i7	-45	5.53	11.9	16.5	15	85.18	10.65	1.29
i6	-45	6.45	12.4	14.7	14.7	101.73	12.72	1.51
i9	-20	6.18	12.2	16.32	13.7	93.59	11.7	1.5
i10	-20	7.92	12.2	16.7	11.2	119.16	14.9	1.71
i8	-20	8.78	12.4	16.6	9.48	119.16	14.9	1.76
325	23	NR	12	16.17	NR	169.05	21.13	1.92
i39	27	NR	12	/	NR	169.05	/	/

Tableau A-I.4 : Base de données expérimentales pour les essais de flexion 3 points à V=500μms^{-1}. (E) : rupture dans la montée élastique.

Essai	T (°C)	δ_r (mm)	P_{GY} (kN)	P_m (kN)	P_r (kN)	E_T (J)	KCV (daJ/cm^2)	Exp. lat. (mm)
318	-196	0.217	/	16.1	16.1 (E)	1.88	0.23	0.04
i21	-140	1.35	15.4	18.7	18.7	21.13	2.64	0.38
g45	-120	1.73	13.7	18.25	18.25	26.16	3.27	0.47
g38	-100	2.43	12.5	18	18	36.4	4.55	0.71
i36	-80	2.1	12.45	17.55	17.55	31.05	3.88	0.6
g47	-80	2.64	12.4	17.9	17.9	39.8	4.97	0.81
g42	-80	3.26	12.9	17.1	17.1	51.27	6.41	0.78
g34	-80	3.79	12.7	17.1	16.9	59.81	7.48	0.91
g48	-60	2.53	11.8	17.2	17.2	36.2	4.53	0.73
*g40	-60	4.95	11.8	17.	15.2	76.2	9.53	1.36
g43	-60	6.35	11.8	17.05	13.1	96.84	12.1	1.27
i24	-40.8	7.36	12.1	16.8	11.7	110.12	13.76	1.75
i25	-41.3	11.72	10.7	16.44	4.43	138.4	17.3	2.13
i26	-21.6	NR	11.6	16.07	NR	154.9	19.36	2.06
i27	-22.4	NR	11.4	15.95	NR	156	19.5	2.03
i40	+25	NR	11.5	15.58	NR	154.6	19.33	1.93

Tableau A-I.5 : Base de données expérimentales pour les essais de flexion 3 points à V=1μms^{-1}. (E) : rupture dans la montée élastique, * : écartement des appuis pendant l'essai.

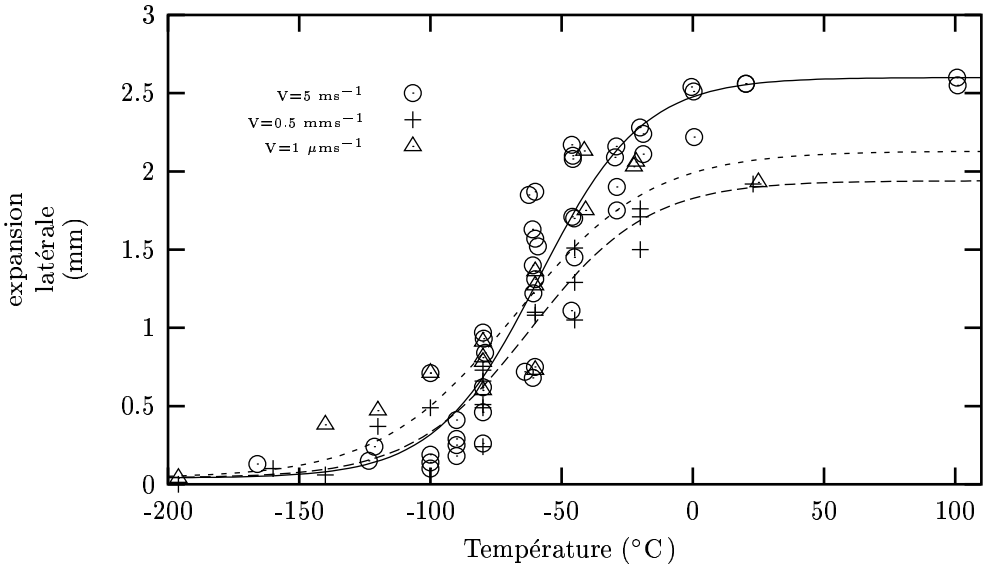


Figure A-I.16 : Effet de la vitesse de sollicitation sur l'expansion latérale.

A-I.2 Mesure de l'avancée ductile

La mesure de l'avancée ductile est effectuée à partir de photos réalisées au MEB à faible grandissement (× 40 ou 80 selon la taille de la zone ductile). La définition du début de la zone ductile reste délicate. Dans les mesures effectuées la zone correspondant à l'amorçage a été prise en compte. La mesure de l'aire ductile comprend également la zone ductile correspondante aux lèvres de cisaillement lorsque celles–ci existent. Deux mesures ont été réalisées pour chaque éprouvette, l'avancée maximale, Δa_{max} qui correspond à la distance entre le fond d'entaille et l'endroit où la déchirure ductile est la plus avancée (qui n'est pas forcément au centre de l'éprouvette) et l'avancée ductile moyenne Δa_{moy} qui est le rapport de la surface ductile sur l'épaisseur initiale de l'éprouvette, soit 10 mm. L'aire de l'avancée ductile est mesurée avec la méthode des pesées. De plus pour certains essais, on a mesiré l'avancée ductile au centre de l'éprouvette, Δa_{mid}. Les résultats obtenus sont reportés sur la figure A-I.17 et dans les tableaux A-I.6, A-I.7 et A-I.8. Dans ces tableaux, on a également reporté des mesures obtenues à partir des essais réalisés au CEA par Tahar [Tahar, 1998], résultats non retenus pour établir la courbe de transition à cause d'un décalage en température par rapport aux essais obtenus à EDF. Une estimation de l'erreur engendrée par la mesure de l'avancée ductile sur des photos à différents grandissements est obtenue en comparant pour certains essais cette valeur avec la valeur obtenue au MEB. Sur les quelques essais où la comparaison a été effectuée, les mesures au MEB donnent des avancées ductiles plus faibles. L'écart est de l'ordre de 100 à 200 μm.

essai	T (°C)	Energie E_T (J)	Δa_{max} (mm)	Δa_{moy} (mm)	Δa_{mid} (opt/MEB) (mm)	Δa^S (mm)
*I37	-166	3.44	0	0	/	/
*I35	-123.5	3.65	0.032	0	/	/
*I34	-121.3	5.77	0.032	0	/	/
312	-100	10.	0.074	0	0	/
311	-100	18.5	0.12	0.062	0.05	/
310	-100	57	0.636	0.43	0.64	/
313	-90	16.5	0.148	0.079	0.11	/
314	-90	21.5	0.194	0.081	0.04	/
315	-90	39.5	0.646	0.152	0.18	/
*308	-80	11	0.085	0.013	0	/
A11	-80	15	0.085	0.036	0.06/0.077	/
307	-80	42.5	0.503	0.249	0.42/0.375	/
I33	-79.2	53.44	0.849	0.492	0.72/0.619	/
306	-80	59.	0.51	0.325	0.42/0.456	/
I32	-79.7	60.12	0.777	0.466	0.56/0.535	/
305	-80	76.	0.936	0.738	0.94/0.931	/
130^{CEA}	-70	11	0.061	0.038	/	/
138^{CEA}	-70	14	0.061	0.052	/	/
139^{CEA}	-70	15	0.112	0.069	/	/

suite page suivante ...

suite du tableau						
essai	T (°C)	Energie E_T (J)	Δa_{max} (mm)	Δa_{moy} (mm)	Δa_{mid} (opt/MEB) (mm)	Δa^S (mm)
136^{CEA}	-70	16.5	0.091	0.071	/0.071	/
137^{CEA}	-70	87	1.223	0.936	/	/
323	-61	47.1			0.4/0.306	/
328	-61	48.5			0.5/0.38	/
317	-61	93.3			1.35/1.13	/
$H9^{int}$	-60	32	/	/	0.112	/
A9	-60.1	49.1	0.486	0.325	0.38/0.463	/
122^{CEA}	-60	53	0.627	0.376	0.33/0.458	/
$G37^{int}$	-60	56	0.706	0.411	0.41/0.548	/
A8	-60.8	82.1	0.997	/	0.99/0.918	/
$I17^{int}$	-60	85.5	1.094	0.801	0.63/0.773	/
$I3^{int}$	-60	85.5	1.117	0.573	0.92/0.834	/
A10	-59	104.5	1.654	/	1.54/1.477	/
301	-60	102.5	1.794	1.492	1.47/1.38	/
A21	-61.1	111.7	2.802	1.959	1.92/1.747	/
303	-60	120	2.05	1.599	1.88/1.709	/
A20	-62.5	124	2.80	1.959	2.43/2.022	/
304	-60	139.2	3.153	2.314	2.93/2.795	/
A17	-46.2	72.7	1.059	0.737	0.91	/
*A27	-45.1	97.13	1.23	/	1.19/1.175	/
A16	-45.9	114.9	1.98	1.446	1.78	/
A23	-45.2	119.2	2.376	1.734	2.08	/
I30	-45.7	137.4	2.829	2.162	2.76	/
I31	-45.7	141.3	3.421	2.929	3.32	/
A15	-46.1	152.1	4.03	3.119	3.6	/
110^{CEA}	-40	42	0.536	0.331	0.38	/
113^{CEA}	-40	119	2.517	1.667	2.05	/
A22	-28.9	131	2.313	1.722	1.97	/
A7	-28.9	131.5	2.313	1.883	2.2	/
A6	-29.7	142.4	2.889	2.263	2.71	/
A5	-29.1	149.1	3.257	2.708	3.12	/
109^{CEA}	-20	109	1.762	1.188	1.68	/
A13	-18.9	147.2	3.191	2.374	2.86	/
A12	-18.9	153.6	3.353	2.673	3.04	/
A14	-20.1	167.6	3.701	3.335	3.47	/
108^{CEA}	-20	170	4.454	3.725	4.22	/
I28	0.5	176.2	3.623	2.633	3.15	/
I38	0.3	202.2	8	8	8	/
I29	-0.5	220.4	8	8	8	/
$G44^{int}$	20	32	/	/	/	0.056

suite page suivante ...

suite du tableau						
essai	T (°C)	Energie E_T (J)	Δa_{max} (mm)	Δa_{moy} (mm)	Δa_{mid} (opt/MEB) (mm)	Δa^S (mm)
$I4^{int}$	20	32	/	/	/	0.140
$A18^{int}$	20	56	0.723	0.531	0.56	/
$A30^{int}$	20	56	0.6	0.471	0.48	/
$I20^{int}$	20	85.5	1.228	0.662	0.91	/
$A29^{int}$	20	85.5	1.023	0.674	0.96	/
A3	20.3	208	8	8	8	/
A4	20.3	209	8	8	8	/
I23	101	208.6	8	8	8	/
I22	100.8	219.1	8	8	8	/

Tableau A-I.6 : Mesure de l'avancée ductile pour les essais de résilience Charpy (V_0=5.2 ms^{-1}), ^{CEA} : résultats obtenus au CEA issus de [Tahar, 1998],^{int} : essais interrompus, NM : non mesurée, Δa^S : mesure de l'avancée ductile projeté dans la section longitudinale à mi–épaisseur pour les essais interrompus.

essai	T (°C)	Energie E_T (J)	Δa_{max} (mm)	Δa_{moy} (mm)	Δa_{mid} (mm)
g36	-196	2.17	0	0	
i14	-160	2.79	0	0	
i13	-140	1.52	0	0	
i12	-120	20.7	0.133	0.017	
i15	-100	26.5	0.208	0.095	
g49	-80	25.2	0.228	0.096	0.19
g30	-80	40.84	0.417	0.194	
g35	-80	44.37	0.336	0.177	
h11	-80	52.45	0.749	0.314	0.46
g29	-80	59.13	0.818	0.563	0.6
h13	-60	43.22	0.671	0.385	
h14	-60	83.38	1.5	1.133	
h12	-60	93.22	2.099	1.384	
i5	-45	82.25	1.625	1.087	1.06
i7	-45	85.18	1.692	1.18	
i6	-45	101.73	2.045	1.64	
i9	-20	93.59	2.077	1.473	2.10
i10	-20	119.16	3.386	2.378	2.72
i8	-20	119.16	4.07	3.266	3.47
325	23	169.05	8	8	
I39	27	169	8	8	

Tableau A-I.7 : Mesure de l'avancée ductile pour les essais de flexion 3 points à V=500μms^{-1}.

essai	T (°C)	Energie E_T (J)	Δa_{max} (mm)	Δa_{moy} (mm)	Δa_{mid} (mm)
g38	-100	35.4			0.07/0.16
g42	-80	51.27	0.64	0.43	0.5/0.61
g34	-80	59.81	0.78	0.52	0.75/0.622
i36	-80	31.05	0.4	/	0.29/0.25
g47	-80	39.8	0.5	/	0.27/0.29
g48	-60	36.2	0.74	/	0.46/0.315
g43	-60	96.8	3.45	/	2.44/1.87
g40	-60	76.2	2.11	/	1.54/1.32
i24	-40.8	110.1	3.12	2.51	/
i25	-41.3	138.4	5.67	4.86	/
i26	-21.6	154.9	8	8	8
i27	-22.4	155.6	8	8	8
i40	+25	154.6	8	8	8

Tableau A-I.8 : Mesure de l'avancée ductile pour les essais de flexion 3 points à V=1μms^{-1}.

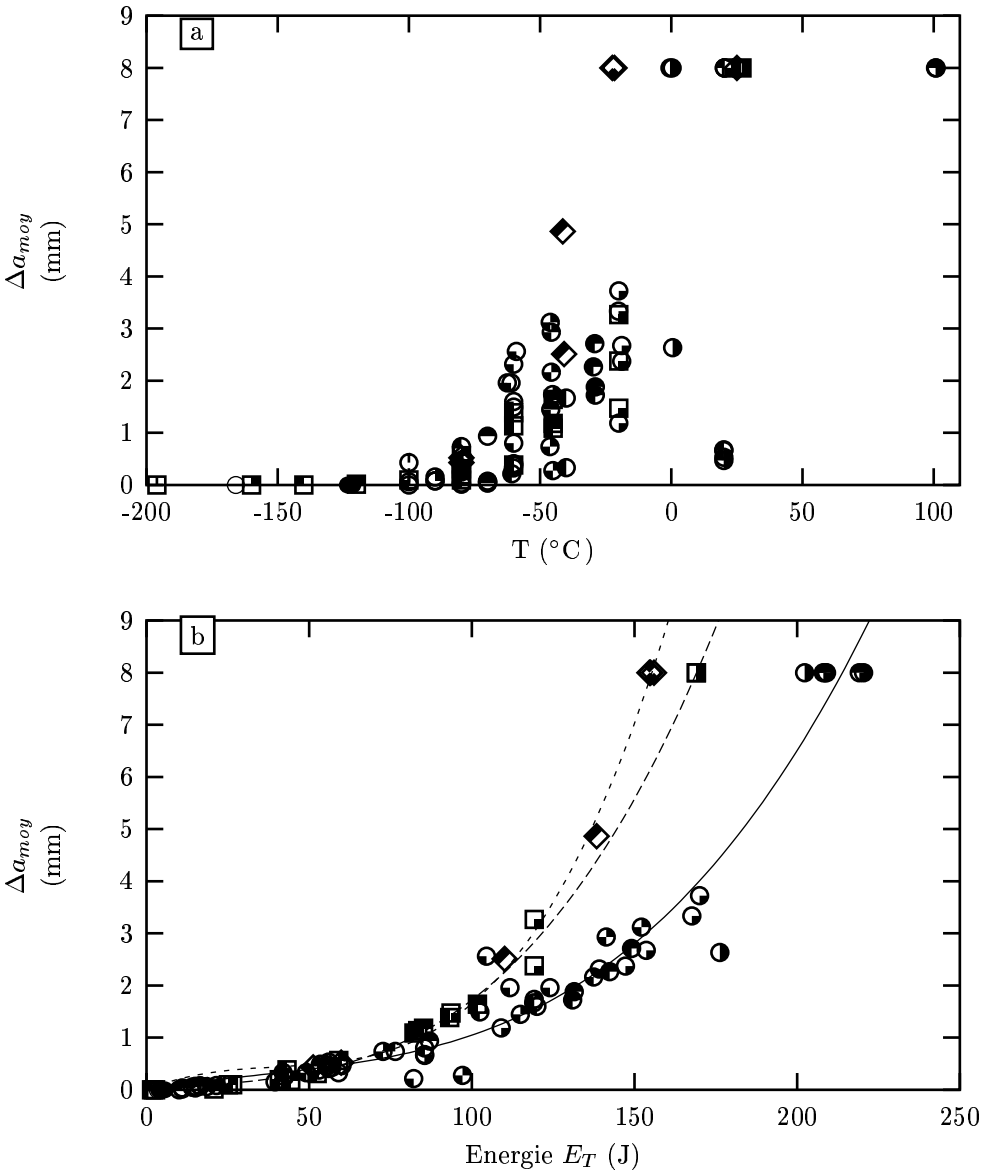


Figure A-I.17 : Evolution de l'avancée ductile moyenne avec la vitesse de sollicitation (symboles ronds pour V=5.2ms^{-1}, symboles carrés pour V=500μms^{-1} et symboles losanges pour V=1μms^{-1} a) avec la température. b) avec l'énergie

A-I.3 Position et Nature des sites d'amorçage du clivage

On reporte dans les tableaux A-I.9 et A-I.10 les positions et la nature des sites de clivage déterminés à partir des essais dynamiques de résilience et de flexion lente respectivement. La définition des types des sites (I, II, III, IV) est donnée au chapitre VI. Lorsque la nature des sites n'a pu être identifiée, la notation NI est employée.

essai	T (°C)	E_T (J)	N	x (mm)	y_1 (mm)	y_2 (mm)	Nature, observations
*I35	-123.5	3.65	2	4.46	0.613	0.613	NI
				8.19	0.39	0.39	NI
*I34	-121.3	5.77	2	3.99	0.467	0.467	NI
				8.27	0.56	0.56	NI
312	-100	10.	2	3.38	0.694	0.613	NI
				7.632	0.486	0.463	type III,Mn+S+Ca+Si,cavi
309	-100	11.6	NM	NM	NM	NM	
311	-100	18.5	2	6.475	0.520	0.405	type II
				4.58	0.463	0.399	type III, Mn+S+Ca, cavi
310	-100	57	1	3.932	1.156	0.719	type IV, MN+S+Ca, cavi.
313	-90	16.5	1	5.293	0.763	0.636	type I
314	-90	21.5	1	5.92	0.694	0.567	type IV, Mn+S
316	-90	34	1	3.169	0.466	0.152	type IV, Mn+S,duct. ds cliv.
315	-90	39.5	1	7.123	0.694	0.416	type IV, Al , peu cavi.
*308	-80	11	1	6.614	0.523	0.477	type III, cavi.
A11	-80	15	1	3.260	0.560	0.34	type I
307	-80	42.5	1	5.55	0.81	0.503	type IV, cavi.
I33	-79.2	53.44	2	5.894	1.46	0.215	type type III
				3.71	1.43	0.505	type IV, Mn+S+Ca+Al
306	-80	59.	1	2.76	1.64	0.56	type I, point triple
I32	-79.7	60.12	1	5.64	1.17	0.157	type I
305	-80	76.5	1	3.25	1.75	0.380	type I, tourmenté
130^{CEA}	-70	11	1	5.05	0.747	0.650	type I
138^{CEA}	-70	14	1	6.08	0.620	0.306	type I
139^{CEA}	-70	15	1	4.90	0.91	0.85	type I
136^{CEA}	-70	16.5	2	4.1	0.99	0.93	type II
				3.4	0.42	0.35	type I
A9	-60	49.1	1	2.6	0.86	0.36	type IV
122^{CEA}	-60	53	1	4.8	1.	0.525	type I
A8	-60.8	82.1	1	3.36	1.96	0.975	type I
A10	-59	104.5	2	3.93	2.5	0.66	type II
				5.75	2.31	0.42	type II ?
301	-60	102.5	1	4.21	3.03	1.229	type I

suite page suivante ...

suite du tableau							
essai	T (°C)	E_T (J)	N	x (mm)	y_1 (mm)	y_2 (mm)	Nature, observations
323	-60	47.1	1	4.56	1.25	0.95	type II, TiC
328	-60	48.5	1	2.83	0.88	0.545	type III
317	-60	93.3	1	4.95	1.435	0.3	NI, μ–cavitation, ductile
A21	-61.1	111.7	1	4.4	2.45	0.12	type I, cavi.
303	-60	120	1	4.03	3.23	0.7	type IV
A20	-62.5	124	1	6.7	2.365	0.15	type I, cavi
304	-60	139.2	2	5.13	3.7	?	NI
				7.24	2.720	0.34	type III
A17	-46.2	72.7	1	5.8	1.4	0.412	clivage tourmenté
*A27	-45.1	97.13	1	4.28	2.1	0.72	type I
A16	-45.9	114.9	1	5.54	2.56	0.49	type I, peu cavi
A23	-45.2	119.2	1	5.79	3.1	0.525	type I
I30	-45.7	137.42	1	4.04	3.46	0.435	type I, tourmenté, peu cavi
I31	-45.7	141.33	2	4.32	3.5	0.43	type I, cavi.
				2.62	3.3	0.15	type I
A15	-46.1	152.1	1	3.72	3.8	0.5	type I, tourmenté, peu cavi.
110^{CEA}	-40	42	1	5.9	0.66	0.12	type I
113^{CEA}	-40	119	1	5.8	2.87	0.01	type I ?, cliv. tourmenté
A22	-28.9	131	1	6.03	3.16	0.72	NI
A7	-28.9	131.5	1	5.76	2.86	0.4	NI
A6	-29.7	142.4	1	4.3	3.47	0.4	NI
A5	-29.1	149.1	1	5.4	3.41	?	NI
109^{CEA}	-20	109	1	4.7	2.5	0.53	type I, peu cavi.
A13	-18.9	147.2	1	4.6	3.92	0.64	NI
A12	-18.9	153.6	2	4.76	3.49	?	NI
				5.7	3.54	?	NI
A14	-20.1	167.6	1	5.6	3.63	0	cliv. tourmenté, NI
108^{CEA}	-20	170	1	5	4.4	0.2	type I
I28	0.5	176.25	2	5.5	3.94	0.48	NI
				6.73	3.65	0.19	NI

Tableau A-I.9 : Nature et position des sites d'amorçage du clivage pour les essais dynamiques (NI : non identifié, N : nombre de sites, x : abscisse du site pris à partir du coin droit de l'entaille, parallèle à l'entaille, y_1 : ordonnée du site mesurée à partir du fond d'entaille, y_2 : ordonnée du site mesurée à partir de la frontière ductile–fragile en vis à vis du site.)

essai	T (°C)	E_T (J)	N	x (mm)	y_1 (mm)	y_2 (mm)	Nature, observations
$V = 500\mu\text{ms}^{-1}$							
i15	-100	26.5	3	4	0.71	0.46	type I
				/	/	/	NI
				/	/	/	NI
g49	-80	25.2	1	5.06	0.26	0.06	type IV, réseau μ–fissures
g30	-80	40.84	1	5.17	0.47	0.05	type I, cavi.
g35	-80	44.37	1	6.7	0.404	NI	NI
h11	-80	52.45	1	5.07	0.76	0.1	cliv. tourm., rés. fiss., cavi.
g29	-80	59.13	1	5.09	0.938	0.016	type I
h13	-60	43.22	1	3.75	0.57	0.01	type I, cavi.
h14	-60	83.38	1	3.42	1.8	0.04	type I
h12	-60	93.22	1	4.33	2.1	0.1	NI
i5	-45	82.25	2	2.81	1.52	0.11	type IV, Mn+S+Ca, cavi.
				7.64	1.38	0.13	type I
i7	-45	85.18	1	3.2	2.04	0.05	type I
i6	-45	101.73	1	3	2.27	0.04	NI, autres sites?
$V = 1\mu\text{ms}^{-1}$							
g38	-100	36.4	2	5.79	0.29	0.01	type III
				2.95	0.27	0.08	NI, Ductile?
g47	-80	39.8	2 (+?)	3.23	0.35	0	NI
				7.87	0.415	0.05	type IV, μ–cavitation importante
g42	-80	51.3	1	6.37	0.57	0	type IV
g34	-80	59.8	2	2.1	0.56	0	NI
				8.26	0.69	0	NI
i36	-80	31.	1	3.93	0.3	0.07	NI, μ–cavitation importante
g40	-60	76.2	2 (+?)	3.23	1.325	0.07	NI, ductile?
				5.03	1.74	0.42	type I
g48	-60	36.2	multiple				Ductile. Clivage tourmenté.
g43	-60	96.8	1 (+?)	2.7	2.6	0.03	NI, ductile?
i24	-40	110.1	2	7.2	3.53	0	type IV, Amas cavités duct.
				3.23	3.36	0	type IV, Amas cavités duct.
i25	-40	138	2	5.9	5.46	NI	NI

Tableau A-I.10 : Nature et position des site d'amorçage du clivage pour les essais quasi–statiques et à V=500μms^{-1} (NI : non identifié, N : nombre de sites, x : abscisse du site pris à partir du coin droit de l'entaille, parallèle à l'entaille, y_1 : ordonnée du site mesurée à partir du fond d'entaille, y_2 : ordonnée du site mesurée à partir de la frontière ductile–fragile en vis à vis du site.)

A-I.4 Mesure de l'élévation locale de température en fond d'entaille

La mesure de la température en fond d'entaille est rendue difficile par l'aspect dynamique de l'essai. D'une part, l'élévation de température en fond d'entaille est très rapide, la durée de l'essai étant de l'ordre de 1 à 3 ms. Le temps de réponse du système de mesure doit donc être très faible si on veut obtenir une mesure instantanée de l'élévation de température. D'autre part, le déplacement de l'éprouvette au cours de l'essai, celle–ci pouvant être rompue et projetée, limite l'utilisation des méthodes de mesure sans contact comme les détecteurs infra–rouges [Zehnder and Rosakis, 1991]. Les différentes méthodes utilisées sont des mesures **surfaciques**.

L'utilisation de thermocouples paraît intéressante à plusieurs titres. La taille de la zone plastique sur une éprouvette KCV est importante (plasticité généralisée due à l'effet d'entaille) et permet de positionner des thermocouples de faibles diamètres. Le déplacement de l'éprouvette au cours de l'essai n'est pas gênant pour la mesure (du moins des déplacements de l'ordre du cm) et le coût de la destruction du thermocouple est négligeable. Cependant ce moyen de mesure appliqué à l'essai de résilience présente des restrictions :

- La mesure est surfacique. Le perçage d'un trou borgne sous l'entaille pour mesurer la température au coeur de l'éprouvette modifierait la mécanique de l'essai, la mesure obtenue correspond alors à un état proche de celui de contrainte plane.
- La mesure est ponctuelle au niveau spatial. Il est impossible de prévoir à l'avance le chemin suivi par la fissure. L'information obtenue sera donc limitée à un point de la zone plastique.
- Un effet de moyennation est inhérent à l'utilisation d'un thermocouple. Cet effet sera d'autant plus marqué que le diamètre du thermocouple sera important.
- Le temps de réponse d'un thermocouple est limité par le diamètre de celui–ci et est supérieur à la durée de l'essai. La formule (A-I.3) donne une estimation du temps de réponse d'un thermocouple idéal de diamètre d pour atteindre 95% de la valeur stationnaire [Henning and Parker, 1968].

$$t_{95\%} = \frac{25 d_t^2 \lambda_t}{\pi D_s \lambda_s} \qquad \text{(A-I.3)}$$

avec
- λ_s coefficient de conductivité thermique du substrat ($\mathrm{Wm^{-1}K^{-1}}$)
- D_s coefficient de diffusivité du substrat ($\mathrm{m^2s^{-1}}$)
- λ_t coefficient de conductivité d'un des deux fils ($\mathrm{Wm^{-1}K^{-1}}$)
- d_t diamètre du fil du thermocouple (m)

En utilisant les valeurs reportées dans le tableau suivant A-I.11 [Henning and Parker, 1968, Béranger et al., 1994, Tigges, 1995], on obtient $t_{95\%} \sim 0.001$ s pour un thermocouple idéal ($\phi = 100\mu$m) et avec du fer pur. Le calcul de la propagation du front de chaleur pendant le temps de réponse du thermocouple donne une distance caractéristique x_D=0.15 mm. La distance sur laquelle le front de chaleur s'est propagé est donc faible. L'utilisation d'un thermocouple ne permet donc pas une mesure instantannée de l'élévation de température au cours de l'essai. Cependant le profil de

température obtenu sera représentatif de l'échauffement local à l'endroit de la mesure mais avec un décalage temporel.

λ_s ($\mathrm{Wm^{-1}K^{-1}}$)	λ_t ($\mathrm{Wm^{-1}K^{-1}}$)	D_s ($\mathrm{m^2s^{-1}}$)	d (m)
80 pour Fe 70 pour 16MND5	19.25 pour Chromel P	2.38e-05 pour Fe	1e-04

Tableau A-I.11 : Données physiques à 20°C pour le calcul du temps de réponse d'un thermocouple

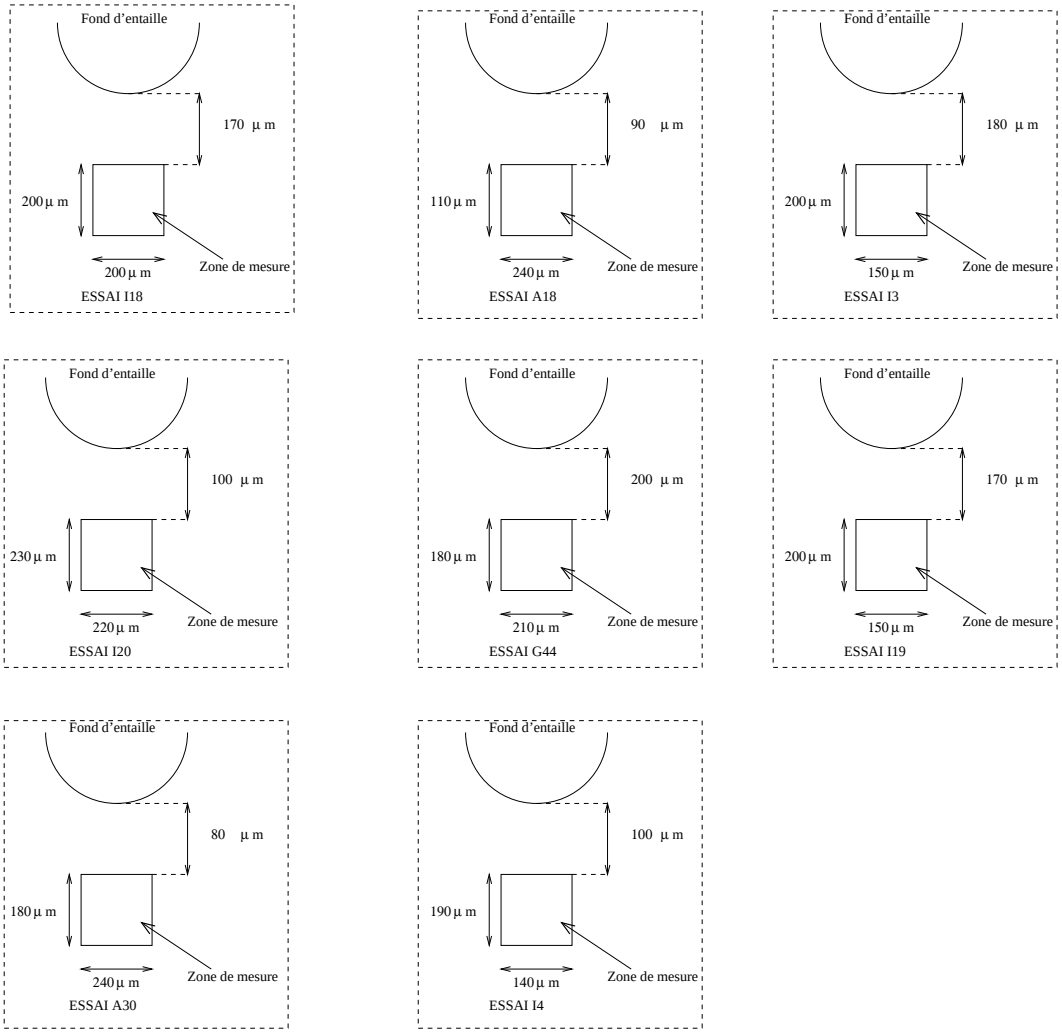


Figure A-I.18 : Position des thermocouples par rapport au fond d'entaille et zone de mesure lors des essais interrompus

A-I.5 Détermination expérimentale de la déformation plastique en fonction de la taille de grains

Pour estimer les déformations plastiques en fond d'entaille d'une éprouvette Charpy, nous utilisons la technique de recristallisation. Nous présentons ici la détermination de la courbe d'étalonnage donnant la déformation plastique en fonction de la taille de grains. Cette courbe a été établie à partir d'essais de traction interrompus au delà de la striction. Les essais sont reportés dans le tableau A-I.12. Seuls des essais de traction ont été utilisés pour établir la courbe d'étalonnage. Les éprouvettes ont subi un traitement thermique de 4h à 695°C sous vide secondaire. Les déformations suivant l'axe de traction (z) de l'éprouvette sont calculées par l'expression A-I.4 où ϕ_0 est le diamètre initial du fût et $\phi(z)$ est le diamètre de la section à la cote z où l'on veut évaluer $\varepsilon_{eq}(z)$. Après le traitement thermique, les éprouvettes sont sectionnées suivant leur section médiane et polies jusqu'au 1/4 de micron puis passées à l'OPS. On utilise ensuite une attaque au Nital 2% pour révéler la zone recristallisée et les joints de grains (fig. A-I.19). Une cartographie est ensuite réalisée au microscope optique (grossissement ×50). On se place approximativement au centre de la face polie et attaquée et on balaye la zone en se déplaçant d'une zone non recristallisée à l'autre. Les photos sont ensuite agrandies au macroscope afin d'obtenir un grossissement d'environ ×900.

essai	T (°C)	$\dot{\varepsilon}_{nom}$ (s^{-1})
G2	20	$4.e^{-4}$
G4	200	$4.e^{-4}$
D4	-30	$4.e^{-4}$

Tableau A-I.12 : Essais soumis au traitement de recristallisation

$$\varepsilon_{eq}(z) = 2 \ln \frac{\phi_0}{\phi(z)} \tag{A-I.4}$$

A-I.5.1 Mesure de la taille des grains

Lorsqu'on balaye la zone recristallisée, des faibles vers les fortes déformations, la taille des grains diminue (fig. A-I.20). On remarque également que les grains sont orientés suivant le sens de sollicitation vu par l'éprouvette. Pour prendre en compte cette anisotropie on définit un longueur moyenne à partir de la mesure de la taille de grain parallèlement et perpendiculairement à la direction de sollicitation. Les grains sont comptés par la méthode des intercepts [Yoshida, 1985]. En utilisant un réseau de droites parallèles à l'axe zz, on détermine une longueur moyenne L entre deux intersections successives d'une droite du réseau avec des joints de grains. De la même façon, on détermine une longueur moyenne l avec un réseau de droites parallèles à l'axe rr. On définit alors un taille moyenne de grain par $\bar{d} = \sqrt{L \times l}$. Cette méthode a été confrontée à une méthode de mesure par analyse d'image et donne des résultats très proches.

La taille moyenne de grains obtenue n'est qu'une approximation de la taille moyenne réelle. Au fort grossissement utilisé, la largeur de la zone de mesure est d'environ 100μm.

De plus cette zone n'est située qu'approximativement au centre de la face observée, or au delà de la striction il existe un gradient de déformation du bord vers le centre de l'éprouvette.

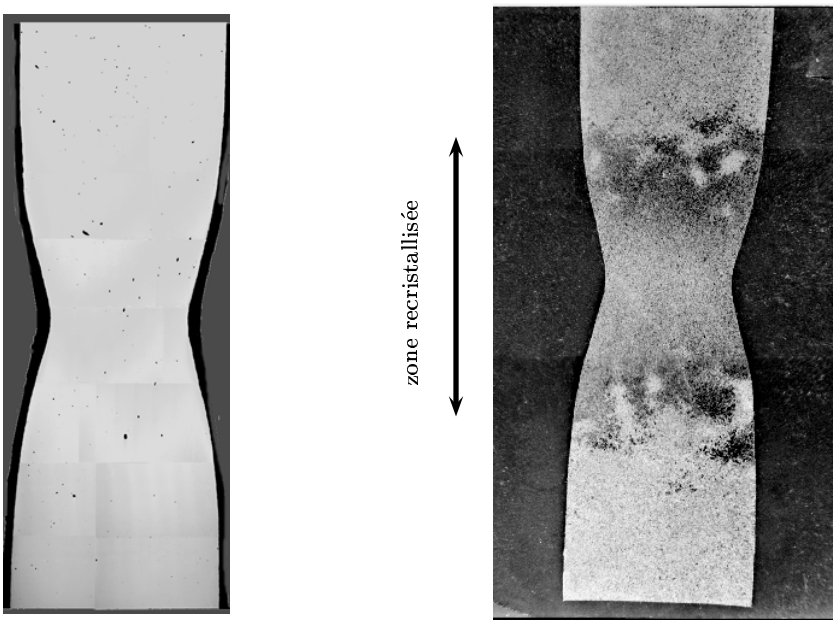


Figure A-I.19 : Zone recristallisée sur une éprouvette de traction simple (à gauche : avant traitement, à droite : après traitement)

A-I.5.2 Résultats

La courbe de calibration obtenue est présentée sur la figure A-I.21, et montre une décroissance de la taille de grain en fonction de la déformation plastique appliquée. Il apparaît une seuil pour $\bar{\varepsilon}_p = 0.25$ en deça duquel aucun phénomème de recristallisation ne se produit, du moins pour les conditions utilisées ici. La déformation plastique maximale obtenue expérimentalement est de l'ordre de 100%. Pour obtenir des valeurs supérieures, il faut conduire l'essai jusqu'à rupture. Lautridou [Lautridou, 1980] obtient des déformations plastiques de l'ordre de 1.4 à partir d'essais de traction menés à rupture pour une acier de cuve. Cependant, pour des déformations moyennes aussi élevées, le gradient de déformation dans le fût de l'éprouvette peut être important [Beremin, 1980], limitant l'utilisation de l'expression A-I.4. Il faudrait alors utiliser la déformation plastique obtenue par calcul E.F. pour avoir une calibration plus présise. Néanmoins, compte tenu de l'incertitude sur la mesure de la taille de grain, et en limitant l'application de cette méthode à une estimation du niveau de déformation plastique, la méthode utilisée reste satisfaisante au vu de sa simplicité.

Avant d'appliquer cette méthode aux éprouvettes Charpy, nous avons vérifié que l'écrouissage d'usinage n'est pas révélé par cette technique en appliquant un traitement de recristallisation à une éprouvette Charpy non–déformée (fig. A-I.22).

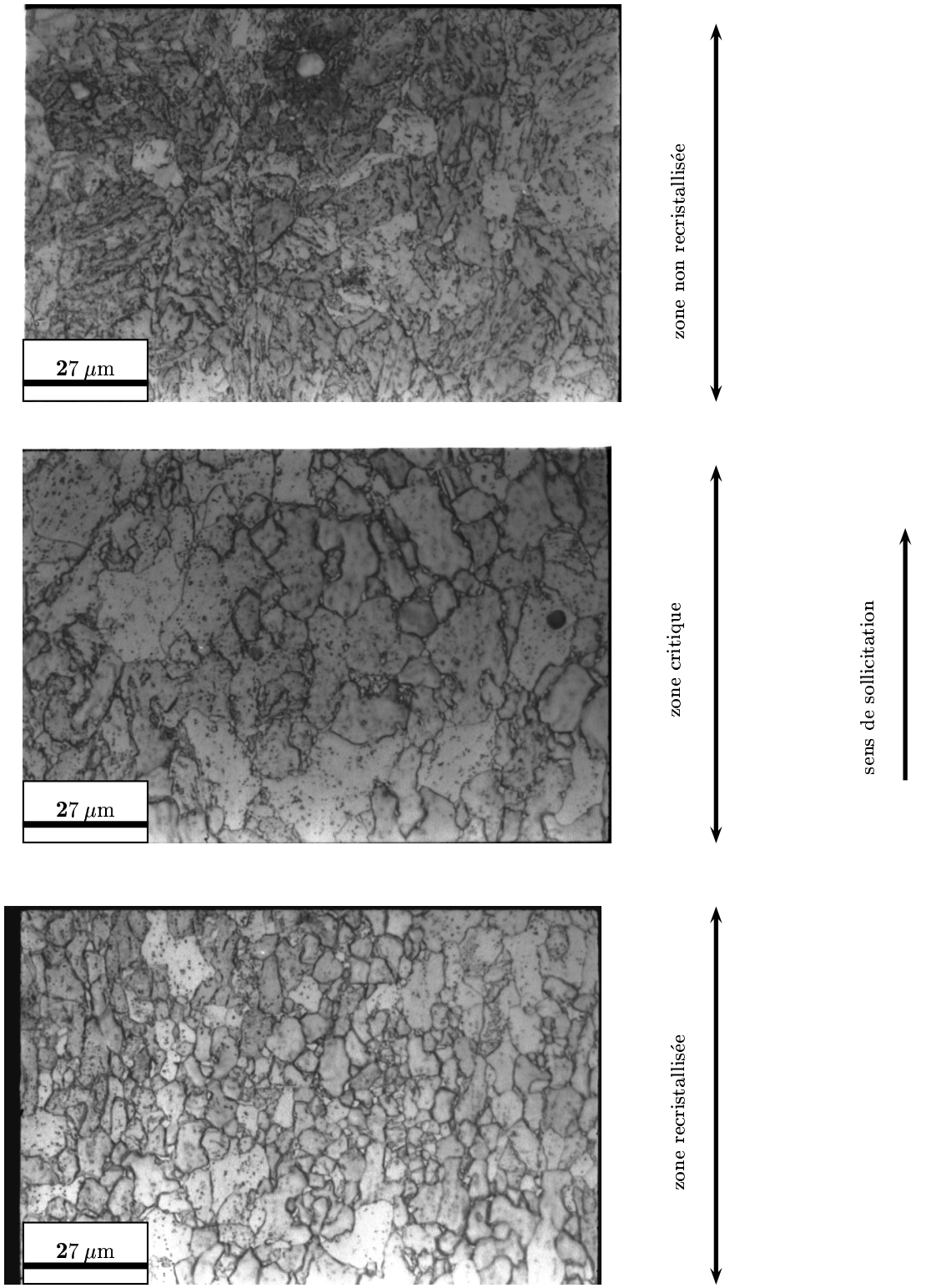


Figure A-I.20 : Visualisation de l'évolution de la taille de grain en fonction de la déformation plastique

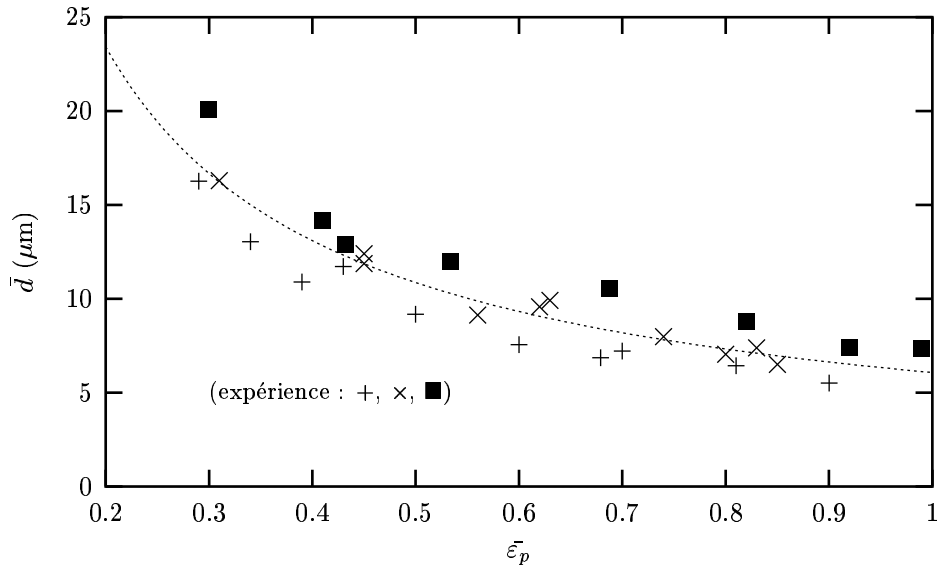


Figure A-I.21 : Taille moyenne des grains recristallisés, $\bar{d}$, en fonction de la déformation plastique équivalente, $\bar{\varepsilon}_p$. Chaque type de symbole correspond à une éprouvette différente.

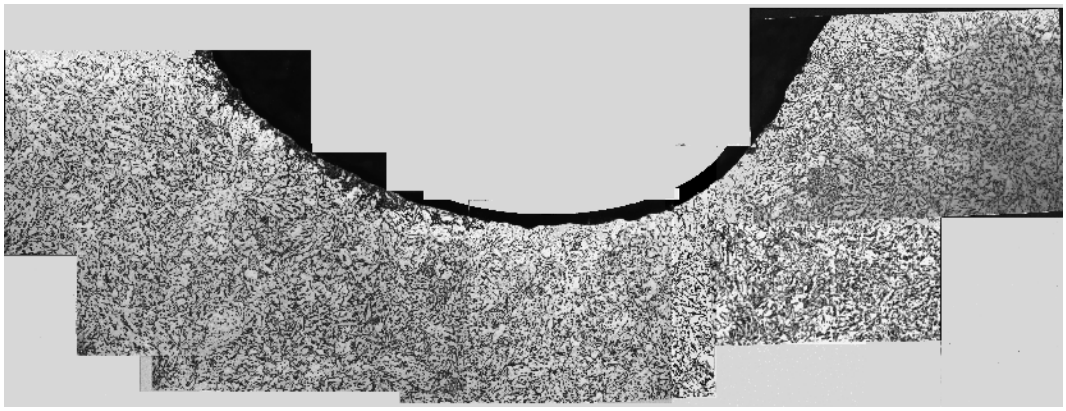


Figure A-I.22 : Vue en coupe du fond d'entaille d'une éprouvette Charpy non–déformée après traitement de recristallisation. L'écrouissage d'usinage ne provoque pas la recristallisation des grains.

Bibliographie

Béranger, G., Henry, G., and Sanz, G. (1994). *Le livre de l'acier*. Lavoisier Tec&Doc.

Beremin, F. (1980). Calculs élastoplastiques par la méthode des éléments finis d'éprouvettes axisymétriques entaillées circulairement. *Journal de mécanique appliquée*, 4(3):307–325.

Henning, C. and Parker, R. (1968). *Techniques of materials preparation and handling*, chapter Measurement of rapid temperature changes with an intrinsic thermocouple, pages 269–282. Interscience publishers.

Lautridou, J. (1980). *Etude de la déchirure ductile d'aciers à faible résistance. Influence de la teneur inclusionnaire*. PhD thesis, Ecole des Mines de Paris.

Manahan, M. and Stonesifer, R. (2000). The difference between total absorbed energy measured using an instrumented striker and that obtained using an optical encoder. In Sievert, T. and Manahan, M., editors, *Pendulum Impact Testing : A Century of Progress*, pages 181–197. ASTM STP 1380.

Richard, G. (1999). Rupture statique et dynamique d'un acier de cuve REP dans le domaine de la transition ductile-fragile. Technical report, Rapport de DEA, ENSMP, Evry.

Server, W. (1978). General yielding of Charpy V–notch and precracked Charpy specimens. *Jour. of Eng. Materials and Technology*, 100:183–188.

Tahar, M. (1998). *Applications de l'approche locale de la rupture fragile à l'acier 16MND5 : Corrélation résilience–ténacité, Probabilité de rupture bimodale (clivage et intergranulaire)*. PhD thesis, École des Mines de Paris.

Tahar, M. and Piques, R. (1995). Résilience et ténacité d'un acier de cuve REP : Rôle des veines sombres et des effets d'irradiation. Technical report, Rapport d'avancement n°1 Convention EDF-ARMINES, ENSMP, Evry.

Tanguy, B., Piques, R., and Pineau, A. (1999). Etude de l'application des critères locaux de rupture à l'essai Charpy. Technical report, Rapport d'avancement n°1 Convention EDF-ARMINES, ENSMP, Evry.

Tigges, D. (1995). *Nocivité des défauts sous revêtement des cuves de réacteurs à eau sous pression*. PhD thesis, Ecole des Mines de Paris.

Yoshida, M. (1985). *Endommagement intergranulaire de fluage dans un acier inoxydable 17Cr–12Ni : Etude quantitative–rôle de la multiaxialité des contraintes*. PhD thesis, École des Mines de Paris.

Zehnder, A. and Rosakis, A. (1991). On the temperature distribution at the vicinity of dynamically propagating cracks in 4340 steel. *J. Mech. Phys. Solids*, 39:385–415.

Annexe -A-II-

Etude expérimentale de l'acier 16MND5

Cette annexe est consacrée à la description des essais mécaniques réalisés sur l'acier 16MND5 afin d'en caractériser le comportement et la rupture.

A-II.1 Essais de traction

A-II.1.1 Procédure expérimentale

Les essais à froid [$-196°\text{C} \leq T \leq 20°\text{C}$] sont réalisés sur une machine de traction INSTRON 8500. La force est mesurée par l'intermédiaire d'une cellule de charge 250 kN. On utilise une éprouvette cylindrique ($\Phi_0 = 6.18$ mm) (fig. A-II.1). On impose un déplacement du vérin avec une vitesse de 1.07 mm/min, ce qui correspond, pour une longueur utile de l'éprouvette, $L_0 = 44.5$ mm, à une vitesse moyenne de déformation $\bar{\dot{\varepsilon}} = 4.10^{-4}\text{s}^{-1}$. L'allongement, ΔL, est mesuré à l'aide d'un extensomètre longitudinal MTS avec une base de mesure $L_b = 11.5$mm. Pour les essais en température, l'éprouvette est placée dans un bac et le refroidissement est assuré par projection d'un brouillard d'azote à l'aide de serpentins qui entourent l'éprouvette. La température est mesurée par l'intermédiaire de trois thermocouples, deux soudés par contact au voisinage des congés de l'éprouvette et un en contact au centre de celle-ci. Une fois la température désirée atteinte, elle est maintenue pendant 30 minutes avant le début de l'essai.

Les essais à chaud [$100°\text{C} \leq T \leq 300°\text{C}$] sont réalisés sur une machine de traction ZWICK. La force est mesurée par l'intermédiaire d'une cellule de charge 100 kN. Pour limiter les gradients de température, on utilise une géométrie d'éprouvette réduite (fig. A-II.1). Le déplacement de la traverse est imposé avec une vitesse de 0.59 mm/min ce qui correspond, pour une longueur utile $L_0 = 24.5$ mm, à une vitesse de déformation $\bar{\dot{\varepsilon}} = 4.10^{-4}\text{s}^{-1}$. L'allongement, ΔL, est mesuré à l'aide d'un extensomètre longitudinal à pinces en alumine avec une base de mesure $L_b = 11$ mm. L'éprouvette est placée dans un four

à image d'une puissance de 3000 Watts. On mesure la température par l'intermédiaire de deux thermocouples placés aux deux extrémités de la longueur utile de l'éprouvette. La température du four est régulée par le thermocouple placé en bas (le moins chaud). Les gradients sont compris entre 3 et 8°C .
Le plan de prélèvement des éprouvettes dans l'épaisseur de la cuve est reporté sur la figure A-II.2.

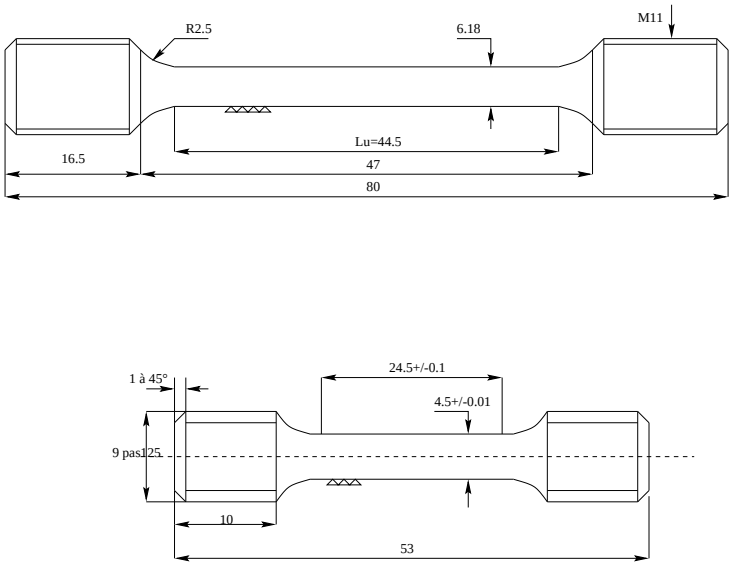


Figure A-II.1 : Géométries des éprouvettes de traction. En haut : essais à froid. En bas : essais à chaud.

A-II.1.2 Dépouillement des essais et résultats

A partir de la courbe Charge–allongement de l'éprouvette, on trace la courbe conventionnelle contrainte nominale–allongement. La contrainte nominale est définie par $\sigma_{nom} = F/S_0$ avec S_0 la section initiale de l'éprouvette. L'allongement est défini par $\Delta L/L_b \times 100$ avec ΔL obtenu directement à partir de l'extensomètre et L_b la base de mesure de l'extensomètre. A partir de cette courbe, on définit R_m la résistance maximale, R_{eH}, la limite d'élasticité haute, R_{eL}, la limite d'élasticité basse, et A_p la longueur du palier de Lüders.
On trace ensuite la courbe rationnelle contrainte vraie–déformation logarithmique caractéristique du comportement du matériau. La contrainte vraie, σ et la déformation logarithmique, ε sont données par les équations (A-II.1) et (A-II.2). On reporte dans le tableau A-II.1, l'ensemble des résultats obtenus et sur la figure A-II.3, les courbes rationnelles obtenues pour tous les essais. On utilise généralement une loi de type Hollomon ($\sigma = k\varepsilon^n$) pour modéliser le comportement des aciers ferritiques jusqu'à la striction. On reporte également dans le tableau A-II.1, les valeurs k et n identifiées sur tout l'intervalle de déformation homogène et $k^{5\%}$, $n^{5\%}$ identifiées sur les 5% de déformation avant striction [Renevey, 1997].

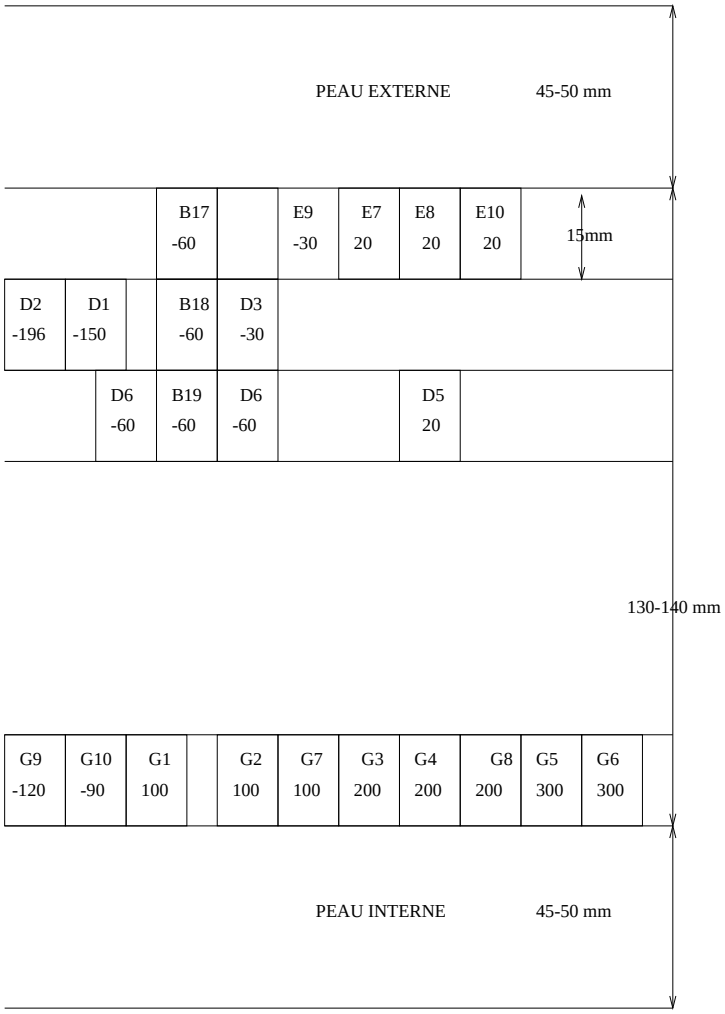


Figure A-II.2 : Prélèvement des éprouvettes de traction dans l'épaisseur de la cuve.

$$\sigma = \frac{P}{S_0} \times (1 + \frac{\Delta L}{L_b}) = \frac{P}{S_0} \times \exp \varepsilon \tag{A-II.1}$$

$$\varepsilon = \ln(1 + \frac{\Delta L}{L_b}) \tag{A-II.2}$$

A-II.1.3 Analyse de Bridgman sur les essais de traction interrompus

L'analyse de Bridgman conduit aux expressions de la déformation équivalente (eq.A-II.3) et de la contrainte équivalente (eq. A-II.4) à partir d'essais menés au delà de la striction. Cette analyse est employée pour déterminer le comportement au delà de la striction. Une méthode expérimentale classique consiste à filmer l'évolution de la striction au cours de

essai	T (°C)	R_{eH} (MPa)	R_{eL} (MPa)	R_m (MPa)	A_p (%)	A_g (%)	A (%)	k	n	$k^{5\%}$	$n^{5\%}$
D2	−196	/	940	1006	/	/	/	/	/	/	/
D1	−150	774	756	878	1.83	8.5	/	1586	0.204	1718	0.23
G9	−120	670	667	779	1.9	11.6	/	1296	0.177	1278	0.174
G10	−90	614	599	727	1.7	13	/	1186	0.172	1123	0.17
D6	−60	561	550	709	1.2	11.4	/	1178	0.18	1147	0.17
B17	−60	568	550	689	1.7	11	/	1135	0.175	1056	0.146
B18	−60	560	553	697	1.8	12.6	/	1169	0.184	1113	0.16
B19	−60	594	561	713	1.8	11.6	/	1207	0.19	1181	0.18
D3	−28	553	520	666	1.45	10.75	/	1108	0.175	1066	0.16
D4	−30	541	530	677	1.2	10.1	/	1102	0.166	1088	0.16
E9	−32	532	520	663	1.3	12.4	/	1108	0.185	1069	0.17
E10	20	515.5	492	615	0.87	11.5	40.8	964	0.15	932	0.137
E7	20	503	491.5	615.3	0.84	11.34	/	981	0.157	928	0.135
E8	20	504.6	491.6	615.3	1.17	10.5	/	985	0.158	936	0.138
D5	20	551	497	631.6	0.8	10.6	/	1003	0.154	952	0.134
G1	100	472.5	468	580	1.	/	/	/	/	/	/
G2	100	466.5	465.5	580	0.2	9.2	/	888	0.139	791.4	0.09
G7	100	467	465	574	0.6	9.4	/	898	0.145	870	0.134
G3	200	436	436	577	0.1	9.5	/	922	0.15	894	0.14
G4	200	446	446	582	0.2	9.2	/	925	0.152	912	0.146
G8	200	436	435	571.5	0.2	10.8	/	898	0.149	877	0.136
G5	300	411	411	602	0	10.1	/	936	0.145	905	0.132
G6	300	406	406	601	0	10.5	/	931	0.144	898	0.13

Tableau A-II.1 : Propriétés mécaniques en traction. Sollicitation sens T. $\dot{\varepsilon} = 4.10^{-4}\mathrm{s}^{-1}$. Acier 16MND5.

l'essai jusqu'à la rupture puis à remonter aux couples $(\sigma_{eq}, \varepsilon_{eq})$ à l'aide des expressions (A-II.4) et (A-II.3). Ne disposant pas de caméra pour déterminer l'évolution de la striction en continu, nous avons réalisé des essais interrompus en allant le plus loin possible au delà de la striction[1]. Le rayon de courbure de la zone de striction est mesuré au projecteur de profil. Nous obtenons un couple $(\sigma_{eq}, \varepsilon_{eq})$ par essai. Cette méthode permet de connaître le comportement pour des déformations plastiques importantes, bien au delà des 10% atteints à la striction. Les couples $(\sigma_{eq}, \varepsilon_{eq})$ pour chaque essai interrompu sont reportés dans le tableau A-II.2.

$$\varepsilon_{eq} = 2 \ln \left(\frac{\Phi_0}{\Phi} \right) \qquad \text{(A-II.3)}$$

[1] On ne cherche pas à atteindre la rupture, car l'endommagement qui se développe est très important et l'analyse de Bridgman n'est plus valide.

avec $\left\{ \begin{array}{ll} \Phi_0 & \text{diamètre initial du fût de l'éprouvette (mm)} \\ \Phi & \text{diamètre dans la section minimale de l'éprouvette (mm)} \end{array} \right.$

$$\sigma_{eq} = \bar{\sigma}_z \times \frac{1}{\left(1 + \frac{2R}{a}\right) \ln\left(1 + \frac{a}{2R}\right)} \qquad \text{(A-II.4)}$$

avec $\left\{ \begin{array}{ll} \bar{\sigma}_z = 4P_a/\pi\Phi^2 & \text{contrainte moyenne dans la section minimale (MPa)} \\ P_a & \text{charge (N) lorsqu'on interrompt l'essai} \\ R & \text{rayon de courbure de la zone de striction (mm)} \\ 2a = \Phi & \text{diamètre de la section minimale (mm)} \end{array} \right.$

essai	T (°C)	R (mm)	$2a$ (mm)	P_a (N)	ε_{eq}	σ_{eq} (MPa)
D1	−150	8	4.315	21000	0.71	1349
G9	−120	15	4.62	20350	0.58	1140
G10	−90	23.5	4.93	19800	0.448	1010
D6	−60	∼35	5.325	20000	0.297	881
B17	−60	14–16	4.72	17500	0.535	965
B18	−60	∼45	5.335	20170	0.294	889
B19	−60	16.5	4.755	18115	0.52	982
D4	−30	7–8	4.13	15200	0.8	1069
E9	−32	21–23	4.99	18150	0.427	904
E7	20	30	5.21	17090	0.34	785
E8	20	29	5.08	16800	0.39	811
D5	20	19	4.97	17100	0.436	854
G2	100	3.25	2.875	6412	0.88	895
G3	200	3.75	2.935	6750	0.83	913
G4	200	3.25	2.93	6626	0.84	889
G8	200	3.25	2.845	6381	0.91	975
G5	300	5.25	3.235	7687	0.66	871
G6	300	3.25	2.94	7038	0.85	938

Tableau A-II.2 : Déformation (ε_{eq}) et contrainte (σ_{eq}) équivalente obtenues par l'analyse de Bridgman à partir des essais interrompus. (Sollicitation sens T).

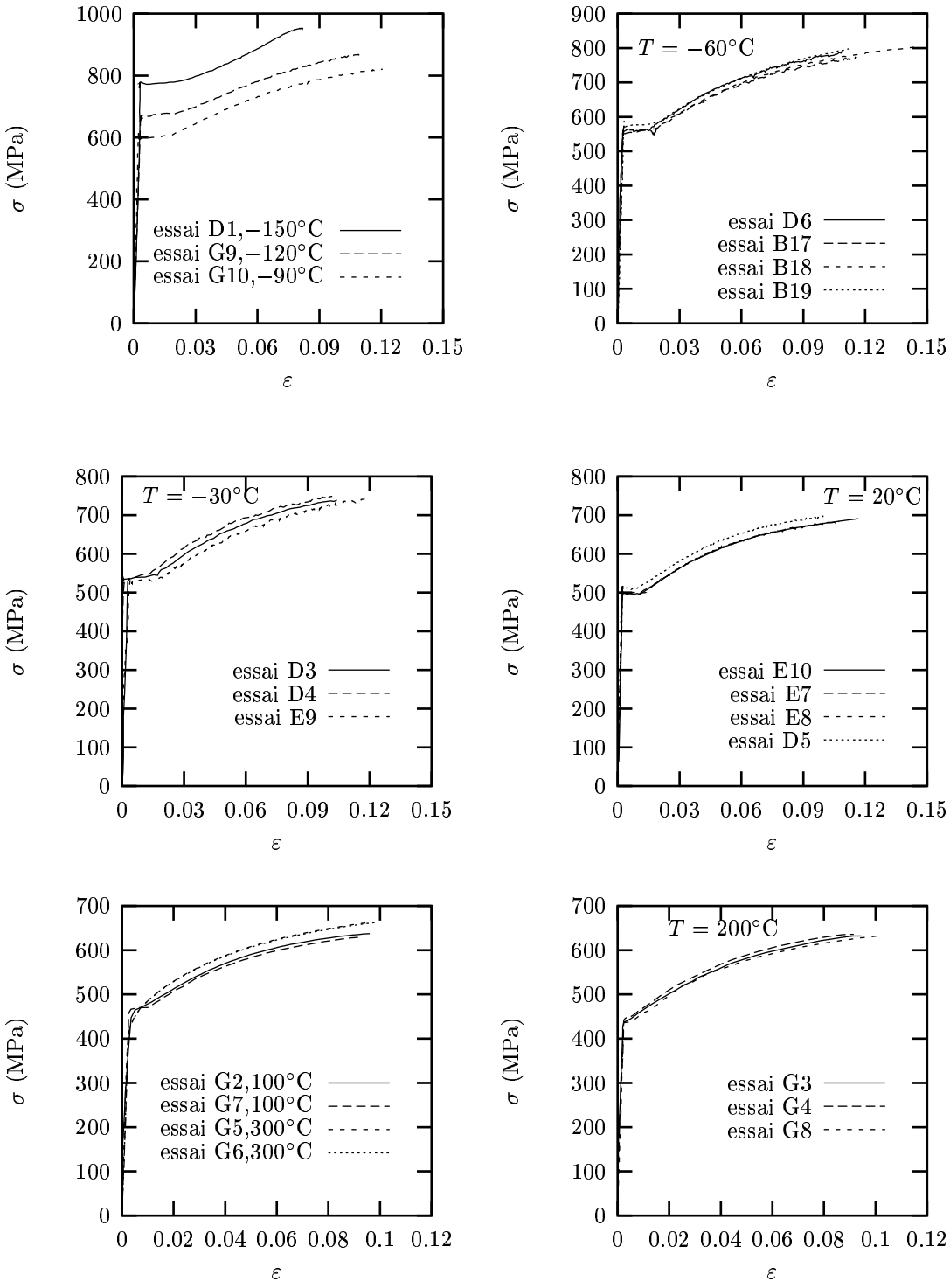


Figure A-II.3 : Courbes rationnelles pour l'ensemble des essais de traction (Sollicitation sens T). $\dot{\varepsilon} = 4.10^{-4}\text{s}^{-1}$. Acier 16MND5.

A-II.2 Essais de compression

A-II.2.1 Essais statiques

On nomme, de façon usuelle, essais statiques, les essais réalisés sur une machine de compression servo–hydraulique. L'appellation statique est mal employée car elle décrit aussi bien des essais isothermes (vitesse quasi–statique) que des essais adiabatiques ($\overline{\dot{\varepsilon}} \sim 1\ \mathrm{s}^{-1}$). Ces essais ont été réalisés à la température ambiante avec deux vitesses de sollicitation. Les éprouvettes sont des pions cylindriques de hauteur 8 mm et de diamètre 7 mm. Des stries concentriques, de profondeur 0.1 mm ont été usinées sur chacune des bases, ainsi que du graphite ont été employés pour limiter au maximum les effets de frottement. Pour ce type d'essai, la limite d'élasticité est définie comme la contrainte au palier. Les résultats sont reportés dans le tableau A-II.3 et sur la figure A-II.4. Sur cette figure, on note un adoucissement de l'écrouissage du matériau avec l'augmentation de la déformation plastique pour $\overline{\dot{\varepsilon}} = 1.6\mathrm{s}^{-1}$. Cet adoucissement résulte d' une élévation locale de la température au cours de l'essai. On aura donc, dès $\overline{\dot{\varepsilon}} \sim 1\mathrm{s}^{-1}$, des conditions d'essai proches des conditions adiabatiques. L'écrouissage observé est alors couplé à l'adoucissement thermique et ne peut être utilisé directement.

Repère	$\overline{\dot{\varepsilon}}$ (s^{-1})	R_{eL} (MPa)
Cs1	$2.\mathrm{e}^{-3}$	511
Cs2	$2.\mathrm{e}^{-3}$	509
Cs3	1.6	546
Cs4	1.6	558

Tableau A-II.3 : Limite d'élasticité en compression "statique". Sollicitation sens travers T.

A-II.2.2 Essais dynamiques

Les essais dynamiques de compression sont effectués sur un dispositif de barres de Hopkinson pour $-100°\mathrm{C} \leq T \leq 300°\mathrm{C}$. Les essais sont réalisés lors de trois campagnes qui se distinguent par la géométrie du pion de compression et par la gamme de vitesses de déformation recherchée. Un récapitulatif est reporté dans le tableau A-II.4. La géométrie du pion est déterminée en fonction de la vitesse de sollicitation que l'on veut atteindre [Longère, 1995]. La reproductibilité des essais est très bonne lors des trois campagnes [Longère, 1998]. On cherche à caractériser l'influence de la vitesse de déformation sur la contrainte d'écoulement à température constante. Les conditions de l'essai sont proches des conditions d'échauffement adiabatique. Il n'est donc pas possible à partir de ce type d'essai (du moins dans son utilisation classique) d'étudier la sensibilité de l'écrouissage à la vitesse de déformation. En revanche, la limite d'élasticité est représentative d'un essai isotherme car le travail plastique étant quasiment nul, il y a très peu d'échauffement. On peut donc découpler l'effet de la température et de la vitesse de déformation sur la limite d'écoulement lors des premiers pourcents de déformation plastique à l'aide de ces essais.
On reporte dans le tableau A-II.5, les valeurs de la limite de premier écoulement et pour 5%

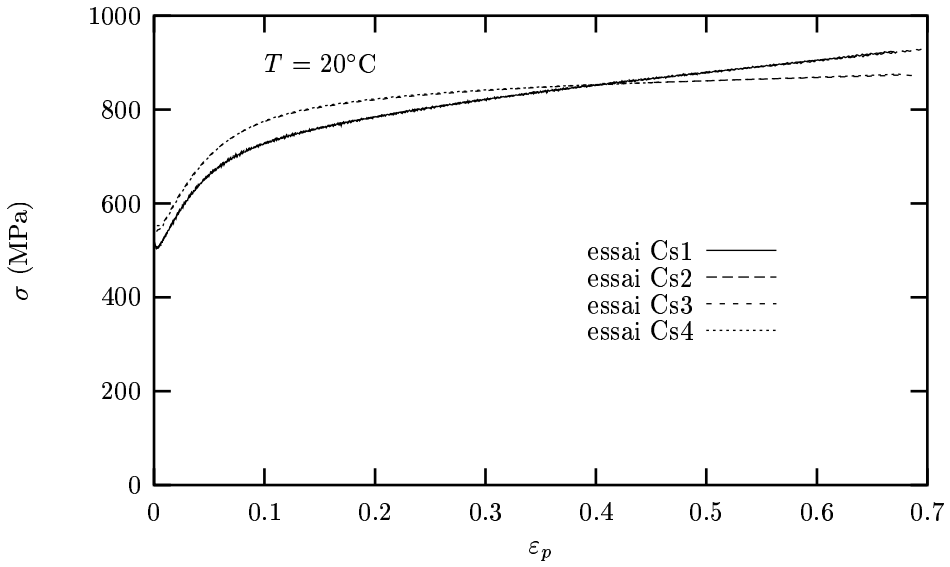


Figure A-II.4 : Courbes rationnelles $\sigma = f(\varepsilon_p)$ pour les essais de compression "statique" (Sollicitation sens T) (voir tableau A-II.3).

de déformation plastique pour l'ensemble des essais.

camp. 1	$-100°C \leq T \leq 20°C$	$1200s^{-1} \leq \overline{\dot{\varepsilon}} \leq 2400s^{-1}$	$h \times \Phi = 8 \times 7$	$L = 400$
camp. 2	$-100°C \leq T \leq 20°C$	$\overline{\dot{\varepsilon}} \sim 4000s^{-1}$	$h \times \Phi = 5 \times 9$	$L = 250$
camp. 3	$100°C \leq T \leq 300°C$	$1200s^{-1} \leq \overline{\dot{\varepsilon}} \leq 4000s^{-1}$	$h \times \Phi = 5 \times 9$	$L = 250$

Tableau A-II.4 : Géométrie du pion de compression ($h \times \Phi$) et longueur du barreau impacteur (L) pour chaque campagne d'essais dynamiques de compression (en mm).

Camp.	essai	T (°C)	$\overline{\dot{\varepsilon}}$ (s^{-1})	σ_{Y0} (MPa)	$\sigma_Y(\varepsilon_p = 0.05)$ (MPa)
3	302_7	300	1400	540	715
3	302_8	300	1400		696
3	302_9	300	1400		723
3	302_{10}	300	2500	580	750
3	302_{11}	300	2400		730
3	302_{12}	300	2500		742
3	302_4	300	4400	590	755
3	302_5	300	4400		755
3	302_6	300	4400		785
3	301_{12}	200	1400	580	740

suite page suivante ...

suite du tableau

Camp.	essai	T (°C)	$\overline{\dot{\varepsilon}}$ (s^{-1})	σ_{Y0} (MPa)	$\sigma_Y(\varepsilon_p = 0.05)$ (MPa)
3	301_{13}	200	1400		745
3	301_{14}	200	1400		750
3	301_{15}	200	1250		745
3	301_{16}	200	2500	590	740
3	301_{17}	200	2500		755
3	301_{18}	200	2000		745
3	302_1	200	4200	620	800
3	302_2	200	4200		780
3	302_3	200	4200		795
3	301_6	100	1300	610	823
3	301_7	100	1300		800
3	301_8	100	1300		800
3	301_9	100	2400	625	816
3	301_{10}	100	2400		834
3	301_{11}	100	2400		827
3	301_3	100	4200	655	845
3	301_4	100	4200		870
3	301_5	100	4200		855
3	301_1	20	550	600	772
3	301_2	20	1200	640	828
1	5	20	1200		803
1	7	20	1200		812
1	8	20	1200		814
1	6	20	2400	690	844
1	9	20	2400		848
1	10	20	2400		841
2	I_{15}	20	1800		870
2	I_{16}	20	2500		906
2	I_{13}	20	4000	715	906
2	I_{12}	20	4000		900
2	I_{14}	20	4000		919
1	11	-30	1350	690	862
1	12	-30	1350		870
1	13	-30	2500	720	888
1	14	-30	2500		901
1	15	-30	2500		900
2	I_{17}	-30	2250		956
2	I_{18}	-30	4000	790	944
2	I_{19}	-30	4000		956
2	I_{20}	-30	4000		937

suite page suivante ...

suite du tableau					
Camp.	essai	T (°C)	$\overline{\dot{\varepsilon}}$ (s^{-1})	σ_{Y0} (MPa)	$\sigma_Y(\varepsilon_p = 0.05)$ (MPa)
1	1	-60	1300	720	907
1	2	-60	1300		871
1	3	-60	2000		900
1	4	-60	2000		907
1	16	-60	2400	760	950
1	17	-60	2400		918
2	I_7	-60	3500		1093
2	I_{11}	-60	3900	840	1040
2	I_{10}	-60	3900		1070
2	I_8	-60	3900		1100
1	18	-100	1200	820	987
1	19	-100	1200		995
1	20	-100	2500	860	1040
1	21	-100	2500		1020
2	I_1	-100	3400		1170
2	I_2	-100	3400		1100
2	I_3	-100	3400		1160
2	I_4	-100	4000	960	1178
2	I_5	-100	4000		1200

Tableau A-II.5 : Base de données expérimentales des essais de compression dynamique effectués au CTA. Sens T. Acier 16MND5. La géométrie des pions est donnée au tableau A-II.4.

A-II.3 Essais sur éprouvettes axisymétriques entaillées

A-II.3.1 Essais à rupture

Les essais de traction sur éprouvettes axisymétriques entaillées sont réalisés sur une machine servohydraulique INSTRON 8500 de capacité 250 kN. Les éprouvettes sont sollicitées dans le sens T (travers). Quatre géométries d'entaille sont utilisées (fig. V.7 chapitre V) : les trois géométries $\mathrm{AE}_{1.2}$, $\mathrm{AE}_{2.4}$ et AE_6 (notées AE_R), qui sont utilisées classiquement pour l'approche locale de la rupture et la géométrie AE_V, dont l'entaille est similaire à celle d'une éprouvette Charpy KCV. Ces essais sont menés jusqu'à rupture et contrôlés en déplacement vérin. La vitesse de déplacement de la traverse est fixée pour obtenir une vitesse de déformation de l'ordre de $\dot{\varepsilon} = 10^{-3}\mathrm{s}^{-1}$. Pour calculer la vitesse du vérin, on considère comme longueur utile, L_u la hauteur de la zone entaillée ($\dot{U} = L_u \times \dot{\varepsilon}$) (tab. A-II.6). Le plan de prélèvement des éprouvettes dans l'épaisseur de la cuve est reporté sur la figure A-II.5.

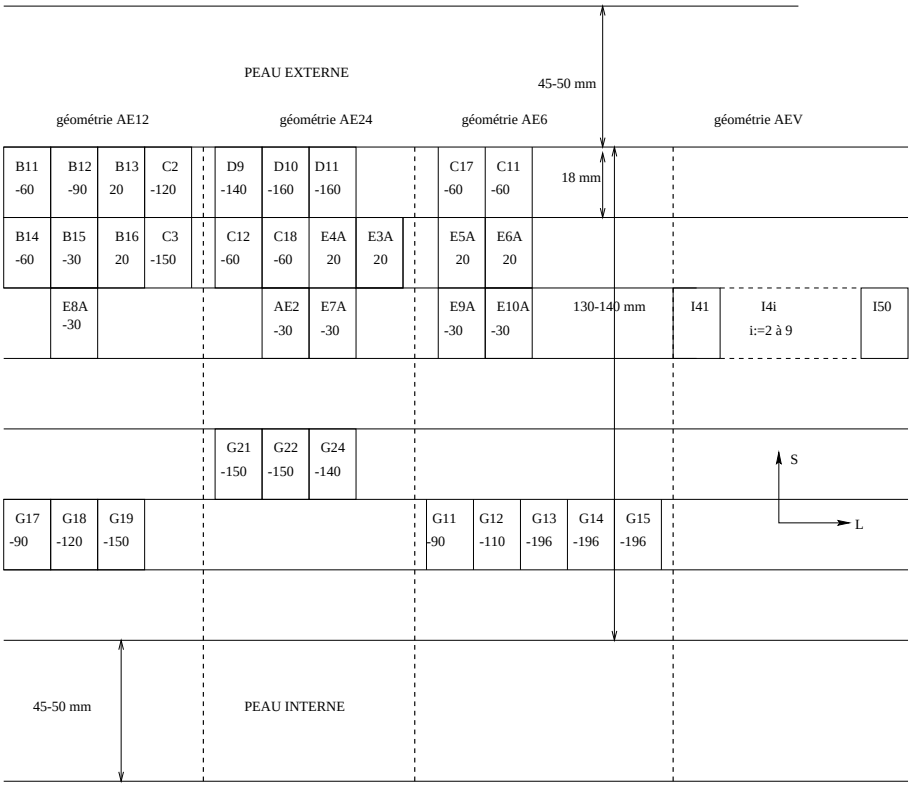


Figure A-II.5 : Prélèvement des éprouvettes axisymétriques entaillées dans l'épaisseur de la cuve pour les essais menés à rupture. Géométries AE_R et AE_V.

Pour la géométrie d'entaille AE_R, on mesure la contraction diamétrale ($\Delta\Phi$) à l'aide d'un capteur diamétral MTS. Le capteur est placé avec un angle de 45° par rapport à la direction métallurgique L. La procédure de mise en température est identique à celle décrite pour les essais de traction. Pour chacun des essais, on détermine la déformation moyenne à rupture $\overline{\varepsilon}_r$ (eq. A-II.3 avec $\Phi = \Phi_r$) et la contrainte moyenne à rupture $\overline{\sigma}_r$ (eq. A-II.5). Lorsque la forme de la courbe $P - \Delta\Phi$ traduit l'amorçage ductile d'une fissure macroscopique (point

D fig.V.8), le diamètre à rupture est défini comme le diamètre à l'instant de cet amorçage ($\Delta\Phi^{(c)}$).

$$\overline{\sigma_r} = \frac{4 \times P_r}{\pi(\Phi_0 - \Delta\Phi_r)^2} \tag{A-II.5}$$

géométrie	L_u (mm)	$\dot{U}$ (mm/min)	$\overline{\dot{\varepsilon}}$ (s^{-1})
$AE_{1.2}$	2.4	0.09	$6.25e^{-4}$
$AE_{2.4}$	4.8	0.116	$4e^{-4}$
AE_6	10	0.288	$4.8e^{-4}$
AE_V	2	0.2	$1.6e^{-3}$

Tableau A-II.6 : Vitesses de déformation moyennes dans les éprouvettes axisymétriques entaillées pour les essais menés à rupture.

Pour la géométrie AE_V, l'amorçage va a priori avoir lieu en fond d'entaille [Holland et al., 1992, Yasuda et al., 2000], un capteur diamétral ne peut donc être utilisé. On mesure l'allongement en continu du fût à l'aide de deux extensomètres longitudinaux placés à 90°C l'un par rapport à l'autre. L'allongement est mesuré sur deux bases de mesure $L_{b22} = 22$ mm et $L_{b10} = 10$ mm. La mise en température est effectuée grace à une enceinte climatique garantissant un gradient de température dans l'éprouvette quasi–nul. Pour cette géométrie, la valeur du diamètre à rupture est mesurée post–mortem et est prise comme égale à $(\Phi_r^L + \Phi_r^{TC})/2$. On détermine également $\overline{\sigma}_r$ et $\overline{\varepsilon}_r$. Il faut noter que pour cette géométrie, le diamètre à rupture ne peut être déterminé que post–mortem. De plus, pour un rayon d'entaille aussi faible, l'état de contrainte et de déformation n'est pas homogène dans la section minimale au cours du chargement de l'éprouvette. Les valeurs de $\overline{\sigma}_r$ et $\overline{\varepsilon}_r$ obtenues par les expressions A-II.3 et A-II.5 ne seront donc qu'indicatives.

L'ensemble des résultats est reporté dans les tableaux A-II.7 et A-II.8 et sur la figure A-II.8 pour la géométrie AE_V. Les courbes $P/S_0 - \Delta\Phi/\Phi_0$ pour la géométrie AE_R et $P - -\Delta L_{b22}$ pour la géométrie AE_V sont reportées sur les figures A-II.6 et A-II.7 respectivement.

a) Résultats pour la géométrie AE_V

La façon dont apparait la rupture sur ce type de géométrie est différente de celle observée sur les trois géométries AE_R (voir paragraphe V.2). A -80°C, la rupture a entièrement lieu par clivage. Dès -60°C, on a amorçage ductile à partir des bords libres de l'éprouvette. La rupture finale par clivage a lieu au centre de l'éprouvette. Pour cette température, la zone ductile forme une couronne circulaire. Lorsqu'on augmente la température de l'essai, l'endommagement ductile se développe. Malheureusement, lors de nos essais, l'endommagement ductile ne s'est pas développé de façon axisymétrique. Cette anisotropie apparente est purement mécanique et est due au type de mords que nous avons utilisés lors de nos essais (cardan). Avec ce type de mords, une légère dissymétrie du montage entraine une dissymétrie du champ mécanique ce qui va favoriser le développement anisotrope de l'endommagement. Ces essais ont été réalisés initialement dans le but de valider sur une géométrie simple, les modèles d'endommagement ductile que nous allons utiliser et

notamment de simuler un amorçage de la déchirure ductile identique à celui de l'éprouvette Charpy. Le développement anisotrope de la déchirure ductile empêche l'utilisation de ces essais comme essais de validation, du moins pour les températures au–delà de $-60°\mathrm{C}$. De même, les valeurs de déformation moyenne à rupture reportées sur la figure A-II.8 ne peuvent pas être comparées à celles obtenues avec la géométrie AE_R, du moins lorsqu'on a amorçage ductile. Ces valeurs ayant été mesurées post–mortem, elles représentent une déformation moyenne à rupture après propagation d'une fissure ductile, alors que sur la géométrie AE_R, les déformations reportées sont caractéristiques de l'amorçage macroscopique de la déchirure ductile.

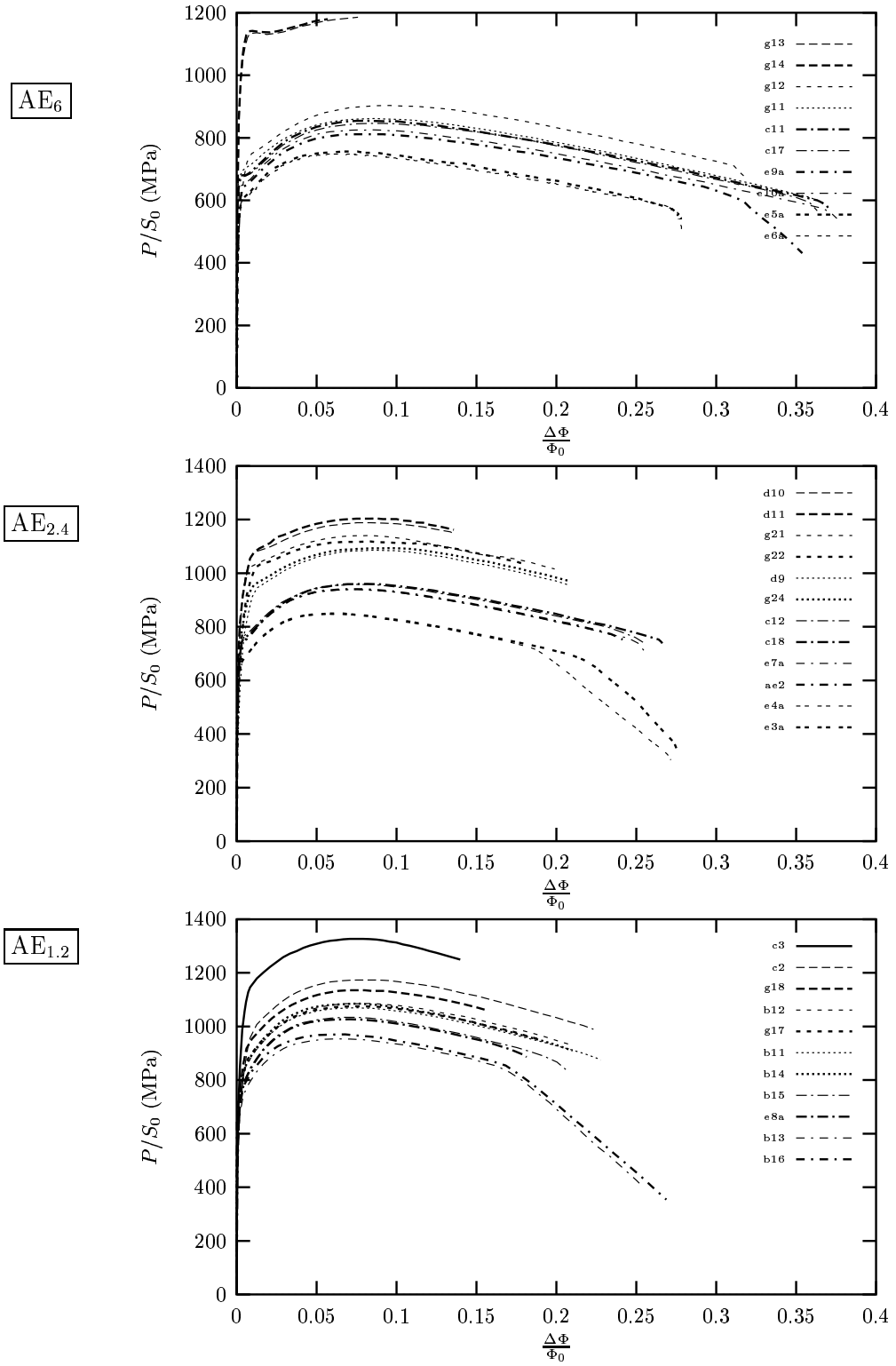


Figure A-II.6 : Courbes normalisées $P/S_0 - \Delta\Phi/\Phi_0$ pour les essais à rupture. Géométrie AE_R. Sollicitation sens T.

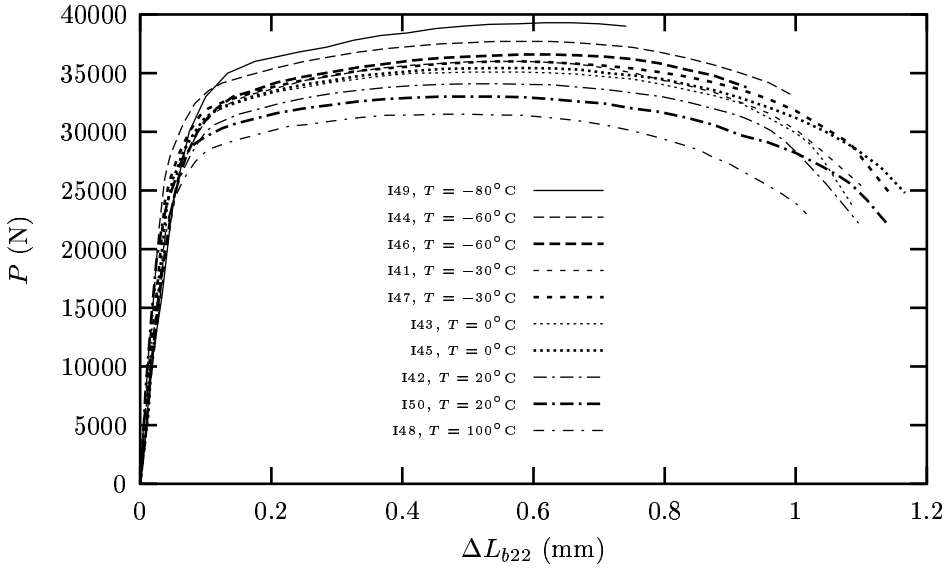


Figure A-II.7 : Courbes $P - \Delta L_{b22}$ pour les essais à rupture. Géométrie AE_V. Sollicitation sens T.

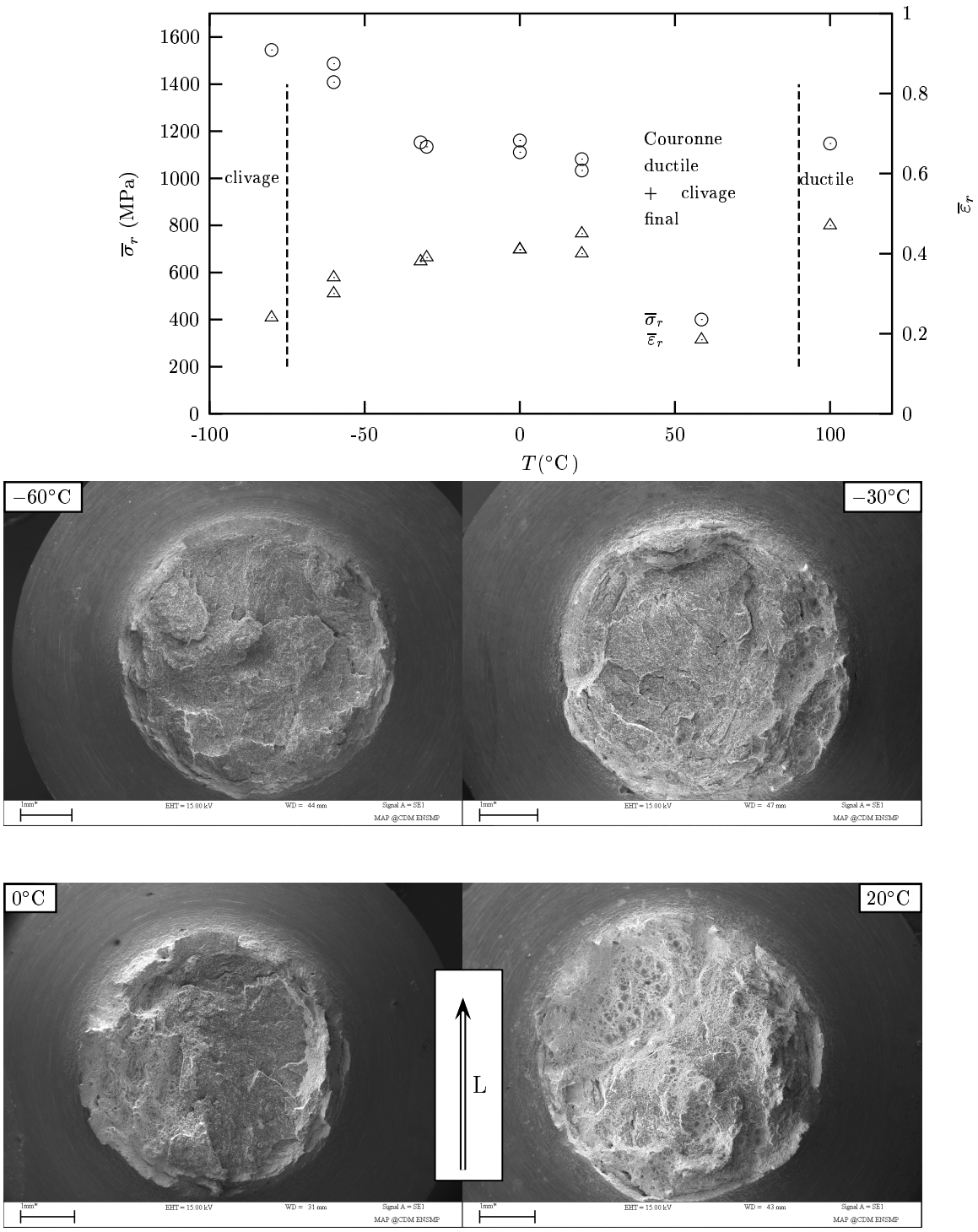


Figure A-II.8 : Déformation et contrainte à rupture moyennes en fonction de la température pour la géométrie AE_V. Evolution du faciès de rupture avec la température

Géo.	essai	T (°C)	$\Delta\Phi_r$ (mm)	P_r (N)	$\overline{\varepsilon_r}$	$\overline{\sigma_r}$ (Mpa)
$AE_{1.2}$	C3	-149	0.84	35400	0.3	1689
	G19*	-150	0.7	36400	0.25	1659
	C2	-118	1.34	28000	0.5	1640
	G18	-121	0.94	30000	0.34	1488
	B12	-90	1.25	26600	0.47	1488
	G17	-89	1.14	27000	0.42	1446
	B11	-61	1.35	24600	0.51	1466
	B14	-59	1.25	25600	0.47	1459
	B15	-31	1.19	24800	$0.44^{(c)}$	$1364^{(c)}$
	E8A	-31	1.08	25400	0.4	1333
	B13	20	1.075	23600	$0.39^{(c)}$	$1239^{(c)}$
	B16	20	1.015	23600	$0.37^{(c)}$	$1224^{(c)}$
$AE_{2.4}$	D10	-160	0.8	32800	0.29	1519
	D11	-160	0.81	33000	0.29	1553
	G21	-150	1.195	28800	0.44	1580
	G22	-150	1.075	29400	0.39	1536
	D9	-140	1.25	27400	0.47	1525
	G24	-140	1.25	24400	0.47	1549
	C12	-60	1.52	21200	$0.58^{(c)}$	$1345^{(c)}$
	C18	-60	1.58	21400	0.61	1395
	E7A	-30	1.48	21200	$0.57^{(c)}$	$1333^{(c)}$
	AE2	-30	1.44	21200	0.55	1310
	E4A	20	1.135	20200	$0.42^{(c)}$	$1097^{(c)}$
	E3A	20	1.325	18800	$0.5^{(c)}$	$1153^{(c)}$
AE_6	G13	-196	0.455	33600	0.157	1388
	G14	-196	0.34	33400	0.117	1331
	G15	-196	0.13	32200	0.04	1193
	G12	-109	1.855	20200	$0.74^{(c)}$	$1497^{(c)}$
	G11	-89	2.19	17200	$0.91^{(c)}$	$1513^{(c)}$
	C11	-58	2.19	16800	$0.91^{(c)}$	$1481^{(c)}$
	C17	-57	2.14	17400	$0.89^{(c)}$	$1510^{(c)}$
	E9A	-28	1.85	18000	$0.74^{(c)}$	$1333^{(c)}$
	E10A	-29	2.2	16000	$0.92^{(c)}$	$1344^{(c)}$
	E5A	20	1.135	20200	$0.42^{(c)}$	$1097^{(c)}$
	E6A	20	1.325	18800	$0.5^{(c)}$	$1153^{(c)}$

Tableau A-II.7 : Contrainte et déformation moyennes à rupture sur les géométries AE_R. L'indice $^{(c)}$ indique que les grandeurs sont calculées à l'instant de la rupture de pente sur les courbes $P/S_0 - \Delta\Phi/\Phi_0$. (L'essai G19 a présenté une dérive importante de la température pendant son déroulement).

essai	T (°C)	ΔL^r_{b22} (mm)	P_r (N)	Φ_r (mm)	$\overline{\varepsilon_r}$	$\overline{\sigma_r}$ (Mpa)
I49	-80	0.74	39000	5.67	0.24	1545
I44	-60	0.99	33400	5.495	0.30	1408
I46	-60	0.925	34000	5.395	0.34	1487
I41	-32	1.1	25400	5.295	0.38	1153
I47	-30	1.14	24600	5.255	0.39	1134
I43	0	1.09	23600	5.2	0.41	1111
I45	0	1.17	24800	5.215	0.41	1161
I50	20	1.14	22000	5.09	0.45	1081
I42	20	1.09	22200	5.23	0.40	1033
I48	100	1.02	23000	5.05	0.47	1148

Tableau A-II.8 : Contrainte et déformation moyennes à rupture sur la géométrie AE_V.

A-II.3.2 Essais en contrôle de déformation

Les essais de traction sur éprouvettes axisymétriques entaillées en contrôle de déformation sont réalisés sur deux machines MTS de capacité 100 kN et 250 kN. On a utilisé uniquement le géométrie AE_R. Le prélèvement des éprouvettes est reporté sur la figure A-II.9. Pour chaque essai, on relève la charge maximale, P_m, la charge à coalescence, $P^{(c)}$, la réduction diamétrale à coalescence, $\Delta\Phi^{(c)}$, et la pente de la partie linéaire qui suit la coalescence, $\frac{\delta P}{\delta(\Delta\Phi)}^{c(+)}$. Ces données sont reportées dans le tableau A-II.9 où l'on a également fait figurer la déformation et la contrainte moyennes à coalescence, $\overline{\varepsilon}^{(c)}$ et $\overline{\sigma}^{(c)}$, respectivement. Dans ce tableau, on note θ l'angle entre la contraction diamétrale mesurée et la direction métallurgique L. Les courbes normalisées $P/S_0 - \Delta\Phi/\Phi_0$ sont reportées sur la figure A-II.10.

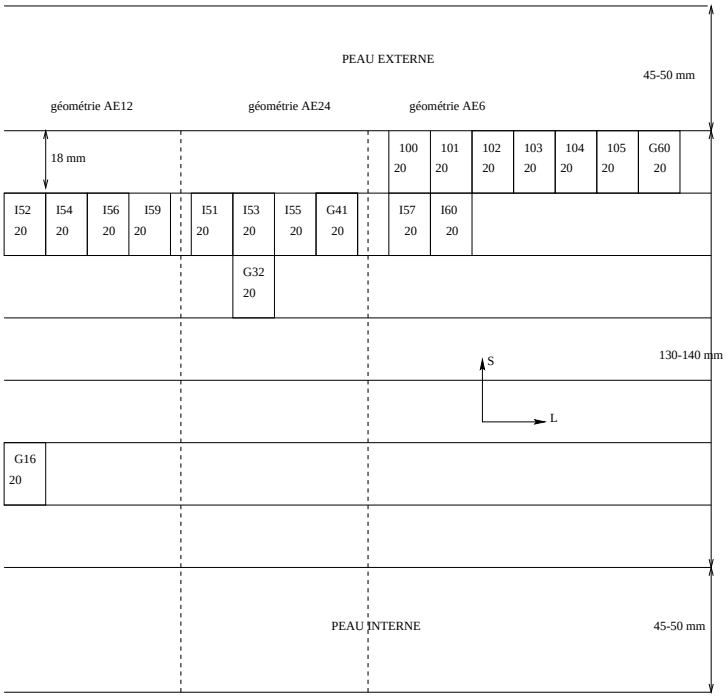


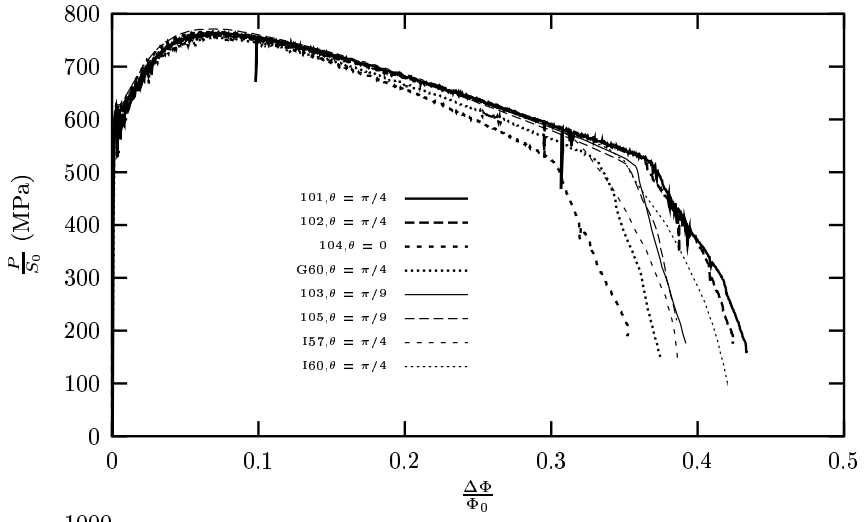
Figure A-II.9 : Prélèvement des éprouvettes axisymétriques entaillées dans l'épaisseur de la cuve pour les essais en contrôle de déformation.

entaille	essai	θ (°)	P_m (N)	$P^{(c)}$ (N)	$\Delta\Phi^{(c)}$ (mm)	$\overline{\varepsilon}^{(c)}$	$\overline{\sigma}^{(c)}$ (Mpa)	$\frac{\delta P}{\delta(\Delta\Phi)}^{c(+)}$ (N/mm)
$AE_{1.2}$	G16	45	26800	23400	1.143	0.426		21620
	I59	45	27750	22750	1.19	0.44		26780
	I56	45	28000	23500	1.13	0.42		28100
	I52	45	27700	24200	1.	0.36		24200
	I54	0	27500	23000	1.15	0.43		30700
$AE_{2.4}$	I51	45	24600	20400	1.33	0.50		22900
	I55	45	24600	21200	1.13	0.49		19400
	G41	45	24200	20400	1.31	0.49		22700
	G32	45	24400	19200	1.5	0.57		22050
	I53	0	24800	20300	1.345	0.51		23000
AE_6	I60	45	21400	15300	2.04	0.83		18080
	I57	45	21700	16000	1.885	0.753		16900
	I02	45	21600	15200	2.149	0.88		19190
	I04	0	21700	14800	1.8	0.71		33400[2]
	I01	45	21700	14900	2.2	0.91		19900
	I05	~ 20	21900	14600	2.117	0.87		28990
	I03	~ 20	21600	14500	2.136	0.88		45000
	G60	45	21600	14600	2.01	0.81		31250

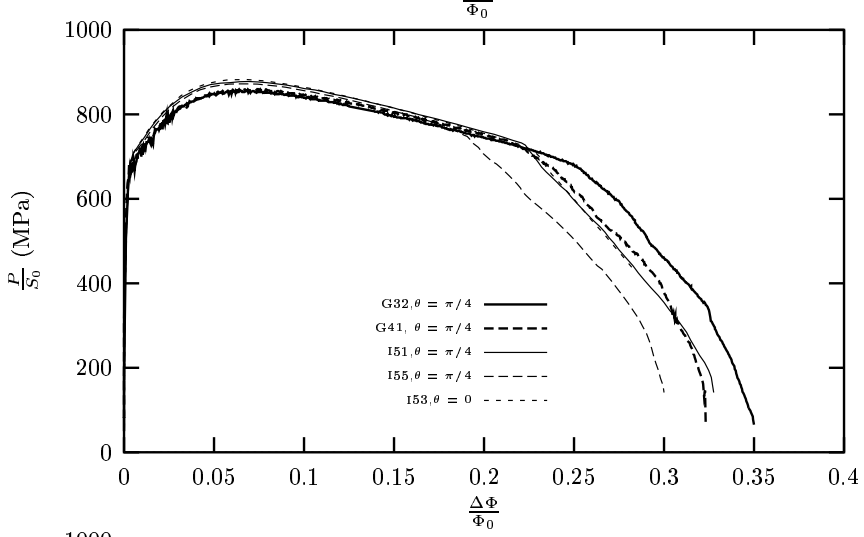
Tableau A-II.9 : Grandeurs obtenues à partir des essais sur AE contrôlés en déformation (voir figure V.8 paragraphe V.2). θ : direction de la mesure de $\Delta\Phi$ par rapport à la direction métallurgique L.

[2]pente lorsque l'extensomètre est en dehors de la section minimale, puis $\frac{\delta P}{\delta(\Delta\Phi)}^{c(+)}$=20000 N/mm lorsque l'extensomètre est repositionné correctement.

AE$_6$



AE$_{2.4}$



AE$_{1.2}$

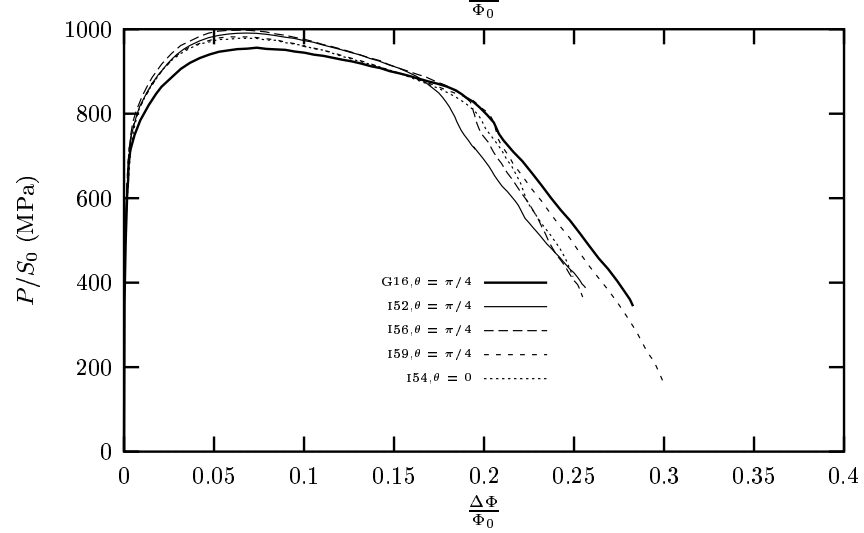


Figure A-II.10 : Courbes normalisées $P/S_0 - \Delta\Phi/\Phi_0$ pour les essais en contrôle de déformation. Sens de sollicitation T. Température ambiante. θ : direction de la mesure de $\Delta\Phi$ par rapport à la direction métallurgique L.

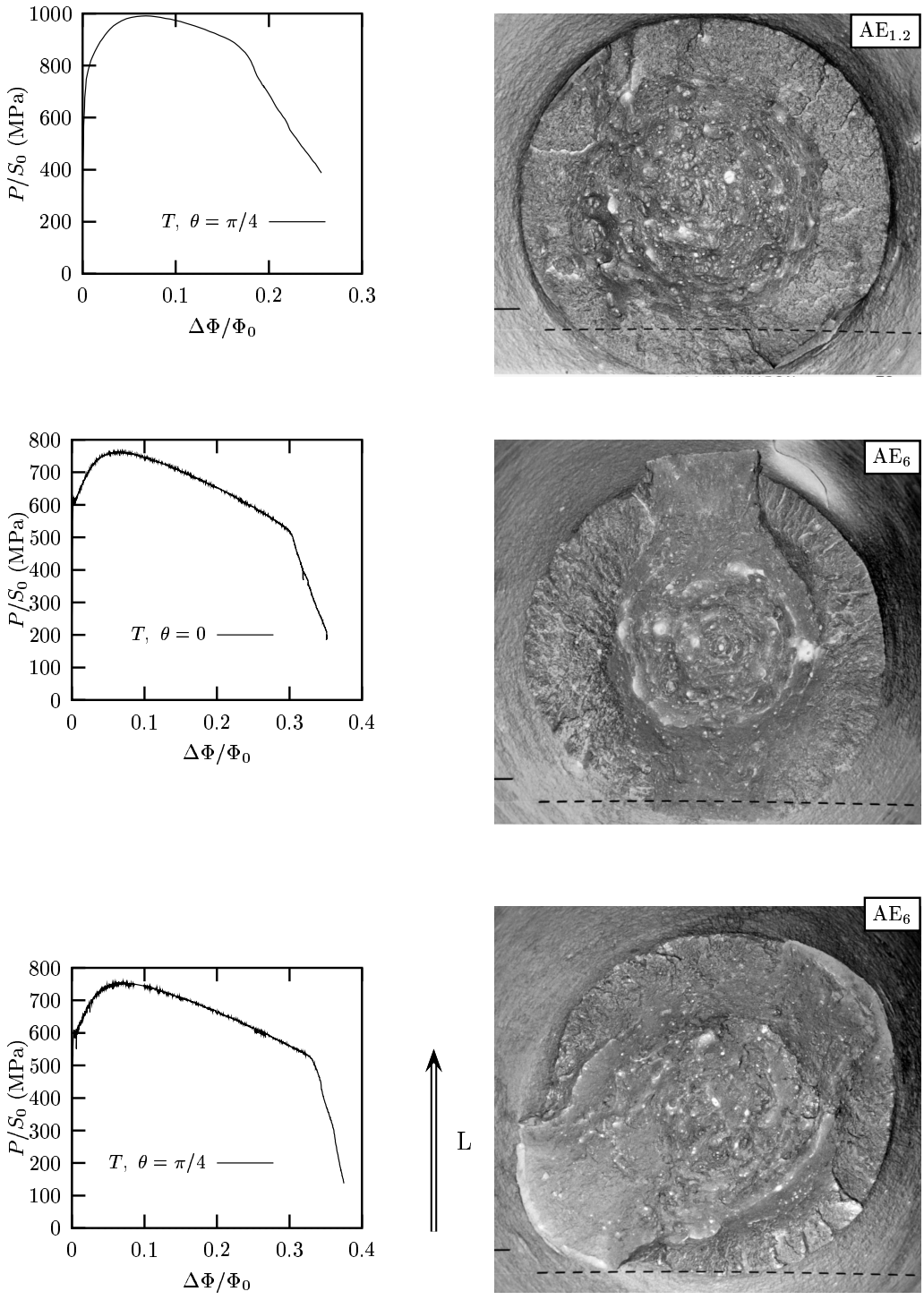


Figure A-II.11 : Faciès de rupture et courbes $P/S_0 - \Delta\Phi/\Phi_0$ correspondant à des essais interrompus et contrôlés en déformation. La rupture finale a été effectuée à l'azote liquide. (De haut en bas, essais I52, 104, G60)

A-II.4 Essais sur éprouvettes fissurées

Comme nous l'avons vu, les éprouvettes axisymétriques entaillées permettent l'étude des mécanismes de rupture, que ce soit dans le domaine de la transition ductile–fragile ou dans le domaine ductile. Néanmoins avec cette géométrie, on se trouve très vite en conditions de plasticité généralisée. On s'intéresse ici à un type d'essai qui met en oeuvre les mécanismes de rupture à la pointe d'une fissure, c'est à dire *a priori* en conditions de plasticité confinée. Il s'agit de l'essai sur éprouvette de type CT.

Les essais menés ont plusieurs objectifs :

- Etudier la propagation ductile sur une géométrie où la triaxialité des contraintes au coeur de l'éprouvette est plus sévère que dans le cas des éprouvettes AE_R et obtenir une base expérimentale permettant de valider les modèles d'endommagement ductile utilisés.

- Obtenir des valeurs de ténacité dans la zone de la transition ductile–fragile pour notre matériau

A-II.4.1 Procédure expérimentale

Les éprouvettes compactes de traction dites CT sont sollicitées en configuration $T-L$. La première lettre renvoie à la direction de traction, la seconde à la direction de propagation. Les éprouvettes utilisées sont de type CT30. L'épaisseur de 30 mm a été retenue pour obtenir des valeurs de K_{Ic} ou de J_{Ic} valides après un début de propagation ductile. Le plan de l'éprouvette avec rainures latérales est reporté sur la figure A-II.12. Chaque éprouvette est préfissurée par fatigue à la température ambiante, puis entaillée latéralement (pour laisser une épaisseur résiduelle notée B_n) afin d'obtenir un front de fissure plan.

La méthode retenue pour mener les essais de ténacité est celle des déchargements partiels avec une éprouvette unique. Cette méthode demande *a priori* moins d'éprouvettes puisqu'une seule suffit pour obtenir une courbe $J/\Delta a$. En revanche, le dépouillement des essais est plus délicat.

Les essais ont été réalisés sur une machine INSTRON 250 kN pilotée par ordinateur sur lequel ont été programmés les déchargements successifs. La vitesse de vérin est de 1.5 mm/min. Les résultats expérimentaux force–ouverture de l'extensomètre ont été directement enregistrés pour pouvoir analyser les essais grâce à une routine informatique [Devillers-Guerville, 1998] qui permet de déterminer les complaisances lors des étapes de décharge–recharge. Pour les essais à froid, le montage utilisé est identique à celui décrit pour les essais de traction. Lorsque la rupture est entièrement ductile, on interrompt l'essai après avoir atteint une avancée de fissure donnée. L'éprouvette est ensuite oxydée pendant 3 heures à 300°C puis rompue soit à l'azote liquide soit par fatigue à la température ambiante. Dans ce dernier cas, le rapport de charge est de 0.3 pour éviter l'endommagement du faciès (effet de fermeture).

A-II.4.2 Dépouillement des essais

On reporte ici la méthode de dépouillement des essais avec déchargements partiels telle que décrit par la norme ASTM 813–89. Sur la figure A-II.13 on a reproduit une courbe

représentative des courbes expérimentales charge–ouverture de l'extensomètre obtenues lors de nos essais.

Avant de dépouiller l'essai, les longueurs des fissures initiales, a^0, et finale, a^f sont mesurées en examinant à l'aide d'un macroscope les faciès de rupture des éprouvettes. Neufs points de mesure sont répartis régulièrement sur la largeur de l'éprouvette, les deux mesures extrèmes étant à $0.01B$ (soit 0.3 mm) du fond des entailles latérales. Les avancées moyennes initiale et finale sont calculées par:

$$a^{0,f} = \frac{1}{8}\left(\frac{a_1^{0,f} + a_9^{0,f}}{2} + \sum_{k=2}^{8} a_k^{0,f}\right) \tag{A-II.6}$$

La valeur initiale de la fissure a^0 permet de calculer la complaisance théorique C_{theo} de l'éprouvette préfissurée :

$$C_{theo} = \left(\frac{1+x}{1-x}\right)\frac{2.163 + 12.219x - 20.065x^2 - 0.9925x^3 + 20.609x^4 - 9.931x^5}{B_{eff}E} \tag{A-II.7}$$

avec $\begin{cases} x & a^0/W \\ B_{eff} & B - \frac{(B-B_n)^2}{B} \\ B_n & \text{épaisseur de l'éprouvette entre les entailles} \end{cases}$

Les valeurs de la complaisance initiale de l'éprouvette C_0 et de la longueur de fissure correspondante a^0_{calc} peuvent également être déterminées à partir des 3 premières décharges de l'essai. La norme précise que le rapport C_{theo}/C_0 doit être compris entre 0.9 et 1.1 pour que l'essai soit valide.

A chaque décharge, un programme informatique calcule la valeur de J et l'avancée de fissure Δa correspondante. La pente de la décharge–recharge permet de calculer la complaisance $C(\Delta a)$ de l'éprouvette et de remonter à la longueur de fissure a correspondante par l'expression :

$$a/W = 1.000196 - 4.06319y + 11.242y^2 - 106.043y^3 + 464.335y^4 - 650.677y^5 \tag{A-II.8}$$

avec $\begin{cases} y = & \frac{1}{\sqrt{E_{eff}B_{eff}C}+1} \\ E_{eff} & \text{calculé à partir de A-II.7 avec } C_0 \text{ la complaisance initiale} \end{cases}$

Les valeurs de J sont calculés par :

$$J = \eta_0 \frac{U}{B_n(W - a^0)} \tag{A-II.9}$$

avec $\begin{cases} U & \text{calculée à partir de l'aire sous la courbe } P - \delta \\ \eta_0 & \text{paramètre pondérateur fonction de la géométrie} \\ & \text{pour une CT : } \eta_0 = 2 + 0.522(1 - a^0/W) \end{cases}$

Pour déterminer les points valides sur la courbe $J - \Delta a$, on élimine tous les points se situant à gauche de la droite d'exclusion à 0.15 mm (droite parallèle à la droite d'émoussement coupant l'axe des abscisses à $\Delta a = 0.15$ mm), ainsi que ceux se situant à droite de la droite d'exclusion à 1.5 mm.

Les points valides sont ajustés par une courbe de la forme $J = c_1 \Delta a^{c_2}$ et l'intersection avec la droite d'émoussement (de pente $\alpha = 4 \times (R_e + R_m)/2$) à 0.2 mm fournit la valeur de

$J_{0.2}$. La pente de la droite passant par ce point et l'intersection de la courbe $J - \Delta a$ avec la droite d'exclusion à 1.5 mm correspond à la valeur de dJ/da.

Remarque : Il existe une expression de J qui prend en compte l'avancée ductile lors du calcul de A-II.9 [Ernst et al., 1981]. Dans ce travail nous n'avons pas considéré cet effet de l'avancée de fissure.

A-II.4.3 Résultats des essais sur éprouvettes CT

Sur les douze essais menés, 6 ont présenté une rupture entièrement ductile (5 à la température ambiante et un à 0°C. Les 6 autres essais ont montré une rupture finale par clivage après une propagation ductile plus ou moins importante. La propagation de certains essais présentant une rupture entièrement ductile a été menée au–delà des conditions de validité décrite par la norme ASTM E 813-89 pour le dépouillement en termes de J, le but recherché étant de constituer une base expérimentale décrivant une propagation ductile importante sur ce type d'éprouvette.

a) Essais présentant une rupture finale par clivage

Les courbes $P - \delta$ des essais à -60°C et -30°C sont reportées sur la figure A-II.14. Ces essais ont tous donné lieu à une rupture finale par clivage. Les éprouvettes testées à -60°C montrent une rupture avant la charge limite de l'éprouvette. Pour les essais à -30°C, la dispersion sur l'instant de rupture est importante, ce qui est caractéristique de la transition ductile–fragile. On note également une dispersion importante sur la charge maximale, celle-ci variant de 11% entre les deux courbes extrêmes. Cette dispersion ne peut être expliquée par la préfissuration initiale, car le rapport a^0/W est identique pour les essais H5 et H7 qui montrent pourtant un écart important entre leur charge maximale. Cet écart peut être expliqué soit par une mauvaise reproductibilité de la température entre les essais (notamment l'essai H5), soit par un effet de prélèvement. Cette dernière explication paraît la plus probable car une dispersion importante est également observée à température ambiante.

Lorsque la rupture finale a lieu par clivage, l'essai peut être dépouillé en termes de K_{Ic} si la plasticité est restée confinée ou en terme de K_{JIc} si la plasticité est étendue. Les conditions de validité d'un essai en termes de K_{Ic} sont données dans la norme ASTM E399–90. Aucun des essais menés dans cette étude n'a satisfait ces conditions. Les essais sont donc analysés en termes de J. Ce paramètre global, pendant du facteur d'intensité des contraintes de l'élasticité linéaire, est égal à l'intégrale $\mathcal{J}$ introduite par Rice [Rice, 1968] sous certaines conditions.

Pour que le paramètre J soit égal à l'intégrale $\mathcal{J}$, il faut que les deux conditions A-II.10 et A-II.11 soit respectées.

$$\Delta a_f \leq \Delta a_{max} = 0.15(W - a^0) \tag{A-II.10}$$

$$J \leq J_{max} = min\left(W - a^0, B_n\right) \times \frac{R_e + R_m}{60} \tag{A-II.11}$$

On définit par J_c la valeur du paramètre J à l'instabilité[3]. On en déduit alors le paramètre $K_{Jc} = \sqrt{\frac{J_c E}{1-\nu^2}}$. Le paramètre K_{Jc} ainsi défini peut être calculé dans le cas où l'on a propagation ductile stable de la fissure.

Essai	T	a^0/W	U_c	Conditions validité		J_c	K_{Jc}	Δa_{mes}	δ^c
	(°C)		(N.m)	eq. A-II.10	eq. A-II.11	(kJ/m^2)	(Mpa.$\sqrt{\text{m}}$)	(mm)	(mm)
301	-65	0.52	36.87	oui	oui	120	166.4	0	0.835
306	-60	0.538	37.28	oui	oui	125.6	170.25	0.05	0.912
H6	-30	0.535	52.92	oui	oui	177.25	202.25	0.150	1.12
H7	-30	0.533	125.32	oui	oui	418.1	310.6	0.5	2.08
302	-30	0.52	308.16	oui	NON	1003.4	481.2	1.96	3.8
H5	-30	0.534	324.6	oui	NON	1085.1	500.4	2.08	4.72

Tableau A-II.10 : Résultats d'essais CT30 présentant une rupture finale par clivage. Δa_{mes} : avancée ductile mesurée au macroscope post–mortem, δ^c : ouverture de l'extensomètre à l'instant de la rupture.

b) Courbes de résistance $J - \Delta a$

L'évolution de la charge en fonction de l'ouverture de l'extensomètre est reportée sur la figure A-II.15 pour les essais ayant donné lieu à une propagation entièrement ductile. Pour les essais menés à la température ambiante, on note une dispersion sur la charge maximale assez importante de même que nous l'avons noté pour les essais à froid. L'essai 303-96 se démarque des autres d'une part, par sa charge maximale qui est la plus élévée et d'autre part par une chute de la charge plus rapide.

La méthode des déchargements partiels n'a pas donné des résultats satisfaisants pour tous les essais. Plusieurs facteurs ont empêché l'obtention de résultats satisfaisants : l'utilisation d'un filtre au niveau du pont de jauge qui a empêché la détermination des pentes à la décharge et à la recharge ; un intervalle de temps choisi entre chaque décharge trop court, les variations de complaisance obtenues sont alors trop faibles et ne donnent pas de résultats cohérents en terme d'avancée ductile. Enfin la sensibilité du système d'acquisition est très importante pour ce type d'essais.

Les données obtenues à partir de ces essais sont reportées dans le tableau A-II.11. On reporte sur la figure A-II.16, les courbes $J - \Delta a$ extraites des essais exploitables.

[3]Le paramètre ainsi défini n'est strictement égal au paramètre J_{Ic} (norme ASTM E 813–89) qu'au début de l'amorçage ductile.

Essai	T	a^0/W	U_f	J_f	Δa^f_{mes}	δ^f	$J_{0.2}$	dJ/da
	(°C)		(N.m)	(kJ/m^2)	(mm)	(mm)	(kJ/m^2)	(MPa)
H5	-30	0.534	324.6	1085	2.08	4.72	253	478
H1	0	0.533	580.6	1937	7	7.83	479	183
304	amb.	0.548	304.5	1055	4.3	2.06	/	/
303	amb.	0.549	316.7	1090	4.5	2.25	/	/
H4	amb.	0.552	358	1240	5.13	2.47	297	260
303-96	amb.	0.582	410.5	1319	5.84	4.7*	261	404
302-96	amb.	0.575	261.3	948.5		1.89	370	362

Tableau A-II.11 : Résultats d'essais CT30 de déchirure ductile.

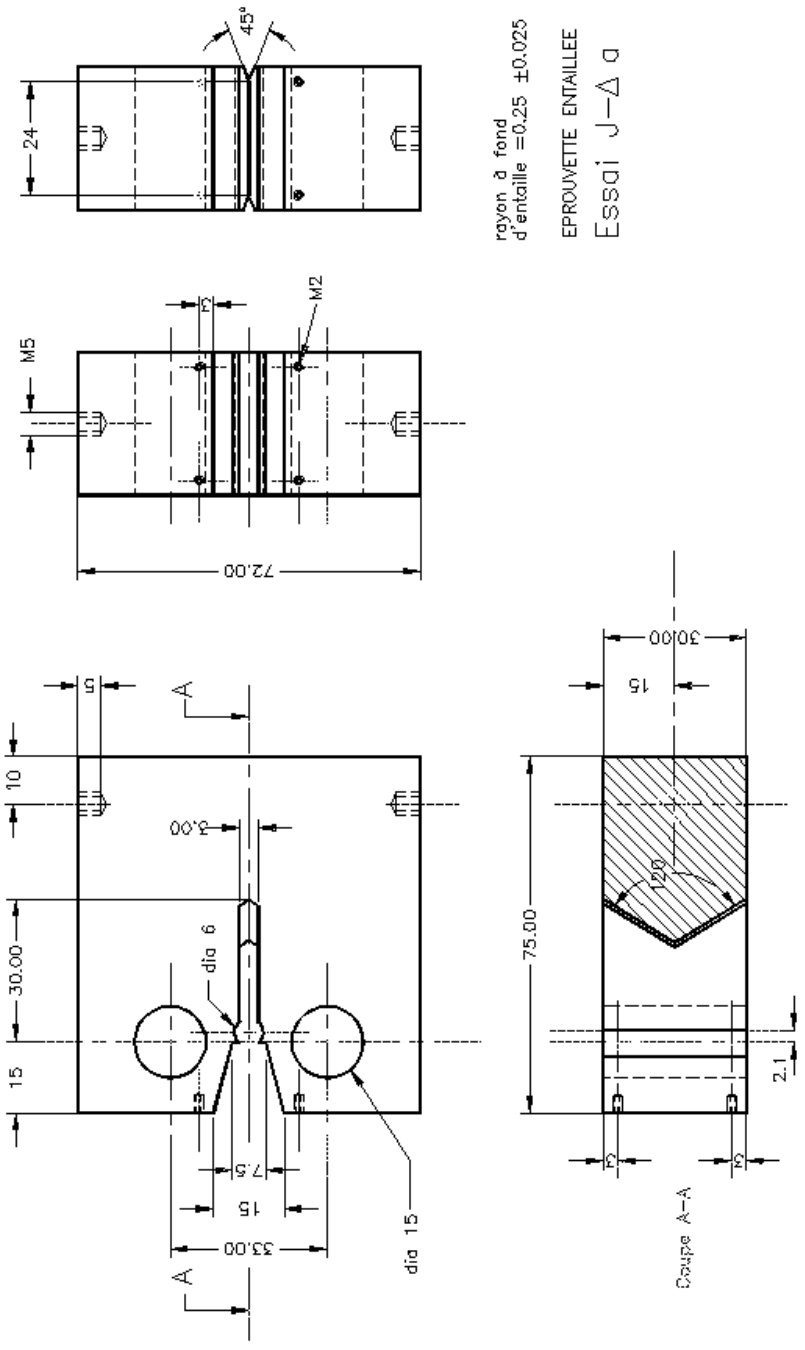


Figure A-II.12 : Géométrie de l'éprouvette compacte de traction CT30.

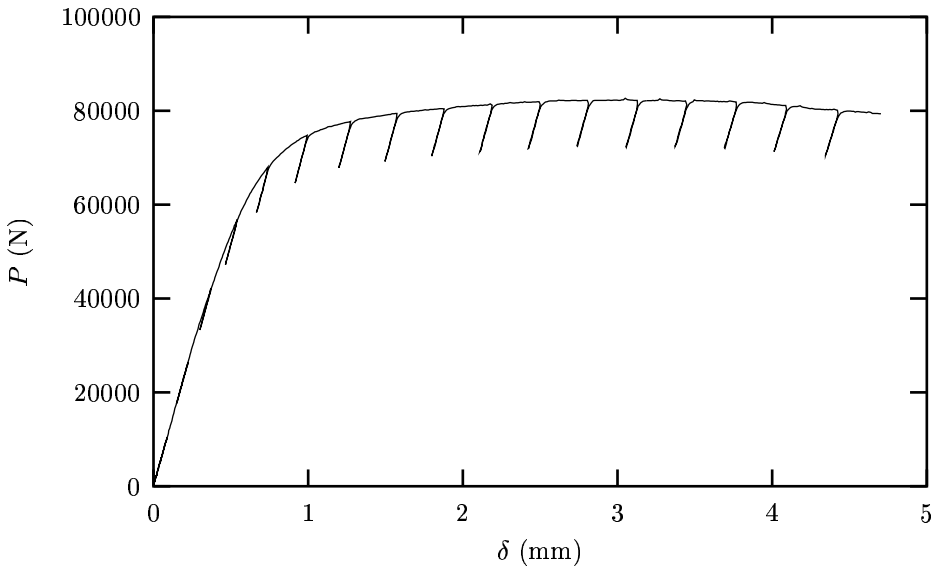


Figure A-II.13 : Courbe expérimentale charge–ouverture extensomètre représentative d'un essai avec déchargements partiels. Essai H5, $T-L$, T=-30°C

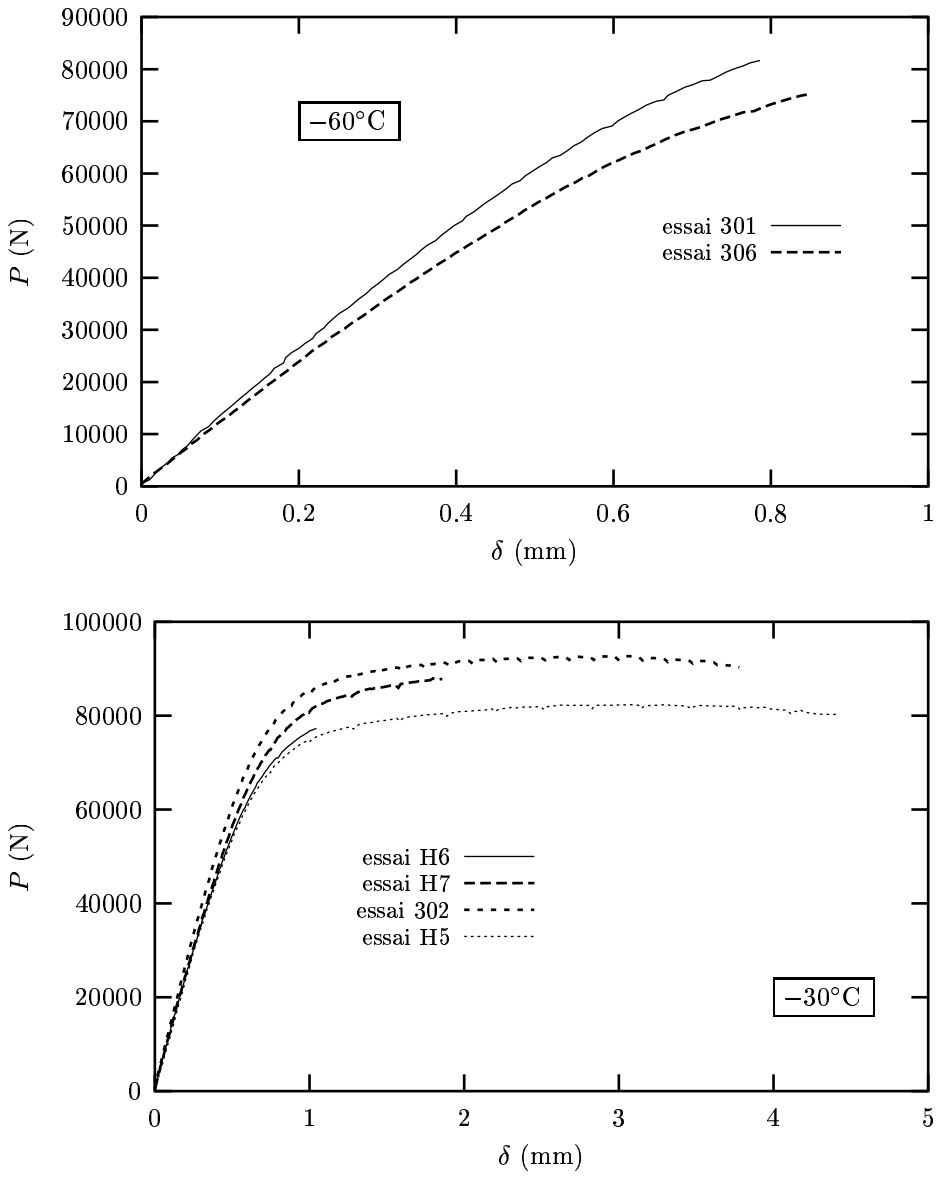


Figure A-II.14 : Courbes charge–ouverture extensomètre pour les essais sur CT30 présentant une rupture finale par clivage.

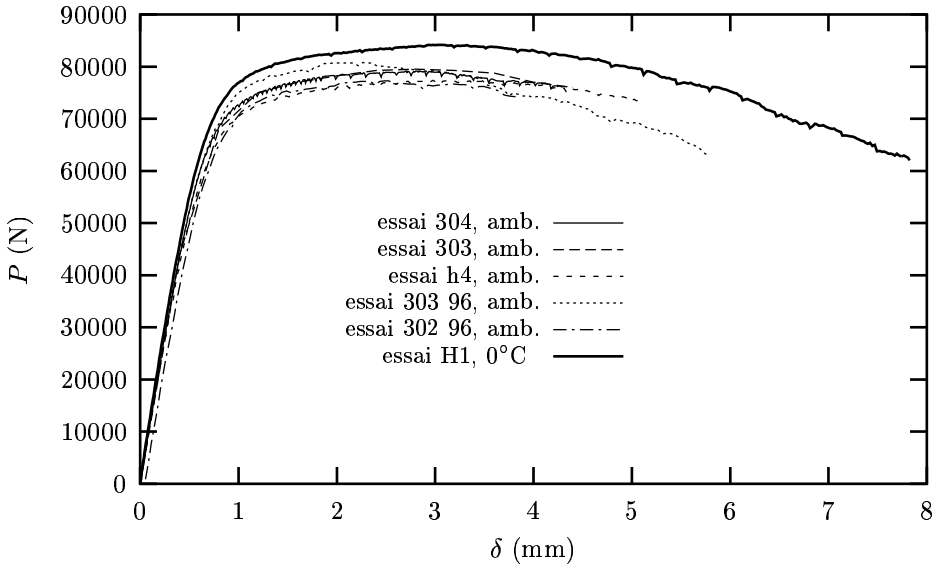


Figure A-II.15 : Courbes $P - \delta$ pour les essais sur CT30 avec une propagation entièrement ductile.

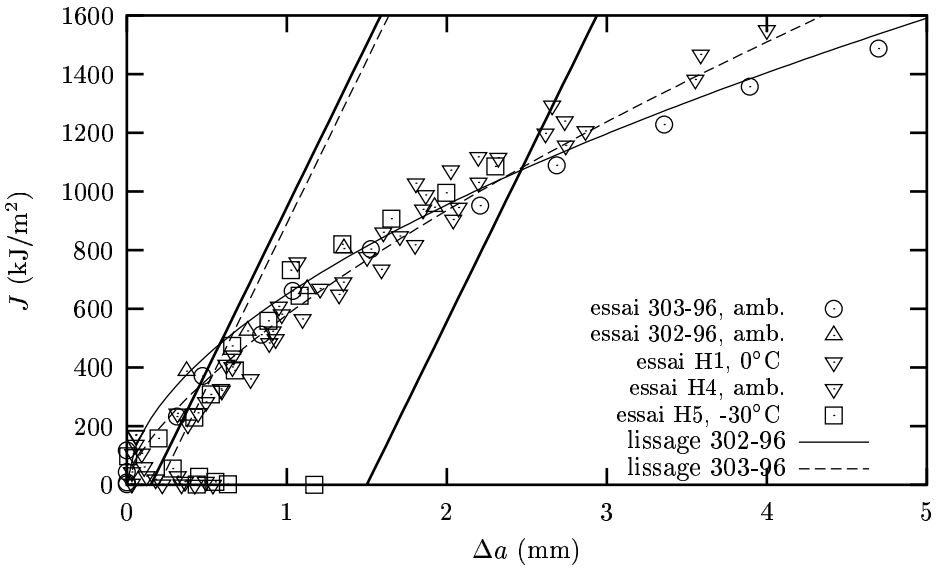


Figure A-II.16 : Courbes $J - \Delta a$ expérimentales. sollicitation $T - L$. Eprouvettes CT30.

Bibliographie

Devillers-Guerville, L. (1998). *Rupture d'aciers inoxydables austéno–ferritiques moulés, fragilisés par vieillissement à 350–400° C: Aspect microstructuraux — Simulation numérique de la dispersion et des effets d'échelle.* PhD thesis, Ecole des Mines de Paris.

Ernst, H., Paris, P., and Landes, J. (1981). Estimations on J–integral and tearing modulus T from a single specimen test record. In Roberts, R., editor, *Fracture Mechanics : Thirteenth Conference*, pages 476–502. ASTM STP 743.

Holland, D., Kong, X., Schlüter, N., and Dahl, W. (1992). Investigations concerning quantitative determination of local damage in ductile materials. *Steel research*, 63(8):361–367.

Longère, P. (1995). Choix de la géométrie de l'échantillon de compression dynamique. Technical report, ETCA 95 R 090.

Longère, P. (1998). Caractérisation mécanique de l'acier 16MND5. Technical report, Procès verbal CTA 15/98.

Renevey, S. (1997). *Approches globale et locale de la rupture dans le domaine de la transition fragile–ductile d'un acier faiblement allié.* PhD thesis, Université Paris XI Orsay.

Rice, J. (1968). A path independent integral and the approximate analysis of strain concentration by notches and cracks. *J. Appl. Mech.*, 35:379.

Yasuda, O., Hirono, M., Ohata, M., and Toyoda, M. (2000). Ductile crack initiation behavior of pre–strained structural steel. IIW Doc. X–1461–2000, Osaka University, Japan.

Annexe -A-III-

Description de la germination

La germination de cavités à partir d'une population de particules de seconde phase est un mécanisme qui participe au processus d'endommagement ductile, notamment lors de la phase de coalescence. Pour les aciers ferritiques renfermant deux populations de particules, dont la taille est différente d'au–moins un ordre de grandeur, il est admis que la germination à partir de la première population (typiquement des inclusions de sulfure de Manganèse) se produit dès le début du chargement et que la fraction volumique de ces particules peut être modélisée comme une fraction volumique de cavités. La germination à partir des particules de seconde phase (par ex. des carbures Fe_3C) est considérée le plus souvent comme controlée par la déformation plastique. La description de ce dernier mécanisme lors de la modélisation de l'endommagement ductile à l'échelle des milieux continus est faite en introduisant un terme supplémentaire dans la loi d'évolution de la porosité totale $\dot{f}$. Après avoir rappelé les types de loi utilisés pour décrire la cinétique de germination, une étude qualitative de la germination autour des carbures sur l'acier 16MND5 est présentée. Un modèle de germination est ensuite choisi et les paramètres nécessaires à la description de l'endommagement ductile sont réidentifiés.

A-III.1 Prise en compte de la germination dans les modèles d'endommagement couplés

La variable interne décrivant l'endommagement dans les modèles couplés (GTN, Rousselier) est la porosité f. La cinétique de f est gérée par la germination et la croissance des cavités (eq. A-III.1). Dans cette expression, la cinétique de la germination est de la forme (A-III.2) où les coefficients A et B revètent différentes expressions selon le mécanisme de germination considéré. A et B peuvent être assimilés à l'intensité de germination contrôlée en contrainte et en déformation, respectivement. Une loi de germination doit contenir deux aspects : l'instant du déclenchement de la germination et la quantité de cavités qui seront créées. Trois types de lois possibles sont schématisés sur la figure A-III.1 [Zhang and Hauge, 1999].

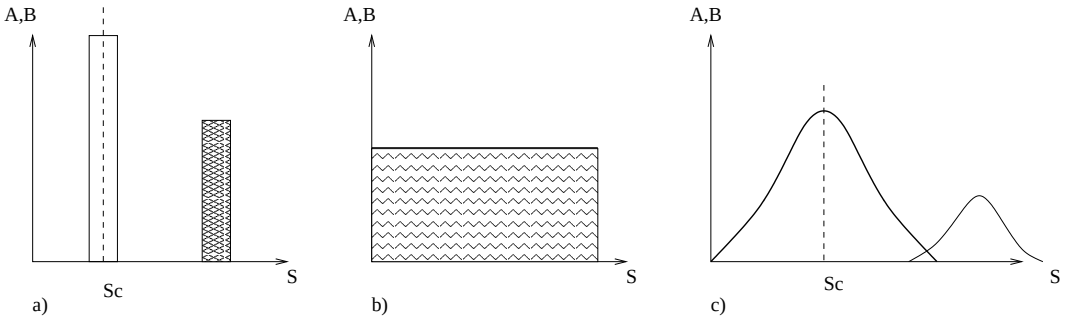


Figure A-III.1 : Modèles de lois de germination (d'après [Zhang and Hauge, 1999]) a) germination en amas b) germination continue c) germination statistique. S : seuil en contrainte ou en déformation.

Le premier modèle (cas a) correspond à une germination en amas. Dans les aciers, ce type de germination est généralement utilisé pour décrire la création de cavités à partir des inclusions (sulfure de Manganèse). On considère que toutes les inclusions créent des cavités dès les premiers pourcents de déformation plastique, ce qui revient à considérer une population de cavités préexistantes dans le matériau. La fraction volumique initiale de cavités, f_0 est considérée égale à la fraction volumique d'inclusions, f_v. Le deuxième type (cas b) correspond à une germination continue tout au long du chargement [Devillers-Guerville et al., 2000]. Le modèle c) correspond à une germination statistique. Si on considère une germination contrôlée par la déformation, l'expression du paramètre B est donnée par A-III.3 [Chu and Needleman, 1980]. Un formalisme identique a également été établi pour décrire une germination contrôlée par l'état de contrainte. Le modèle de germination statistique est le plus utilisé pour décrire la germination à partir des particules de secondes phases (carbures) dans les aciers. Il nécessite l'identification de 3 paramètres supplémentaires, f_N, ε_N et S_N et, rigoureusement, nécessite une étude métallographique importante. Beaucoup d'auteurs prennent néanmoins le modèle c) avec les paramètres initiaux donnés par [Chu and Needleman, 1980] : $\varepsilon_N = 0.3$, $s_N = 0.1$ et la valeur de f_N est ajustée selon les matériaux considérés et suivant des méthodes très variées. Le rôle de la seconde population de cavités sur le processus de rupture dépendant fortement de la valeur de ε_N [Brocks et al., 1995], il apparaît important d'estimer ε_N à partir de la microstructure étudiée.

$$\dot{f} = \dot{f}_{germination} + \dot{f}_{croissance} \tag{A-III.1}$$

$$\dot{f}_{germination} = A\dot{\sigma}_{eff} + B\dot{p} \tag{A-III.2}$$

$$B = \frac{f_N}{s_N\sqrt{2\pi}} exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{p-\varepsilon_N}{s_N}\right)^2\right] \tag{A-III.3}$$

avec
- p déformation plastique équivalente,
- ε_N déformation moyenne pour la germination des cavités,
- f_N la fraction volumique de cavités germées,
- s_N l'écart type.

A-III.2 Etude expérimentale

La germination de cavités autour de carbures pendant la phase de propagation ductile est observée à partir de coupes longitudinales d'éprouvettes Charpy issues d'essais interrompus. Après un polissage au 1/4 de micron, les carbures sont révélés par une attaque de Villela[1] puis observés au MEB en électrons secondaires.

La germination autour des carbures pendant la propagation ductile est mise en évidence sur la figure A-III.2. Sur cette figure, on distingue l'endommagement ductile à la pointe d'une fissure qui provoque, à l'échelle des carbures, la germination de micro–cavités. La croissance et la coalescence de ces micro–cavités vont permettre l'avancée de la fissure. Les carbures présents dans l'acier 16MND5 et qui vont participer au stade final de la rupture ductile ont une taille d'environ 0.1 à 0.5 μm. Les observations présentées sur la figure A-III.2 sont effectuées dans une région où la déformation plastique est intense et très supérieure à la déformation de germination moyenne de 30% utilisée couramment dans la littérature. La création des cavités autour des carbures se produit par décohésion de l'interface particule–matrice ou par rupture des carbures (fig. A-III.3). Dans cette étude qualitative, nous cherchons à déterminer si une déformation moyenne de germination de 30% est applicable au cas de l'acier 16MND5. D'autres observations sont donc réalisées, dans la région autour de la fissure ductile.

On se place à nouveau près de la section médiane d'une éprouvette à laquelle on a fournit une énergie de 85 J et qui présente un amorçage ductile. La déchirure ductile macroscopique et la position des zones observées sont reportées sur la figure A-III.4. Chaque zone correspond aux figures A-III.5, A-III.6 et A-III.7. L'ensemble de ces figures montre que même dans les zones proches du fond d'entaille (fig. A-III.5), la germination autour des carbures est faible. Elle est moins importante qu'en pointe de fissure où la déformation plastique est intense. Lorsqu'on s'éloigne du fond d'entaille, la germination est de moins en moins importante pour être inexistante à une distance d'environ 700μm (fig. A-III.7). En effet, sur ce type d'éprouvette, le gradient de déformation en fond d'entaille est très important, et le niveau de déformation est très faible à cette distance.

La seconde observation est effectuée dans une section située près de la face extérieure d'une éprouvette, zone où le niveau de déformation est plus élevé (état proche d'un état de contrainte plane). La forme de la déchirure ductile macroscopique et la position des zones observées sont reportées sur la figure A-III.8. De façon qualitative, il apparaît que le nombre de cavités est plus important que celui observé précédemment. L'énergie fournie à l'éprouvette étant identique, on peut donc relier l'augmentation du nombre de cavités à l'augmentation de la déformation plastique, en admettant une répartition identique de carbures. Lorsqu'on s'éloigne du fond de l'entaille, la germination autour des carbures devient à nouveau de plus en plus faible. Au vu de ces observations, on peut donc penser

[1] 1ml d'acide nitrique, 1 ml d'acide chlorhydrique, 3 g d'acide picrique, 100 ml d'éthanol. Immersion 5 secondes environ. Rinçage éthanol.

que la modélisation du mécanisme de germination aura plus d'importance dans une zone proche des bords de l'éprouvette, du moins dans le cas de notre matériau.

Les observations effectuées sur les coupes longitudinales d'éprouvettes KCV nous montrent que la germination autour des carbures dépend du niveau de déformation et est assez faible même pour des niveaux de déformation élevés. Les gradients mécaniques importants et la présence de déchirure ductile rendent difficile la connaissance précise des niveaux de déformation dans les zones observées. Afin de déterminer un seuil de déformation plastique en deçà duquel la germination autour des carbures n'a pas lieu, des observations sont réalisées sur une coupe longitudinale d'une éprouvette axisymétrique entaillée sollicitée en traction à la température ambiante et qui a présenté une rupture entièrement ductile. L'accès au champ de déformation plastique est obtenu par une simulation E.F. La zone observée et la comparaison simulation–expérience de la courbe charge–réduction diamétrale sont reportées sur la figure A-III.11. Les valeurs de la déformation plastique moyenne cumulée sont déterminées à l'instant où la rupture s'initie au centre de l'éprouvette. Les zones observées le long de l'axe médian de la coupe longitudinale sont reportées sur les figures A-III.12 à A-III.17. Pour chaque zone, on indique la déformation plastique cumulée moyenne.

Les premières cavités autour des carbures apparaissent pour une déformation plastique moyenne comprise entre 0.51 et 0.55 (fig. A-III.16 et A-III.15). Le nombre de cavités autour des carbures augmente ensuite lentement avec la déformation plastique vue par le matériau. Au delà de $\bar{\varepsilon}^p_{eq} = 0.68$ (fig. A-III.12), aucune observation n'a été effectuée, cependant pour cette déformation, même si le nombre de cavités est supérieur à celui observé pour $\bar{\varepsilon}^p_{eq} = 0.63$, une grande partie des carbures n'a pas donné lieu à la germination. Il est donc probable que le processus de germination autour des carbures continue bien au–delà de 68%. Malheureusement, ces zones de déformation intense ne sont pas observables à partir de coupes sur cette géométrie où la triaxialité provoque l'amorçage macroscopique de la déchirure ductile avant d'atteindre des déformations plus importantes. Pour des déformations plastiques moyennes inférieures à 0.51, aucune cavité n'est visible dans les zones observées (fig. A-III.17). Sur cette dernière figure, on pourrait imaginer que des carbures sont néanmoins rompus sans que l'on puisse le déterminer. Cela devrait entrainer une croissance de cavités autour des micro–fissures ainsi créées, or nous ne le voyons pas.

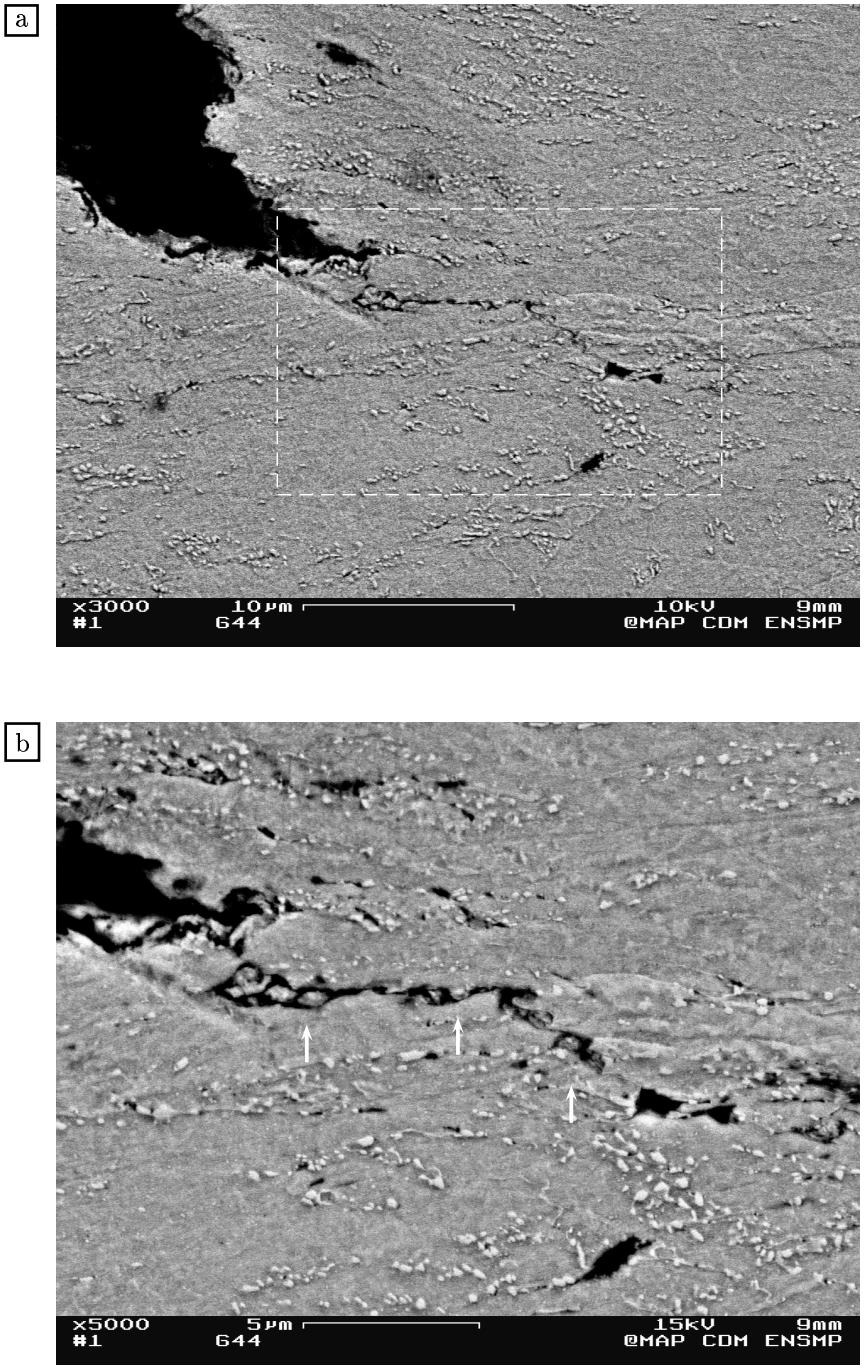


Figure A-III.2 : Mécanisme de propagation de fissure en mode ductile. Croissance et coalescence de microcavités autour des carbures dans une zone fortement déformée. (essai de résilience G44, 20°C)

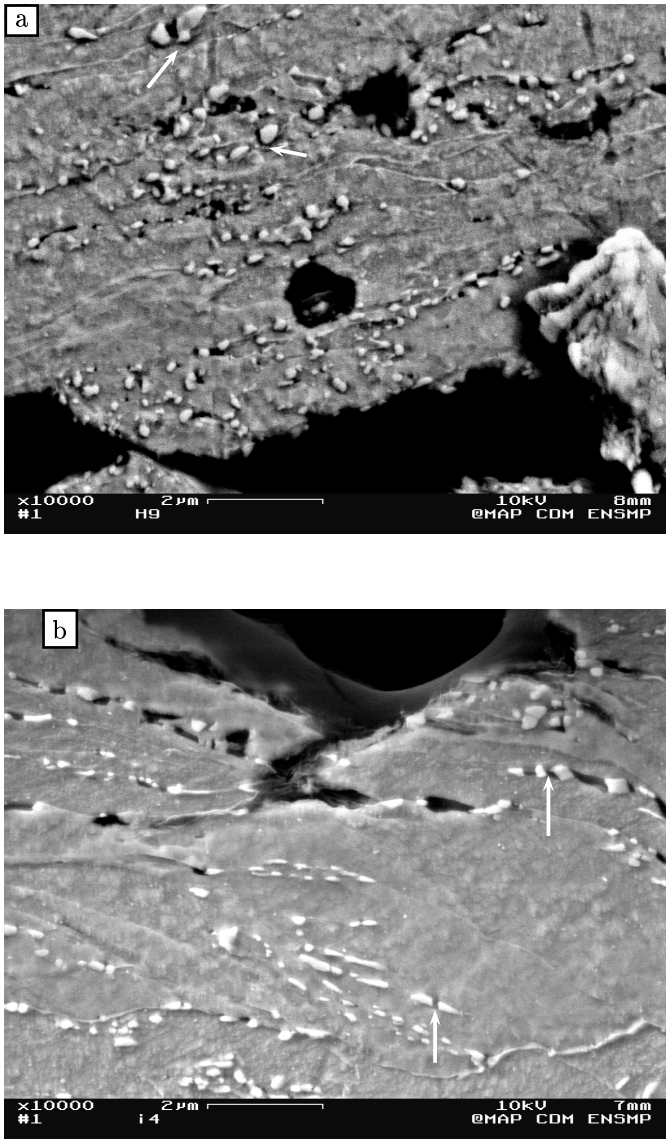


Figure A-III.3 : Création de cavités autour des carbures. Les cavités apparaissent autour des carbures par décohésion de l'interface matrice–particule ou par rupture des carbures.

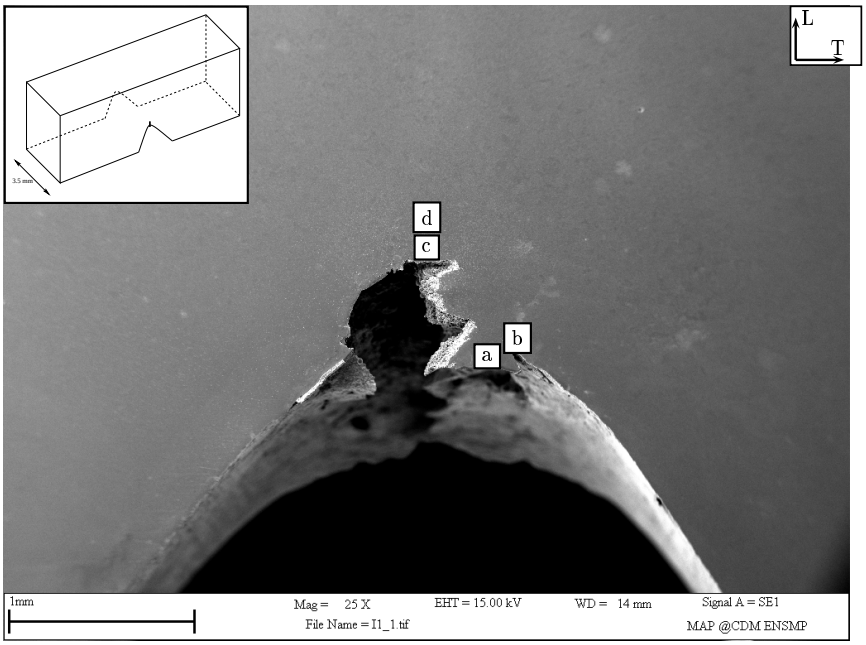


Figure A-III.4 : Endommagement ductile en fond d'entaille d'une éprouvette KCV. Coupe longitudinale, $z = 3.5$mm. Les lettres indiquent les zones où la germination autour des carbures est observée (essai I1, $E_i = 85$J, 20°C). Image MEB.

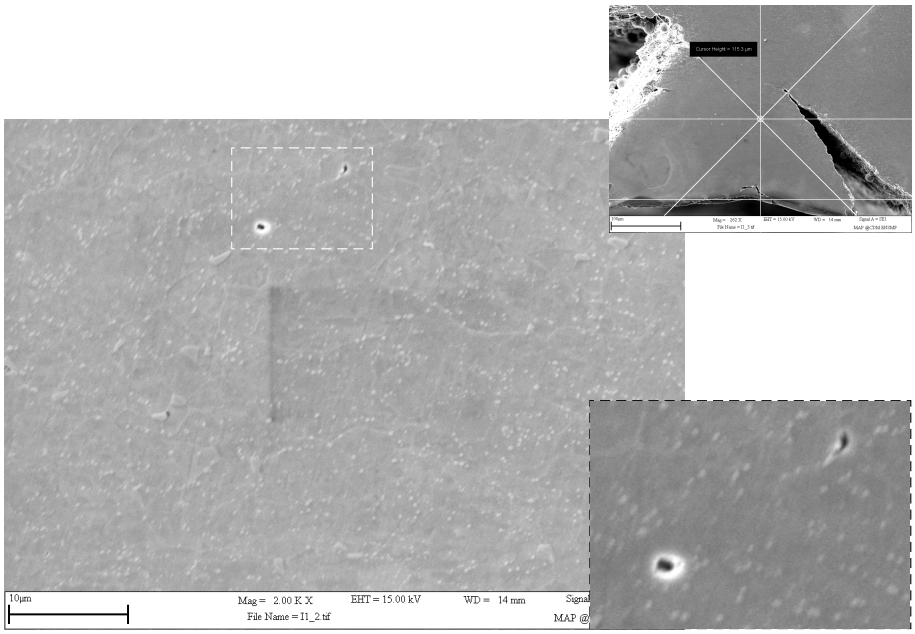


Figure A-III.5 : Zone **a** de la figure A-III.4 située à 115μm du fond d'entaille. Peu de cavités autour des carbures sont observables.

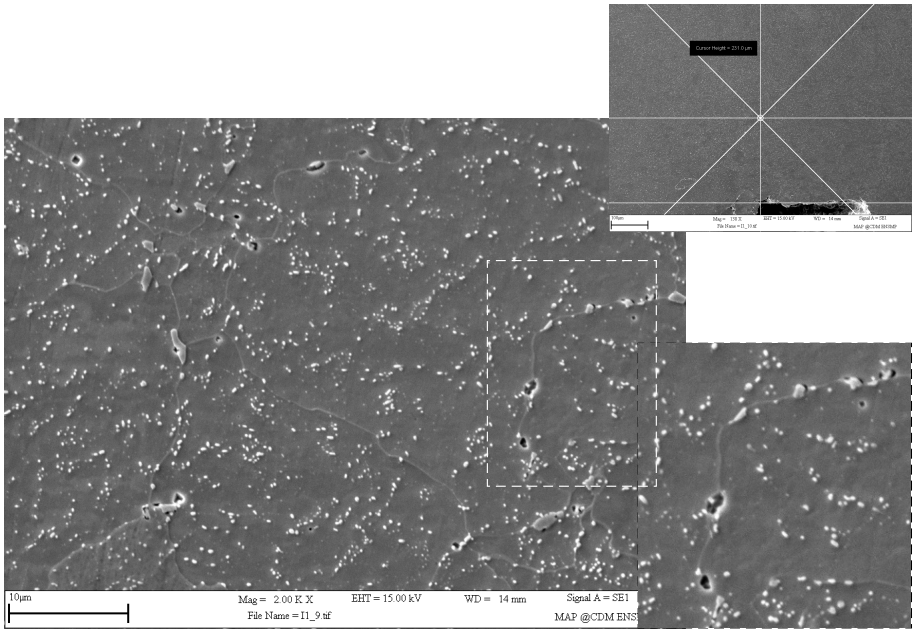


Figure A-III.6 : Zone **c** de la figure A-III.4 située à 230μm en avant de la fissure principale. Les cavités apparaissent principalement autour des carbures situés aux joints de grains.

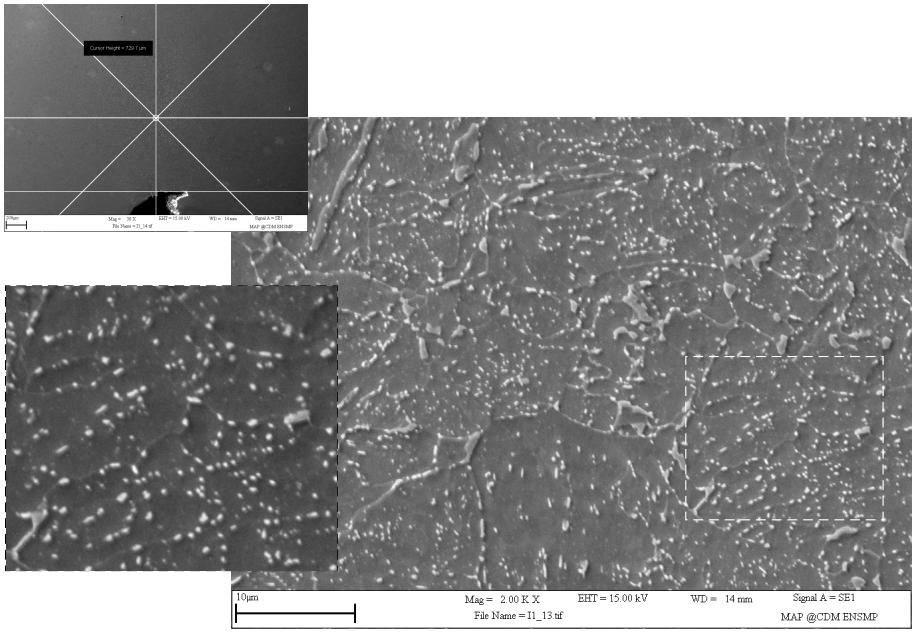


Figure A-III.7 : Zone **d** de la figure A-III.4 située à 730μm en avant de la fissure principale. Aucune cavité autour des carbures n'est observable.

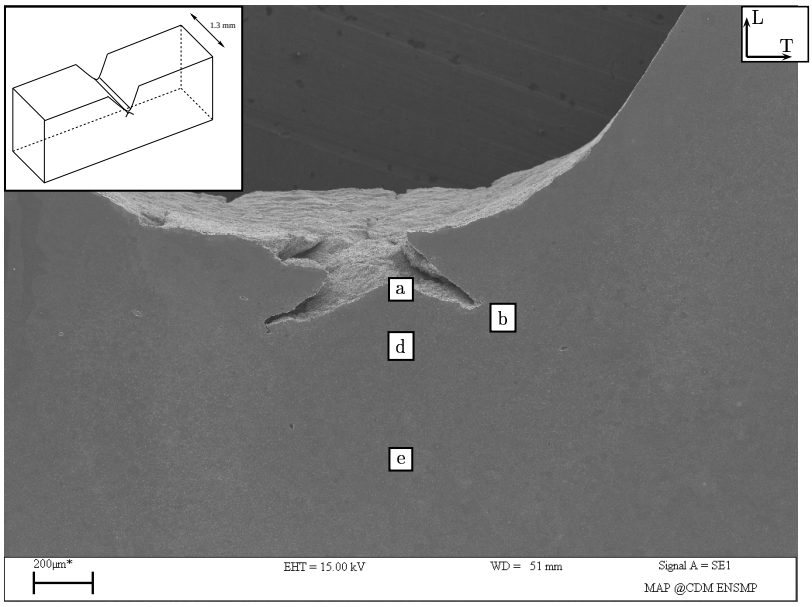


Figure A-III.8 : Endommagement ductile en fond d'entaille d'une éprouvette KCV. Coupe longitudinale, $z = 1.3$mm. Les lettres indiquent les zones où la germination autour des carbures est observée (essai G27, $E_i = 85$J, $-60°$C). Image MEB.

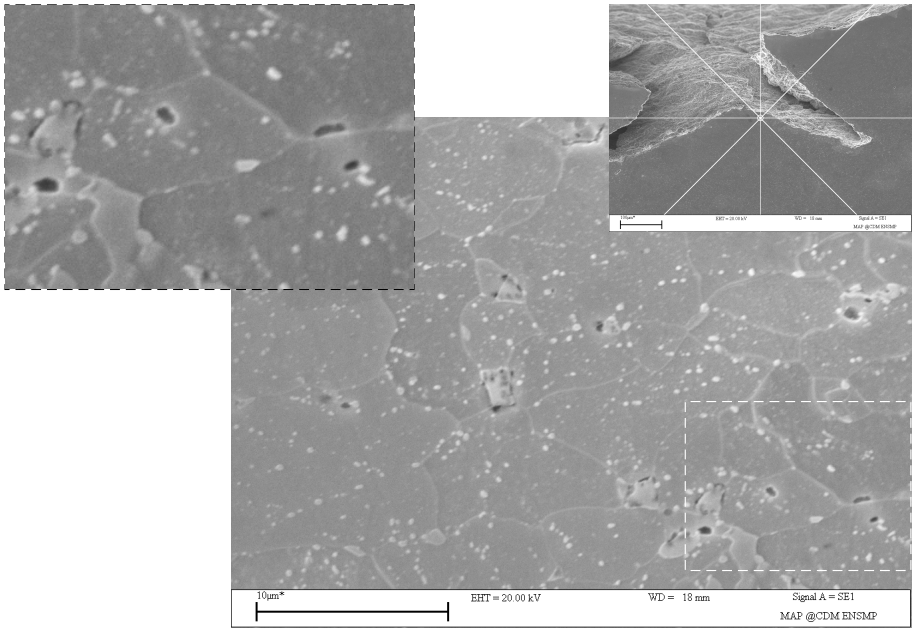


Figure A-III.9 : Zone **a** de la figure A-III.8. La densité de cavités est plus importante que sur la figure A-III.5.

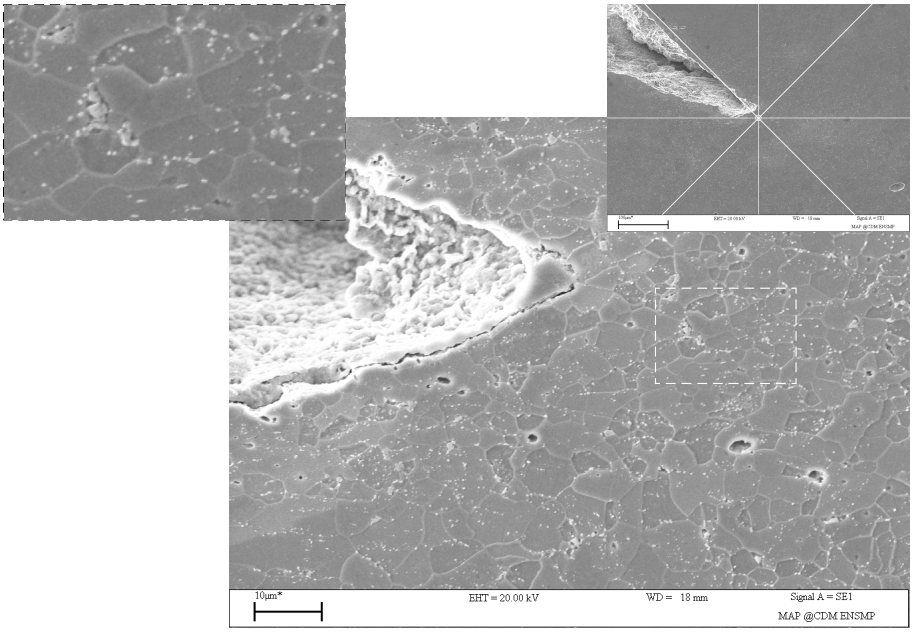


Figure A-III.10 : Zone **b** de la figure A-III.8 située à la pointe de la fissure.

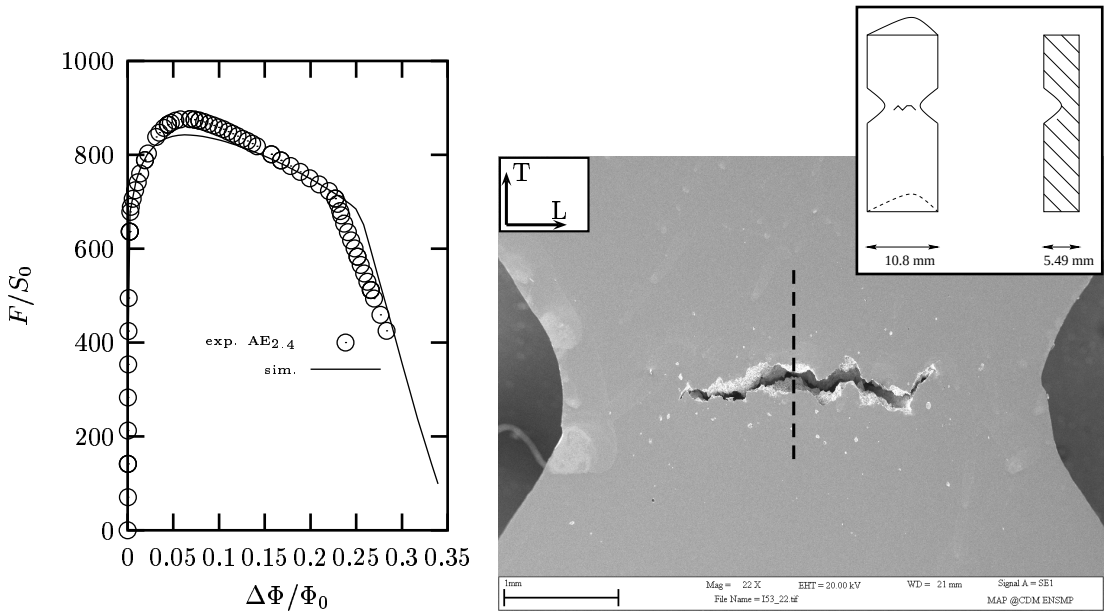


Figure A-III.11 : Détermination d'un seuil mimimum de germination à partir d'observations sur une coupe longitudinale d'une éprouvette axisymétrique entaillée $AE_{2.4}$. Comparaison simulation/expérience. La germination autour des carbures est observée le long de la ligne en pointillés. (Essai I53, 20°C).

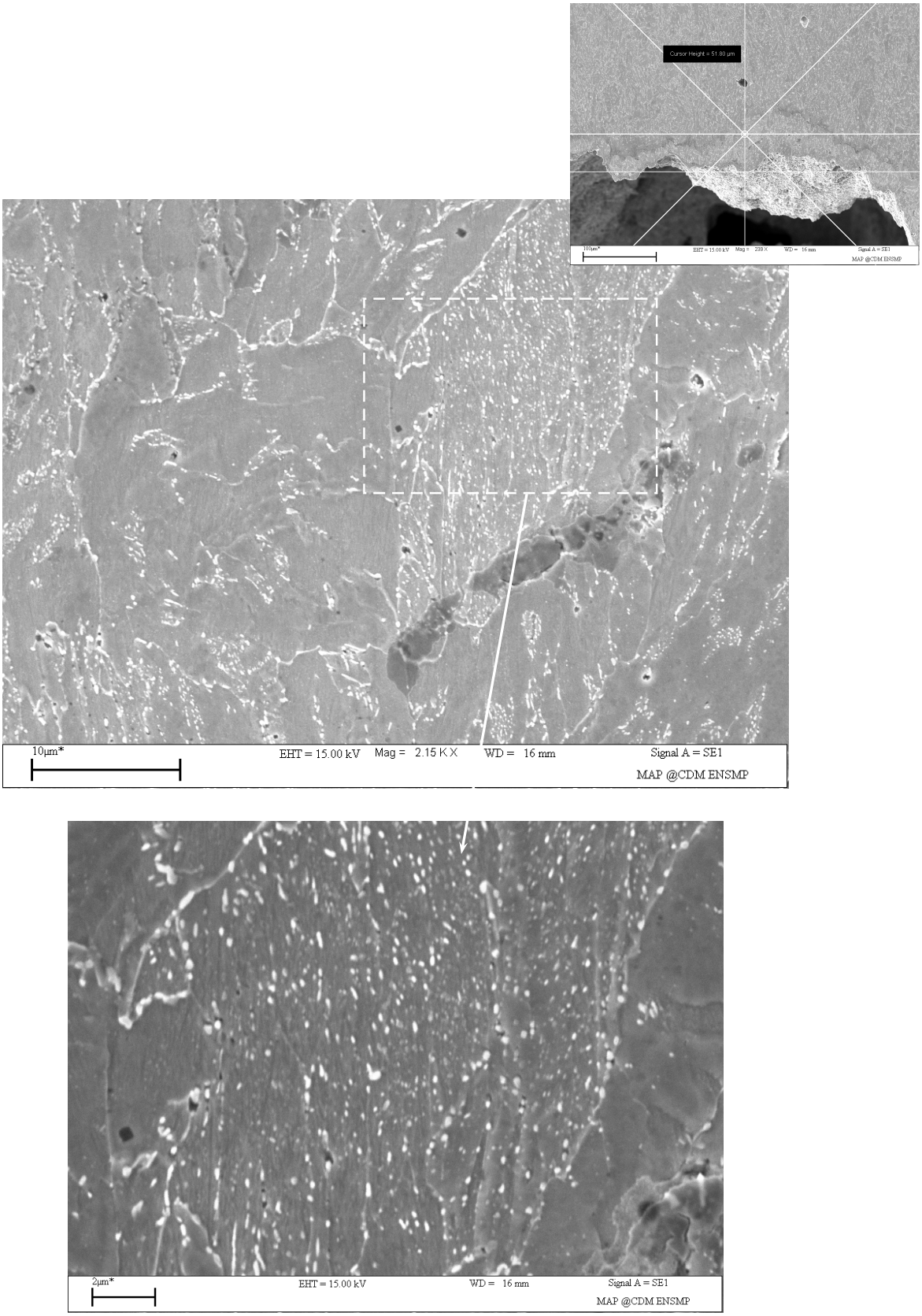


Figure A-III.12 : Observation de la germination autour des carbures pour $\bar{\varepsilon}^p_{eq} \sim 0.68$. Plusieurs carbures sont cassés et ont donné lieu à la formation de cavités. La densité de carbures est très hétérogène d'un grain à l'autre.

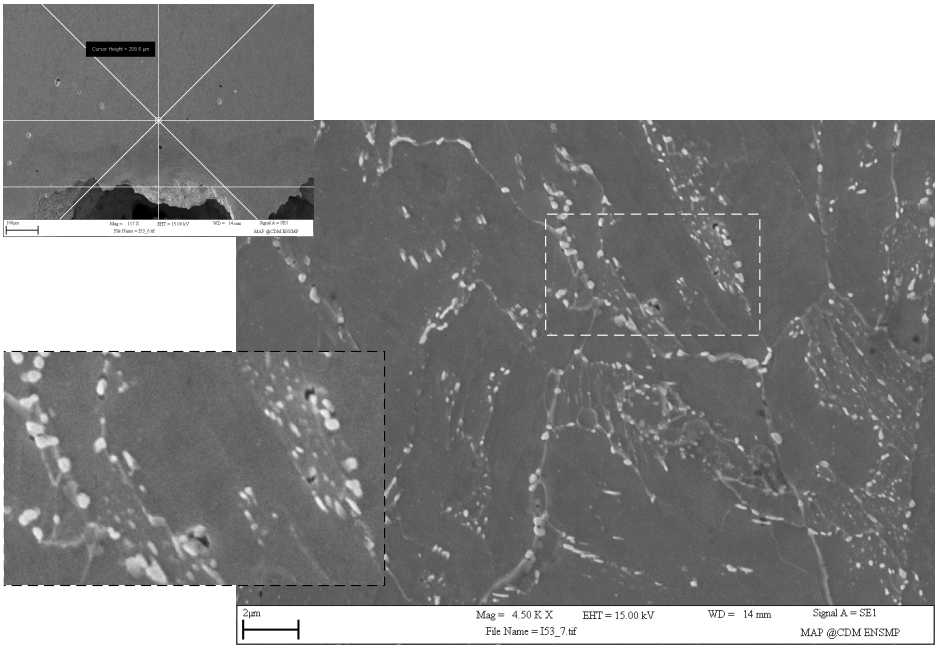


Figure A-III.13 : Observation de la germination autour des carbures pour $\bar{\varepsilon}^p_{eq} \sim 0.63$. On observe à nouveau des cavités autour des carbures. Le nombre de cavités apparaît moins élevé que sur la figure A-III.12.

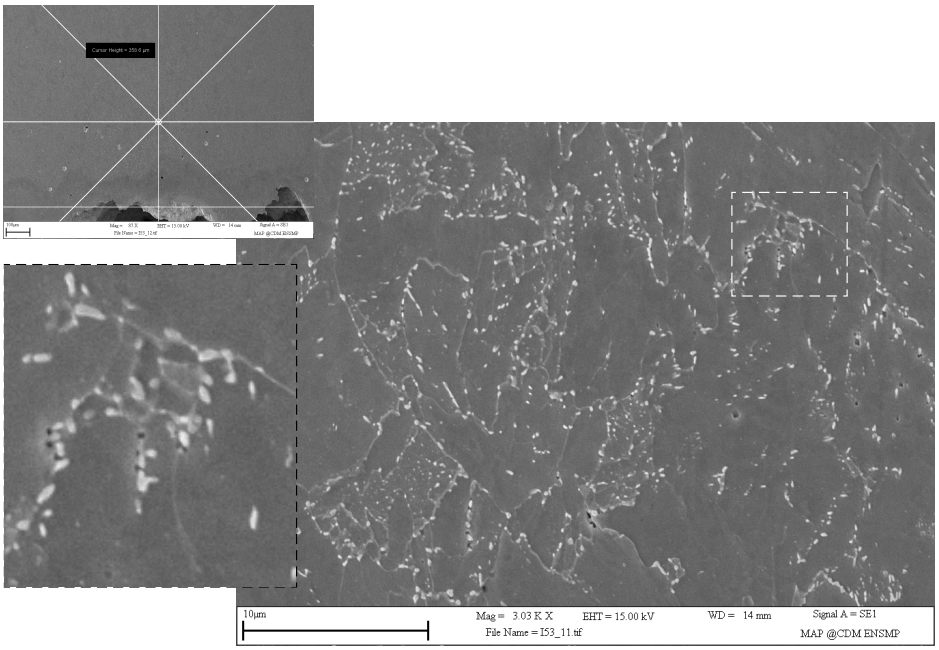


Figure A-III.14 : Observation de la germination autour des carbures pour $\bar{\varepsilon}^p_{eq} \sim 0.58$.

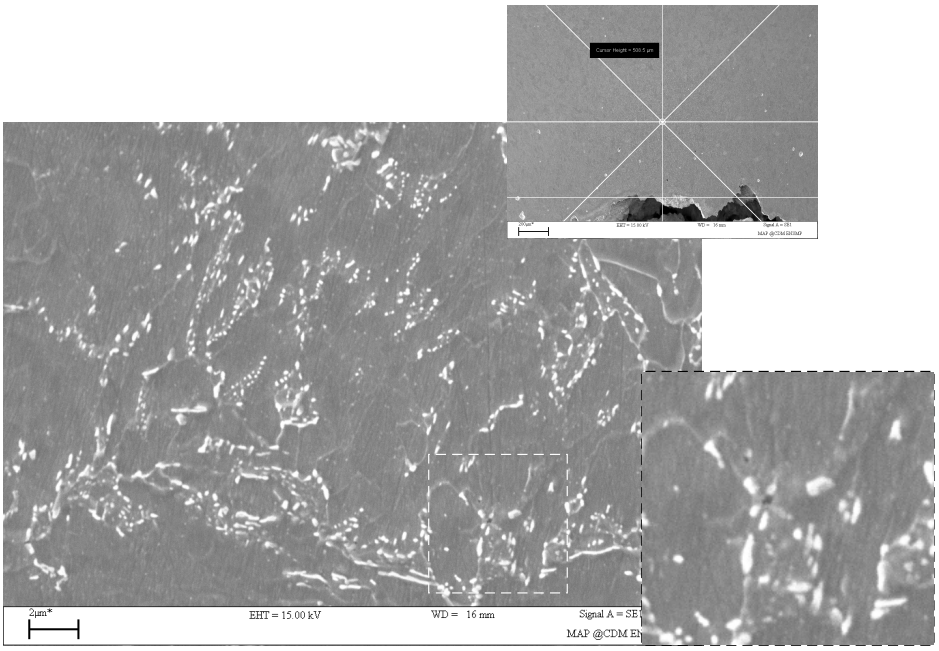


Figure A-III.15 : Observation de la germination autour des carbures pour $\bar{\varepsilon}^p_{eq} \sim 0.55$.

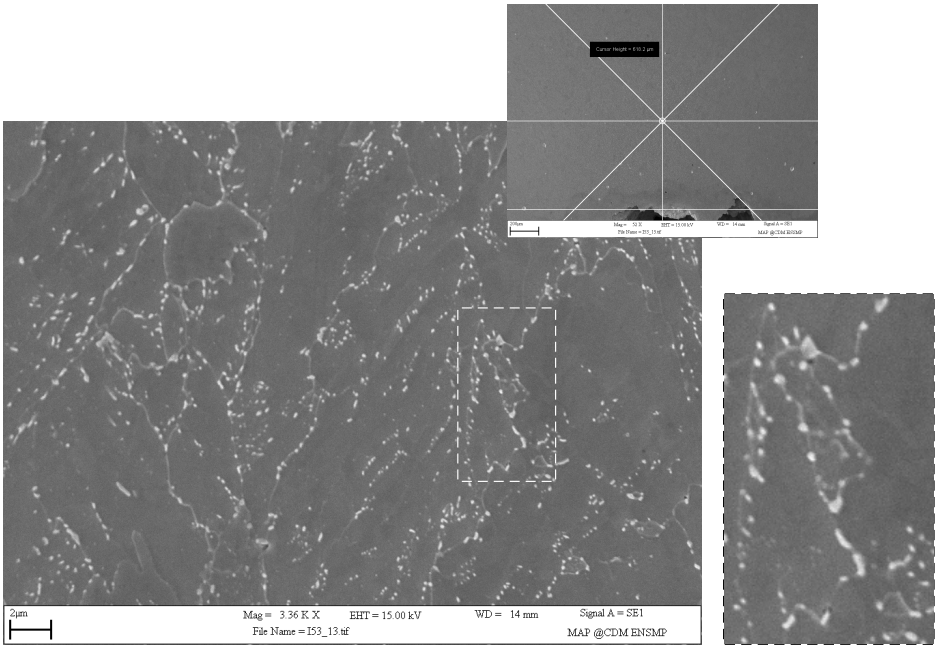


Figure A-III.16 : Observation de la germination autour des carbures pour $\bar{\varepsilon}^p_{eq} \sim 0.51$. Les premières cavités autour des carbures apparaissent.

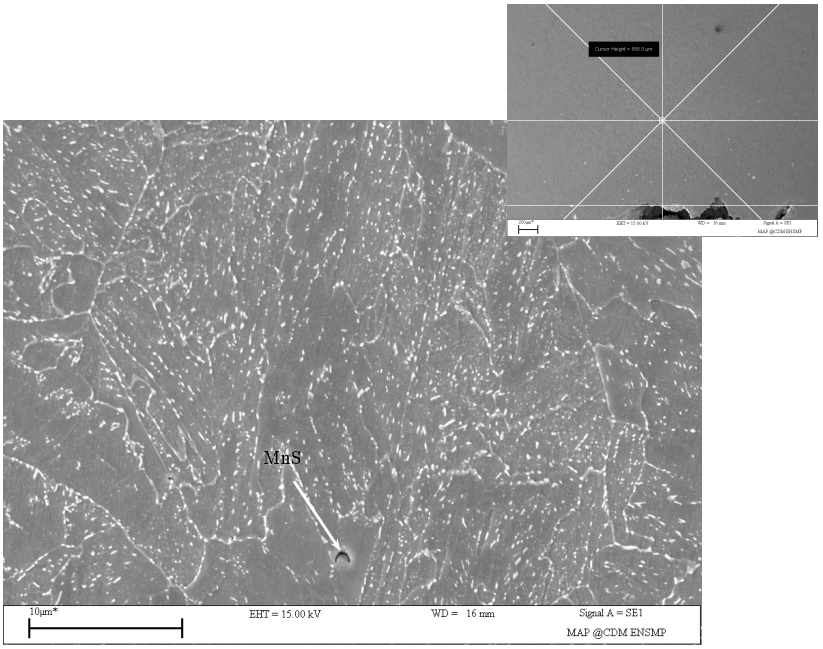


Figure A-III.17 : Observation de la germination autour des carbures pour $\bar{\varepsilon}^p_{eq} \sim 0.43$.

A-III.3 Modélisation

L'observation qualitative de la germination autour des carbures sur l'acier 16MND5 a montré que sur les éprouvettes KCV, la germination est plus importante à proximité des bords de l'éprouvette qu'au centre de celle–ci où la triaxialité est plus importante. Les observations effectuées sur une coupe longitudinale d'une éprouvette axisymétrique entaillée $AE_{2.4}$ mettent en évidence un seuil de déformation plastique moyenne situé entre 51% et 55%. Fisher [Fisher and Gurland, 1981] à partir d'observations sur un acier ferritique bas carbone (0.17% C), montre que la déformation plastique à partir de laquelle la germination devient appréciable est de l'ordre de 75%, le rayon moyen des carbures de cémentite observés étant de l'ordre de 0.4 μm soit quatre fois plus important que celui des carbures de l'acier 16MND5. La déformation induisant la germination étant directement liée à la taille des carbures [Fisher and Gurland, 1981, Argon and Im, 1975, Cox and Low, 1974], un seuil en déformation plastique moyenne autour de 50% pour notre acier paraît acceptable et est supérieur à la valeur moyenne de déformation de 30% couramment utilisée. Ce seuil a été déterminé à partir d'une éprouvette $AE_{2.4}$, il se pose donc le problème de la transférabilité de ce résultat à des géométries présentant des triaxialités différentes. La germination de cavités autour des carbures dans le processus d'endommagement ductile étant considérée comme contrôlée essentiellement par la déformation plastique sur l'acier 16MND5, on peut donc *a priori* transposer ce résultat à d'autres géométries.

Le calcul du pourcentage massique de cémentite à partir du diagramme d'équilibre Fer–carbone pour un acier avec 0.16% de carbone, nous donne une valeur de 2.3%, que l'on peut considérer comme une bonne estimation de la fraction de carbures dans notre matériau. Fisher [Fisher and Gurland, 1981] montre que la fraction de carbures qui provoque la germination de cavités est comprise entre 10 et 40%. Pour l'acier 16MND5, Rossoll [Rossoll, 1998], considère qu'un quart des carbures participe à la germination de cavités, soit 0.58% pour notre matériau.

Pour réprésenter le processus de germination, un modèle de germination continue est adopté (voir fig. A-III.1 cas b)) avec une déformation plastique seuil de 50% et maximale de 110%. Aucune étude quantitative sur la fraction de carbures autour desquels se produit la germination n'ayant été menée dans cette étude, nous choisissons, dans un premier temps, de considérer que, pour une déformation de 110%, tous les carbures ont participé au processus de germination. Dans un deuxième temps, nous considérons que seul un quart des carbures donne lieu à la formation de cavités (voir fig. A-III.18). Les paramètres de chaque modèle d'endommagement[2] sont déterminés à nouveau, en tenant compte du processus de germination, à partir des calculs sur éprouvettes axisymétriques entaillées pour les deux cas envisagés.

Les courbes normalisées $P/S_0 - \Delta\Phi/\Phi_0$ obtenues en considérant la totalité de la fraction volumique des carbures sont reportées sur les figures A-III.19, A-III.20 et A-III.21 pour les modèles de Rousselier, Rousselier modifié et GTN respectivement. Le choix des paramètres pour chacun des modèles résulte d'un compromis sur les trois géométries d'entaille. En comparaison avec les résultats obtenus sans prendre en compte la germination autour des

[2]Dans la littérature, le modèle de Rousselier est souvent utilisé sans description de la phase de germination [Poussard et al., 2000]. Ce mécanisme peut cependant être introduit soit à travers la résistance de la matrice métallique (σ_1) [Rousselier, 1986], soit via l'utilisation d'un terme $\dot{f}_{germi}$, choix retenu dans cette étude.

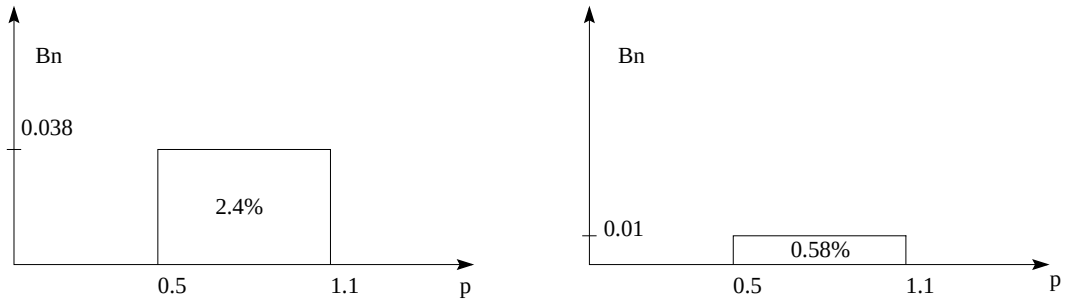


Figure A-III.18 : Modèle de germination continue avec un seuil minimum pour une déformation plastique de 0.5. En considérant que toute la fraction volumique de carbures participe au processus de germination (à gauche), et en considérant qu'un quart de la fraction volumique des carbures participe au processus de germination (à droite).

carbures, il apparaît que les paramètres obtenus conduisent à une légère surestimation de l'instant de l'amorçage macroscopique pour la géométrie $AE_{1.2}$, à un résultat identique pour la géométrie $AE_{2.4}$ et à une sous-estimation de l'amorçage sur la géométrie AE_6.

Les courbes normalisées $P/S_0 - \Delta\Phi/\Phi_0$ obtenues en considérant un quart de la fraction volumique des carbures sont reportées sur les figures A-III.22, A-III.23 et A-III.24 pour les modèles de Rousselier, Rousselier modifié et GTN respectivement. Il apparaît que mis à part la géométrie AE_6, la prise en compte de la germination a très peu d'effet sur l'évolution des courbes macroscopiques et qu'il est possible de garder les mêmes paramètres que ceux identifiés sans tenir compte de la germination autour des carbures. Pour les modèles GTN et Rousselier modifié, la sensibilité à la germination sur la géométrie AE_6 semble plus importante que pour le modèle de Rousselier.

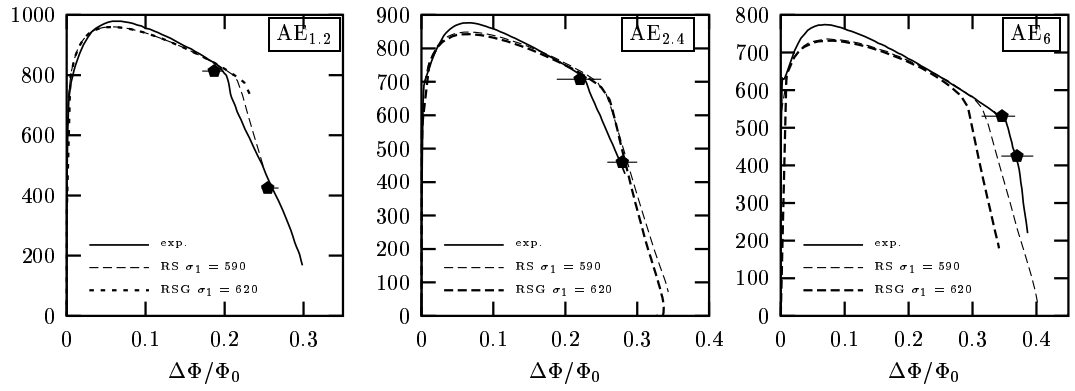


Figure A-III.19 : Prise en compte de la germination en considérant la totalité de la fraction volumique des carbures, soit 2.3%. Modèle de Rousselier. Comparaison entre l'expérience et la modélisation avec et sans mécanisme de germination. Courbes normalisées $P/S_0 - \Delta\Phi/\Phi_0$. Les nouveaux paramètres sont $\sigma_1 = 620$ MPa, $D = 2.2$.

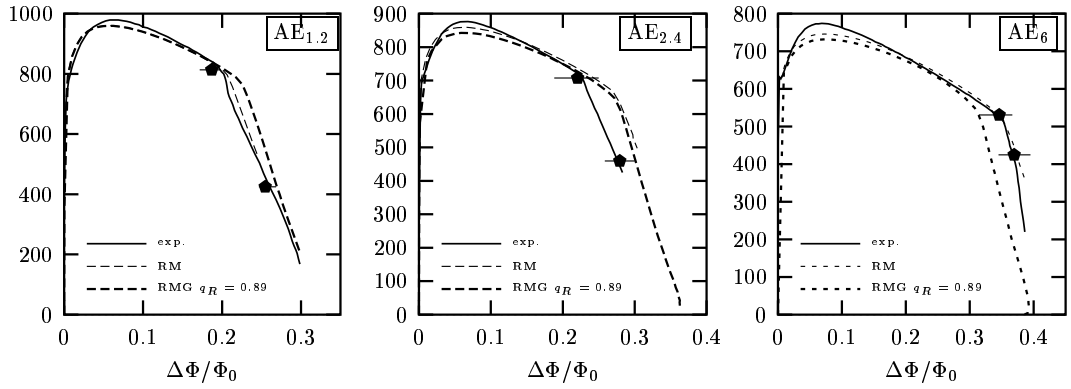


Figure A-III.20 : Prise en compte de la germination en considérant la totalité de la fraction volumique des carbures, soit 2.3%. Modèle de Rousselier modifié. Comparaison entre l'expérience et la modélisation avec et sans mécanisme de germination. Courbes normalisées $P/S_0 - \Delta\Phi/\Phi_0$. Les nouveaux paramètres sont $q_R = 0.89$, $D = 2.2$.

A-III.4 Discussion et conclusion

Les modèles d'endommagement ductiles couplés tel que le modèle GTN utilisent un nombre important de paramètres pour décrire les trois phases de l'endommagement ductile : la germination, la croissance et la coalescence. Les divers paramètres employés classiquement étant interdépendants [Zhang, 1996, Zhang and Hauge, 1999], la nature de ce modèle, à l'origine micro–mécanique, est devenu phénoménologique. Les deux populations de particules présentes dans l'acier 16MND5 contribuent à rendre encore plus complexe l'identification des paramètres. Si la participation des carbures de fer dans l'endommagement ductile de cet acier est indiscutable, notamment lors de la coalescence des cavités créées autour des inclusions de sulfure de Manganèse, l'importance de la description de la germination autour des carbures de fer sur les prévisions des modèles est plus sujette à discussion [Poussard et al., 2000]. De façon classique, ce mécanisme est introduit par une loi statistique de germination introduite par Chu [Chu and Needleman, 1980] avec trois paramètres f_N, ε_N, S_N représentant respectivement la fraction volumique de cavités créées, la déformation moyenne pour la germination et l'écart type. Pour palier le manque de données expérimentales sur le mécanisme de la germination autour des particules de seconde phase, la plupart des études, malgré la diversité de la nature des matériaux étudiés, utilisent les valeurs proposées par Chu, soit $\varepsilon_N = 0.3$ et $S_N = 0.1$. L'importance de la valeur de ε_N sur les autres paramètres [Zhang, 1996] nous a conduit à chercher la valeur de déformation seuil à partir de laquelle les premières cavités apparaissent sur l'acier 16MND5. Une valeur minimale de 50% de déformation plastique moyenne a été obtenue à partir d'observations effectuées sur une coupe longitudinale dans la section médiane d'une éprouvette axisymétrique entaillée. Pour des raisons de simplicité, un modèle de type germination continue a été choisi pour modéliser la germination autour des carbures en considérant que tous les carbures vont permettre la création de cavités sur une plage de déformation comprise entre 0.5 et 1.1. Physiquement, seulement une partie des carbures participe au processus d'endommagement ductile, c'est pourquoi l'intervalle de déformation

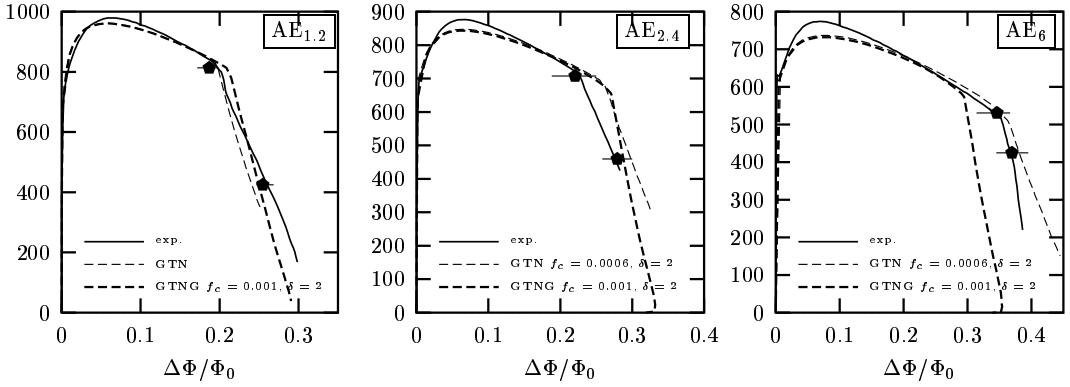


Figure A-III.21 : Prise en compte de la germination en considérant la totalité de la fraction volumique des carbures, soit 2.3%. Modèle GTN. Comparaison entre l'expérience, la modélisation avec et sans mécanisme de germination. Courbes normalisées $P/S_0 - \Delta\Phi/\Phi_0$. Les nouveaux paramètres sont $f_c = 0.001$, $\delta = 2$.

sur lequel se produit la germination a été étendu jusqu'à 1.1. Cette valeur de déformation n'étant atteinte que pour des triaxialités très faibles. Malgré sa simplicité, le modèle de germination continue a montré qu'il permet une description identique à celle obtenue avec le modèle de germination statistique [Zhang and Niemi, 1994].

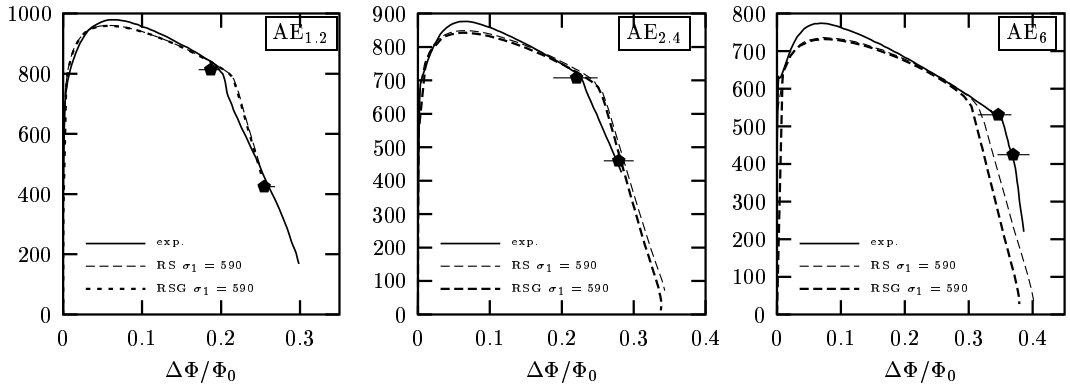


Figure A-III.22 : Prise en compte de la germination en considérant un quart de la fraction volumique des carbures, soit 0.58%. Modèle de Rousselier. Comparaison entre l'expérience et la modélisation avec et sans mécanisme de germination. Courbes normalisées $P/S_0 - \Delta\Phi/\Phi_0$. Les paramètres sont $\sigma_1 = 590$ MPa, $D = 2.2$.

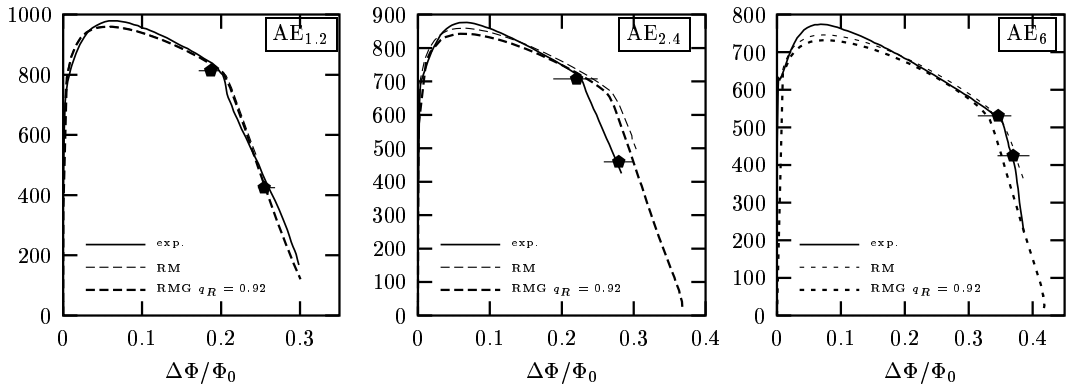


Figure A-III.23 : Prise en compte de la germination en considérant un quart de la fraction volumique des carbures, soit 0.58%. Modèle de Rousselier modifié. Comparaison entre l'expérience et la modélisation avec et sans mécanisme de germination. Courbes normalisées $P/S_0 - \Delta\Phi/\Phi_0$. Les paramètres sont $q_R = 0.92$, $D = 2.2$.

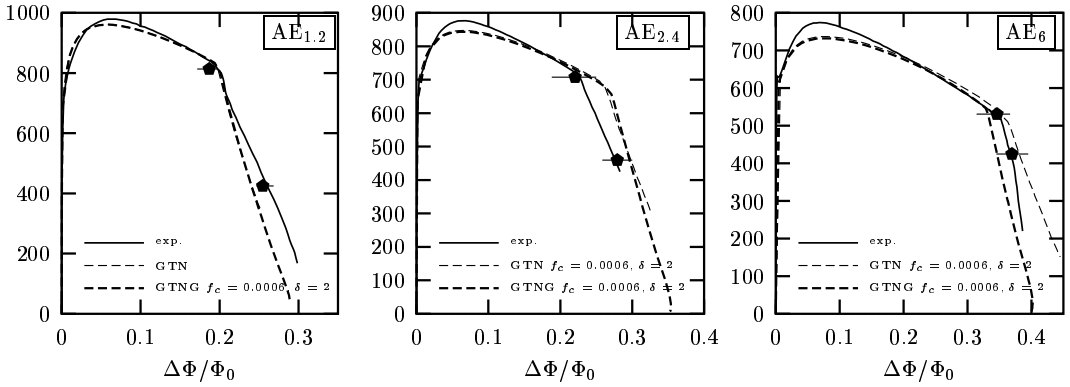


Figure A-III.24 : Prise en compte de la germination en considérant la totalité de la fraction volumique des carbures, soit 0.58%. Modèle GTN. Comparaison entre l'expérience et la modélisation avec et sans mécanisme de germination. Courbes normalisées $P/S_0 - \Delta\Phi/\Phi_0$. Les paramètres sont $f_c = 0.0006$, $\delta = 2$.

Bibliographie

Argon, A. and Im, J. (1975). Separation of second phase particles in spheroidized 1045 steel, Cu–0.6 Pct Cr alloy, and maraging steel in plastic straining. *Met. Trans. A*, 6A:839–851.

Brocks, W., Sun, D., and Hönig, A. (1995). Verification of the transferability of micromechanical parameters by cell model calculations with visco–plastic materials. *Int. Journal of Plasticity*, 11(8):971–989.

Chu, C. and Needleman, A. (1980). Void nucleation effects in biaxially stretched sheets. *J. Engng Mater. Technol.*, 102:249–256.

Cox, T. and Low, J. (1974). An investigation of the plastic fracture of AISI 4340 and 18 Nickel–200 grade maraging steels. *Metallurgical Trans.*, 5:1457–1470.

Devillers-Guerville, L., Besson, J., and Pineau, A. (2000). Modelling of scatter and size effect in ductile fracture : Application to the thermal embrittlement of duplex stainless steels. *Eng. Fract. Mechanics*, pages 169–190.

Fisher, J. and Gurland, J. (1981). Void nucleation in spheroidized carbon steels. Part 1 : Experimental. *Metal Science*, 15:185–192.

Poussard, C., Miannay, D., and Sainte-Catherine, C. (2000). Finite element modelling of a smooth tensile specimen and a compact tension specimen with the Gurson–Tveergard–Needleman and Rousselier micro–mechanical models. In *ECF 13 , Fracture Mechanics : Applications and Challenges*. Elsevier Science.

Rossoll, A. (1998). *Détermination de la ténacité d'un acier faiblement allié à partir de l'essai Charpy instrumenté*. PhD thesis, Ecole Centrale Paris.

Rousselier, G. (1986). Les modèles de rupture ductile et leurs possibilités actuelles dans le cadre de l'approche locale de la rupture. In *Séminaire international sur l'approche locale de la rupture*, pages 257–284, Moret–sur–Loing.

Zhang, Z. (1996). A sensitivity analysis of material parameters for the Gurson constitutive model. *Fatigue Fract. Engng Mater. Struct.*, 19(5):561–570.

Zhang, Z. and Hauge, H. (1999). On the Gurson micro–mechanical parameters. In Panotin, T. and Sheppard, S., editors, *Fatigue and Fracture Mechanics : Twenty–Ninth volume*, pages 364–383. ASTM STP 1332.

Zhang, Z. and Niemi, E. (1994). Analyzing ductile fracture using dual dilational constitutive equations. *Fatigue Fract. Engng Mater. Struct.*, 17(6):695–707.

Annexe -A-IV-

Extension du modèle de Rousselier

An extension of the Rousselier model to viscoplastic temperature dependent materials

B. Tanguy, J. Besson

Ecole des Mines de Paris, Centre des Matériaux, UMR CNRS 7633
BP 87, 91003 Evry Cedex, France

Abstract

The Rousselier model has been used in the literature to model ductile failure of plastic materials. An extension of the Rousselier model to account for strain rate and temperature dependence is proposed in this work. The model is based on the definition of an effective scalar stress which depends on the porosity. Tests carried out on tensile round notched bars are used to validate the model which is applied to simulate the Charpy test.

Key words: Rousselier model, viscoplasticity, temperature, ductile rupture, Charpy test

1 Introduction

Models able to represent the strength and toughness of ductile materials have found increasing interest and application. The model proposed by Gurson [1] is based on a micromechanical analysis of a void/matrix cell. It has been phenomenologically extended by Tvergaard and Needleman [2] to better represent actual ductilities of metallic materials (so called GTN model). An approach based on continuum damage mechanics (CDM) and thermodynamics has also been proposed by Rousselier [3] following the work of Lemaitre [4]. Both models modify the von Mises yield potential by introducing a single scalar damage quantity, namely the void volume fraction of cavities, f.

Although the GTN model has been been most frequently used in the literature, the Rousselier model has also been been used in several studies [5, 6, 7, 8, 9]. In particular, it has been shown in [9] that it is suitable to model cup–cone fracture in round bars as well as slant fracture under plane strain conditions.

Both models were initially derived for plastic materials under isothermal conditions. However in situations such as shocks, machining or rapid crack growth, a wide range of strain rates are encountered so that viscoplastic effects should be accounted for. Adiabatic temperature raise may also take place under similar conditions. It is therefore important to extend model for ductile rupture to viscoplastic temperature dependent materials.

The extension of the Gurson model has been proposed in [10]. The aim of this study, is to propose a similar extension in the case of the Rousselier model. The formulation of the original model is recalled in section 2; it is then shown that a straightforward extension does not result in predictions in agreement with unit cell calculations and the extended Gurson model (section 2.2). An extension consistent with unit cell calculations is proposed in section 3. To validate the model, tensile round notched bars were tested at different loading velocities (section 4) ; it is shown that increasing the loading speed slightly increases the ductility which is consistent with the prediction of the new model. Finally, the model is applied to simulate the Charpy test under static and dynamic conditions (section 5).

2 The Rousselier model

2.1 The original Rousselier model

Based on thermodynamic considerations, following the work of Lemaitre and Chaboche [11] and Rousselier [3] derived a set of constitutive equations to model the behavior and rupture of porous materials. The model introduces two state variables to describe the material: p the cumulated plastic strain and f the damage which corresponds, in that case, the void volume fraction (i.e. porosity). The yield surface is given by:

$$\Phi = \frac{\sigma_{\text{eq}}}{1-f} + fD\sigma_1 \exp\left(\frac{\sigma_{kk}}{3(1-f)\sigma_1}\right) - R = 0 \tag{1}$$

where σ_{eq} is the von Mises equivalent stress and σ_{kk} the trace (tr) of the stress tensor $\underline{\sigma}$. R is the yield stress of the undamaged material and is expressed as a function of p. D and σ_1 are model coefficients which are related to damage growth. The recommended values [3] are $D \approx 2$ and $\sigma_1 \approx \frac{1}{3}(R_e + R_m)$ where R_m is the ultimate engineering stress and R_e the yield stress.

An additive decomposition of the strain rate tensor $\underline{\dot{\varepsilon}}$ is assumed so that:

$$\underline{\dot{\varepsilon}} = \underline{\dot{\varepsilon}}_e + \underline{\dot{\varepsilon}}_p \tag{2}$$

The elastic strain $\underline{\varepsilon}_e$ is related to the stress tensor by: $\underline{\varepsilon}_e = \underline{\underline{\mathbf{C}}} : \underline{\sigma}$. As the void volume fraction is usually small, the elasticity tensor $\underline{\underline{\mathbf{C}}}$ is assumed to be constant. The irreversible plastic deformation rate $\dot{\underline{\varepsilon}}_p$ is obtained assuming the normality rule, so that:

$$\dot{\underline{\varepsilon}}_p = (1-f)\dot{p}\frac{\partial \Phi}{\partial \underline{\sigma}} = \dot{p}\left[\frac{3}{2}\frac{\underline{\mathbf{s}}}{\sigma_{\text{eq}}} + \frac{fD}{3}\exp\left(\frac{\sigma_{kk}}{3(1-f)\sigma_1}\right)\underline{\mathbf{1}}\right] \tag{3}$$

where $\underline{\mathbf{1}}$ is the unity second order tensor. The evolution of the porosity is given by mass conservation:

$$\dot{f} = (1-f)\text{tr}\dot{\underline{\varepsilon}}_p = (1-f)\dot{p}fD\exp\left(\frac{\sigma_{kk}}{3(1-f)\sigma_1}\right). \tag{4}$$

It can be noted that porosity always increases even for stress states corresponding to compression (i.e. $\text{tr}\underline{\sigma} < 0$). The plastic rate $\dot{p}$ is found the consistency condition $\Phi = 0$, $\dot{\Phi} = 0$. It can be shown that $\dot{p}$ corresponds to the usual von Mises strain rate given by $\dot{p} = \sqrt{\frac{2}{3}\dot{\underline{\mathbf{e}}}_p : \dot{\underline{\mathbf{e}}}_p}$ where $\dot{\underline{\mathbf{e}}}_p$ is the deviator of $\dot{\underline{\varepsilon}}_p$.

2.2 A first straightforward extension and comparison with unit cell calculations

The model can be extended to the case of viscoplastic material, considering that the yield limit R depends on both p and $\dot{p}$ [10] In that case, equation1 is still valid and the model follows the same formulation as in section 2.

The trends obtained with this modified model can be compared with unit cell calculations in which the porous material is represented by a cylinder containing an initially spherical void [12, 13]. The matrix behavior is assumed isotropic (von Mises plasticity) with an hardening law given by:

$$R(p,\dot{p}) = k(p+\varepsilon_0)^n + K\dot{p}^{\frac{1}{N}}. \tag{5}$$

In the previous equation, the hardening effects of plastic strain and plastic strain rate are assumed to be additive. The following numerical values for the different parameters will be used in the following: $k = 800$ MPa, $n = 0.1$, $\varepsilon_0 = 0.002$, $K = 50$ MPa.s$^{-1/N}$ and $N = 5$. This corresponds to a strengthening effect of the deformation rate which will always be assumed in the following.

The unit cell geometry and loading conditions are represented on figure 1. The cell dimensions (L: height, R: radius) are assumed to be initially equal $L_0 = H_0$. The initial void volume fraction is equal to 0.001. The cell is loaded at a constant displacement rate in the axial direction ($\dot{L}$) and the radial pressure

Σ_{rr} is controlled to keep a constant stress triaxiality ratio. Noting that the overall loading is axisymmetric, the macroscopic stress tensor is given by

$$\underline{\Sigma} = \begin{pmatrix} \Sigma_{rr} & 0 & 0 \\ 0 & \Sigma_{rr} & 0 \\ 0 & 0 & \Sigma_{zz} \end{pmatrix} \tag{6}$$

In the following, Σ_{rr} is controlled in such a way that: $\Sigma_{zz} > \Sigma_{rr}$ so that the macroscopic stress triaxiality ratio is given by:

$$\tau = \frac{1}{3}\frac{\Sigma_{zz} + 2\Sigma_{rr}}{\Sigma_{zz} - \Sigma_{rr}} \tag{7}$$

Unit cell calculations were performed for $\tau = 1$ for a rate independent matrix ($K = 0$) and for different strain rates $\dot{L}/L_0 = 10^{-3}$, 10^{0}, 10^{+3} (s^{-1}). Results are shown on figure 2. In the case of unit cell calculations the porosity growth rate is slightly reduced with increasing deformation rate. The opposite effect is obtained using the Rousselier model (figure 2) with leads to a strong increase of the void growth rate with increasing straining rate. The Rousselier model was adjusted on the unit cell simulation for a rate independent behavior. In the case of the Rousselier model, the increase of the deformation rate leads to an increase of the stresses and in particular of σ_{kk}. As σ_1 is considered as constant, the ratio σ_{kk}/σ_1 increases thus inducing an acceleration of the porosity growth rate (equation 4). The unit cell calculations indicate that this trend does not correspond to any physical situation. Similar undesirable effects are observed in the case where the hardening behavior is temperature dependent if σ_1 is supposed to remain constant. This indicates that σ_1 should be defined as both temperature and strain rate dependent [14]. This solution is however quite complex as the dependence should be determined. In the following, an approach based on the definition of an effective scalar stress is proposed.

3 Proposed extension of the Rousselier model

3.1 Proposed extension

The proposed extension relies on the definition of an effective scalar stress which is a function of both the macroscopic stress tensor $\underline{\sigma}$ and the porosity. This approach was first used in the case of the Green elliptic model [15] and used for instance to model the hot compaction of metallic [16] or ceramic powders [17]. The same material description was also applied to extend the Gurson model to viscoplastic materials [18, 9].

In the case of the extension of the Rousselier model, the effective stress $\sigma_\star$ is implicitly defined by the following equation:

$$\psi = \frac{\sigma_{\text{eq}}}{(1-f)\sigma_\star} + \frac{2}{3} f D_R \exp\left(\frac{q_R}{2}\frac{\sigma_{\text{kk}}}{(1-f)\sigma_\star}\right) - 1 \quad \stackrel{\text{def. } \sigma_\star}{=} \quad 0. \tag{8}$$

D_R and q_R are two new model parameters. $\sigma_\star$ can also be expressed as:

$$\sigma_\star = \frac{q_R \sigma_{\text{eq}}}{(1-f)\left(q_R - \frac{2}{3\tau}\text{L}_\text{w}\left(q_R D_R f \tau \exp\left(\frac{3}{2} q_R \tau\right)\right)\right)} \tag{9}$$

where L_w is the function such that $\text{L}_\text{w}(x)\exp(\text{L}_\text{w}(x)) = x$ and τ the stress triaxiality ratio. In particular, $\sigma_\star$ becomes 0 as $\underline{\sigma} \to \underline{\mathbf{0}}$. $\sigma_\star$, which incorporates the effects of both shear and hydrostatic stresses, is interpreted as a measure of the stresses in the matrix material which surrounds the pores. The plastic (or viscoplastic) flow potential ϕ is then written as:

$$\phi = \sigma_\star - R. \tag{10}$$

In this case, R represent the isotropic plastic hardening of the material and depends on the cumulated plastic strain p but not on $\dot{p}$. It might also be temperature dependent. The plastic strain rate tensor is still given by the normality rule as:

$$\underline{\dot{\varepsilon}}_p = (1-f)\dot{p}\frac{\partial \phi}{\partial \underline{\sigma}} = (1-f)\dot{p}\frac{\partial \sigma_\star}{\partial \underline{\sigma}}. \tag{11}$$

The consistency condition $\phi = 0$, $\dot{\phi} = 0$ is then used to compute $\dot{p}$ in the plastic case. In the viscoplastic case, $\dot{p}$ is obtained using the viscous flow law of the dense material expressed as:

$$\dot{p} = \texttt{F}(\sigma_\star - R). \tag{12}$$

where $\texttt{F}$ is the viscoplastic flow law. It can also be shown that:

$$\frac{\partial \sigma_\star}{\partial \underline{\sigma}} : \underline{\sigma} = \sigma_\star \tag{13}$$

and that consequently

$$\underline{\dot{\varepsilon}}_p : \underline{\sigma} = (1-f)\dot{p}\sigma_\star. \tag{14}$$

$\underline{\dot{\varepsilon}}_p : \underline{\sigma}$ represents the macroscopic plastic dissipation which is equal to the microscopic dissipation ($\dot{p}\sigma_\star$) times the volume fraction actually occupied by the matrix material (e.g. $1-f$). p is therefore interpreted as an effective strain of the matrix material. The definition of p therefore differs from the definition proposed in the original model.

In the case of rate independent materials, the original and extended Rousselier are not equivalent unless both D_R and q_R are expressed as function of R. Noting that $\sigma_\star = R$ in this case, both models are identical if:

$$D_R \equiv \frac{3}{2} D \frac{\sigma_1}{R} \quad \text{and} \quad q_R \equiv \frac{2}{3} \frac{R}{\sigma_1} \tag{15}$$

This suggests that D_R and q_R could be written as:

$$D_R = D_R^0 \frac{R(0, \alpha_i)}{R(p, \alpha_i)} \quad \text{and} \quad q_R = q_R^0 \frac{R(p, \alpha_i)}{R(0, \alpha_i)} \tag{16}$$

where α_i represents other parameters, such as temperature, on which R might depend. D_R^0 and q_R^0 are then supposed to be constant.

In the following the original Rousselier model will be referred to as R, the modified model with constant D_R and q_R as R^m and the modified model with D_R and q_R given by equation 16 as R^M.

3.2 Failure

As failure occurs the stress tensor becomes zero; however the effective stress $\sigma_\star$ must remain non null (in fact greater than R) in order to get plastic deformation. Expressing ψ for $\sigma_{\text{eq}} = 0$ and $\sigma_{\text{kk}} = 0$, a non zero value for $\sigma_\star$ is obtained only if $2fD_R/3 = 1$. It can be concluded that the failure f_F porosity is equal to $f_F = 3/(2D_R)$. In addition as f_F is always smaller than 1, D_R must be larger than 3/2. In the original Rousselier model, failure is always obtained for $f = 1$. In practice, one might consider that the material rapidly losses any mechanical strength as f reaches a critical value f_c [19]. Above this value, the material is considered as broken.

3.3 Remarks

Comparison with unit cell simulations

The evolution of the porosity as a function of the elongation for a fixed stress triaxiality ratio is shown on figure 3. For a given elongation, a very small apparent decrease of the porosity is observed for increasing deformation rates (see detail on figure 3) which is due to an increase of the elastic part of the deformation caused by the higher stresses. However this decrease is negligible compared to the porosity growth rate variation observed on unit cell calculations (figure 2). Similar results are obtained with the R^M model.

Comparison with the Gurson model

The Gurson model (referred to as G in the following) which is widely used in the literature can also be expressed based on the definition of an effective stress [20, 18, 9]. Its definition is also implicit and is given by:

$$\psi = \frac{\sigma_{\text{eq}}^2}{\sigma_\star^2} + 2q_1 f \cosh\left(\frac{q_2}{2}\frac{\sigma_{\text{kk}}}{\sigma_\star}\right) - 1 - q_1^2 f^2 \quad \stackrel{\text{def.}}{=} \sigma_\star \quad 0 \tag{17}$$

Starting from this definition, equations 10 to 14 remain valid. As in the case of the R^m and R^M models, the function ψ is expressed as a function of the ratios $\sigma_{\text{eq}}/\sigma_\star$ and $\sigma_{\text{kk}}/\sigma_\star$ so that any undesirable strain dependence is avoided. Indeed, the slight decrease of the damage growth rate observed on unit cell calculation (figure 2) is also not observed.

Conclusion

The proposed extension of the Rousselier model allows to handle strain rate and temperature dependent material in a much better than the original. It does however not allow to represent the slight strain rate dependent observed on unit cell calculations. With respect to this particular point, the Gurson model behaves in a similar way.

4 Application: notched bars

4.1 Numerical procedures

Finite element simulations were performed using the FE software Zébulon [21]. Finite strains were treated using corotational reference frames [22]. A fully implicit integration scheme is used to integrate the material constitutive equations which allows the calculation of the consistent tangent matrix [23]. The method is detailed in [9]. When the material is considered as broken, its behavior is replaced by an elastic behavior with a very low stiffness (Young's modulus: $E_b = 1$ MPa). A similar technique was used in [24] showing convergence of the results for sufficiently low values of the Young's modulus E_b. Gauss points where these conditions are met are referred to as "broken Gauss points". In regions where damage develops 8 nodes square (resp. 20 nodes bricks) elements were used for axisymmetric (resp. 3D) simulations with reduced integration (ie: 4 Gauss points in the axisymmetric case and 8 Gauss points in the 3D case). Elements containing more than a given number of broken Gauss points (axisymmetric case: 2, 3D case: 4) are automatically removed by checking this condition after each time increment.

4.2 Material and model parameters

This study was performed on A508 (16MND5) steel (C= 0.16, Mn= 1.33, Ni= 0.76, Mo= 0.51) which is used in the French pressurized water nuclear reactors. The material contains small round MnS inclusions at which ductile damage is initiated. The MnS volume fraction is equal to $1.75\,10^{-4}$; it will be assumed that the interface between the inclusions and the matrix fails for small plastic strain so that the MnS volume fraction can be considered as the initial porosity f_0.

The plastic behavior of this type of material depends both on strain rate and temperature. The material behavior was tested for temperature varying from $-150°\mathrm{C}$ to $200°\mathrm{C}$. Tests were performed on tensile bars using a servohydraulic machine. In all case, damage growth can be neglected so that $\sigma_\star \simeq \sigma_{\mathrm{eq}}$. The yield stress R is assumed to be a function of both p and the temperature T. It was fitted as:

$$R(p,T) = R_0 + Q_1(1-\exp(-b_1 p)) + Q_2(1-\exp(-b_2 p)) \qquad (18)$$

Parameters R_0, Q_1 and b_1 are functions of the temperature shown on figure 4. Q_2 and b_2 are constant with: $Q_2 = 452$ MPa, $b_2 = 1.2$ [25].

4.3 Experimental evidence of viscoplasticity effects

Axisymmetric notched bars shown on figure 5 were tested using increasing load line velocities (v_{LL}) between 0.01 and 100 mm.mn^{-1} at a temperature equal to $-30°\mathrm{C}$. The minimum diameter variation $\Delta\Phi$ was continuously recorded during the tests. Results are displayed on figure 6. It is shown that the normalized maximum force $F_{\max}/S_0$ (F: force, S_0 initial minimum cross section, Φ_0: initial minimum diameter) is an increasing function of the load line velocities. The diameter variation at the onset of failure $\Delta\Phi_R$ (corresponding to a sharp drop of the load and to the initiation of a macrocrack at the center of the notch) increases for velocities up to 10 mm.mn^{-1}; a strong decrease is observed for $v_{\mathrm{LL}} = 100$ mm.mn^{-1} which is interpreted as an effect of material heating. To estimate the elevation of temperature, a thermocouple was welded in the notch at about 2 mm from the minimum cross section. Measurements confirm that no significant temperature elevation is observed up to $v_{\mathrm{LL}} = 10$ mm.mn^{-1} whereas a temperature increase of $50°\mathrm{C}$ was measured for $v_{\mathrm{LL}} = 100$ mm.mn^{-1}.

Three tests were performed for velocities equal to 0.01, 1. and 10. mm.mn^{-1} resulting in somewhat dispersed values for $\Delta\Phi_R$. This dispersion has been studied on a very similar steel by Decamp et al. [26] and was related to clusters

of MnS inclusions; similar effects are to be expected in the present case. In the following average values will only be considered.

The viscoplastic behavior of the material was adjusted to represent the experimentally observed maximum forces. A simple Norton low was used so that:

$$\dot{p} = \left\langle \frac{\sigma_\star - R(p)}{K} \right\rangle^n \tag{19}$$

with $K = 55$ MPa.s$^{-1/n}$ and $n = 5$. Results are shown on figure 7. For $v_{\rm LL} = 100$ mm.mn^{-1} two calculations were performed assuming either isothermal conditions or adiabatic conditions. It is shown that the experiment lies closer to the adiabatic solution. Under adiabatic conditions, the temperature changes are related to the plastic work by:

$$C_p \dot{T} = \beta \underline{\sigma} : \underline{\dot{\varepsilon}}_p \tag{20}$$

where C_p is the heat capacity of the material ($C_p = 3.12$ MPa.K^{-1}) and $\beta = 0.9$.

4.4 Simulation of notched bars

Each of the four damage models has two coefficients which need to be adjusted. In this section, one parameter was fixed and the other one was adjusted to match the average diameter reduction at the onset of failure for $v_{\rm LL} = 0.01$ mm.mn^{-1}. These coefficients are given in table 1. The relatively high value for D_R^0 (R^M model) was selected so that D_R (eq. 16) remains always larger than 3/2.

Figure 8 shows the evolution of the normalized force F/S_0 as a function of the diameter variation for the R and R^m models and different load line velocities. The rapid drop of the load corresponds to the initiation of a crack at the center of the notch (figure 9). It is seen that increasing the loading rate has very little effect on the diameter variation at the onset of failure in the case of the R model whereas a clear increase of ductility is observed in the case of the R^m model. Very similar trends were obtained with the R^M and G models. For $v_{\rm LL} = 100$ mm.mn^{-1}, the difference between the isothermal and adiabatic calculations is much larger for the R^m model than for the the R model.

An example of damage growth in the notch (R^m model) is shown on figure 9. The comparison of the deformed mesh with the original mesh shows the renotching of the bar which is experimentally observed.

The diameter reduction for $F/S_0 = 500$ MPa after the onset of failure, denoted

$\Delta\Phi_5$ in the following, was determined for both simulations and experiments. The effect of the loading rate on ductility is quantified by the ratio:

$$\eta_v = \frac{\Delta\Phi_5 - \Delta\Phi_5^{0.01}}{\Phi_0} \tag{21}$$

where $\Delta\Phi_5^{0.01}$ is the value of $\Delta\Phi_5$ for $v_{\mathrm{LL}} = 0.01$ mm.mn^{-1}. Experimental and simulated values for η_v are displayed on figure 10. Despite the experimental dispersion, a good comparison is obtained for R^m, R^M and G models up to $v_{\mathrm{LL}} = 10$ mm.mn^{-1} (i.e. isothermal conditions). The slight differences between these models are not significant. As expected, the R model underestimates the experimentally observed effects. Moreover it predicts a slightly decreasing ductility with increasing loading rate. For $v_{\mathrm{LL}} = 100$ mm.mn^{-1} a decrease of the ductility is obtained for adiabatic conditions. It underestimates the experimentally observed value (although only one experimental data point is available). The ductility reduction between isothermal and adiabatic conditions for the R model remains much smaller than for the three other models. This clearly does not agree with the experimental results.

4.5 Stability analysis

Failure is preceded by the localization of strain and damage in narrow bands. This situation has been studied in the case of elastoplastic materials [27, 28]. The condition for localization in a band of normal $\vec{\mathbf{n}}$ is written as:

$$\det \vec{\mathbf{n}}.\underline{\underline{\mathbf{L}}}.\vec{\mathbf{n}} = 0 \tag{22}$$

where $\underline{\underline{\mathbf{L}}}$ is the elastoplastic tangent operator used to express the incremental constitutive equation as:

$$\underline{\dot{\sigma}} = \underline{\underline{\mathbf{L}}} : \underline{\dot{\varepsilon}}. \tag{23}$$

A localization indicator (I_L) can be derived from the previous condition as $I_L = \min_{\vec{\mathbf{n}}} \det \vec{\mathbf{n}}.\underline{\underline{\mathbf{L}}}.\vec{\mathbf{n}}$. When I_L becomes negative, localization can possibly occur.

The previous analysis is however limited to elastoplastic materials (i.e. materials for which a linearized relationship can be defined between $\underline{\dot{\sigma}}$ and $\underline{\dot{\varepsilon}}$). In the case of elastoviscoplastic materials, Rice's analysis cannot be used. In this case, several methods have been proposed. The linear perturbation analysis has been first used in the literature [29, 30, 31, 32]. More recently, it has been proposed to use a localization condition similar to equation 22 in which the tangent operator $\underline{\underline{\mathbf{L}}}$ is replaced by an algorithmic viscoplastic tangent operator related to the numerical integration scheme [33, 9]. In [9] the tangent matrix $\underline{\underline{\mathbf{D}}}$ consistent with a fully implicit integration scheme [23] was used. $\underline{\underline{\mathbf{D}}}$

is such that: $\delta\Delta\underline{\sigma} = \underline{\underline{\mathbf{D}}} : \delta\Delta\underline{\varepsilon}$ where $\Delta\underline{\sigma}$ and $\Delta\underline{\varepsilon}$ are respectively the stress and strain increment over a finite time step. Following Rice's methodology, the condition for localization in a band of normal $\vec{\mathbf{n}}$ can be written in the case of a viscoplastic material as: $\det \vec{\mathbf{n}}.\underline{\underline{\mathbf{D}}}.\vec{\mathbf{n}} = 0$. A localization indicator (I_D) can also be derived as: $I_D = \min_{\vec{\mathbf{n}}} \det \vec{\mathbf{n}}.\underline{\underline{\mathbf{D}}}.\vec{\mathbf{n}}$; $I_D < 0$ indicates the possibility of localization. Details of the calculation of $\underline{\underline{\mathbf{D}}}$ and the minimization procedure used to compute $I_D =$ are given in [9].

In the following, the normalized value of the localization indicator is used: I_D/D_e with D_e being the determinant of the elastic acoustic tensor ($D_e = \det \vec{\mathbf{n}}.\underline{\underline{\mathbf{C}}}.\vec{\mathbf{n}}$). On figure 11, the evolution of I_D/D_e at the center of the notch (i.e. the location is plotted as a function of the diameter reduction for the R and R^m models for $v_{\mathrm{LL}} = 0.01$ and $v_{\mathrm{LL}} = 100\mathrm{mm.mn}^{-1}$. In the range where damage remains small ($\Delta\Phi_0 < 0.3$), results for both models are similar. It is observed that I_D for $v_{\mathrm{LL}} = 0.01$ is smaller than I_D for $v_{\mathrm{LL}} = 100\mathrm{mm.mn}^{-1}$ which simply illustrates the stabilizing effect of increasing strain rate for viscoplastic materials. The onset of localization ($I_D = 0$) predicted by the analysis are consistent with the results shown on figure 8. In the case of the R^m model localization is delayed due to viscous effects. In the case of the R model there is a competition between the

5 Application: Charpy specimens

Charpy V–notch tests are common laboratory tests that are used to measure the fracture toughness of materials. The notched bar is subjected to an impact with a striker moving at about 5 $\mathrm{m.s}^{-1}$. In the ductile regime, dynamic effects can be neglected [34] but the variations of flow strength with temperature and strain rate play an important role on energy dissipation [35]. In the following simulation of the Charpy tests carried out using the R and R^m models will be compared. Charpy V–notch specimens were tested using an instrumented Charpy testing device at $-60°\mathrm{C}$. Full details of the experiments are reported in [36]. Specimens were machined and tested according to the AFNOR90 standard [37].

5.1 Simulation

Simulations were carried out with material parameters fitted to represent the ductility of round bars having different notch severity. On the one hand, this results in slightly different parameters than those used in section 4 and a representation of the ductility of the notched specimens depicted on figure 5 which is not as accurate. On the other hand, the decrease of ductility as a

function of the notch severity is better described. The following parameters were used: R model: $D = 2.2$, $\sigma_1 = 637$ MPa at $-30°\mathrm{C}$, $\sigma_1 = 669$ MPa at $-60°\mathrm{C}$; R^m model: $D = 2.2$, $q_R = 0.92$.

Examinations of polished cross sections of the specimens have also shown that a second population of voids in nucleated at iron carbides (Fe_3C) at large strains. This was accounted for by modifying equation 4 according to the phenomenological strain controlled nucleation laws proposed in [38] :

$$\dot{f} = (1 - f)\mathrm{tr}\underline{\dot{\varepsilon}}_p + A_n\dot{p} \tag{24}$$

where A_n is a new material parameter. A_n was not numerically adjusted but estimated from microstructural examinations: (i) nucleation starts from plastic strains larger than 0.5, (ii) only a fraction of the carbides eventually breaks before final failure. Assuming that only $\frac{1}{4}$ of the carbides break, A_n was taken equal to 0.01 for $0.5 \leq p \leq 1.1$ and $A_n = 0$ otherwise. $p = 1.1$ corresponds to a very high strain level which is reached only at locations where failure occurs. The total amount of porosity nucleated at carbides is equal to 0.6%. It was found that accounting for nucleation is important to model crack advance at the outer free surface of the specimen. Without nucleation, crack advance is strongly inhibited at this location where the stress triaxiality ratio is low. Note however that the actual fracture pattern in this region corresponds to shear lips (figure 14) which are not modeled in the present study.

The finite element mesh used to model the test is shown on figure 12. Due to symmetries, only one quarter of the specimen is meshed with the usual boundary conditions. A mixed 2D/3D mesh is used to reduce the number of degrees of freedom. The 2D part is computed assuming plane stress (PS) conditions. Such a technique was also used to model Charpy specimens by Schmitt et al. [39]. Contact between the striker, the anvil and the specimen is also accounted for using a friction coefficient equal to 0.1. Simulations were carried out with a constant striker speed of 5 $\mathrm{m.s}^{-1}$. Simulation of dynamic tests does not include the description of inertia effects; they were shown to be negligible when plastic deformation becomes important [14].

5.2 Results

5.2.1 Force—deflection curves

Computed and experimental force—deflection curves (F—δ) are compared on figure 13. Simulation were made assuming either adiabatic or isothermal conditions. Using the R^m model, leads to a slight underestimation of forces assuming adiabatic conditions and to a slight overestimation with isothermal. This possibly indicates that heat diffusion is taking place. This hypothesis

is validated by simple calculations using the thermal conductivity of A508 ($D \approx 2.10^{-5} = \mathrm{m}^2.\mathrm{s}^{-1}$) that show that a in test lasting 1 ms (ie the duration of the tests at $-60°\mathrm{C}$) the characteristic heat flow distance is about 150 μmwhich is about the mesh size.

The R model gives very different results. Under adiabatic conditions, the simulated response remains reasonably is agreement with the experiments. This seemingly satisfactory and misleading result is due to the opposite effects of the temperature increase (which decreases σ_{kk}) and of the viscosity (which increases σ_{kk}). Under isothermal condition, a rapid drop of the load is obtained.

5.2.2 Crack advance

Figure 14–a illustrates the shape of the computed crack front for two deflections. It is shown that crack advance is faster at the center of the specimen. The tunneling effect is often seen in structure where the stress state lies between plane strain and plane stress and varies along the thickness of the specimen [18]. This compares well with experiments (figure 14–b). At the outer free surface, shear lips are observed. The simulation is not able to represent this phenomenon. Although it is possible to represent slant fracture using the Rousselier model, this would require much finer element along the x and z directions as shown in [9] for 2D structures.

Crack advance Δa as a function of the deflection is shown on figure 15 and compared with experimental measurements. The experimental data were obtained from samples in which brittle failure took place for various deflections. The crack length at the middle of the specimen as well as the mean crack length were measured on SEM photographs. The simulated crack extension was determined by computing the position of the broken Gauss point (i.e. Gauss points where f has reached 0.5). Using $f > 0.1$ to define the crack position results in a slightly longer crack extension (0.1 to 0.2 mm). In both cases the simulation underestimates the actual crack length. It is experimentally shown that brittle fracture is usually initiated ahead of the crack front where stresses are maximum (figure 16). It is very likely that the ductile crack front might further increase as the brittle crack is growing. This could account for the small discrepancy between experimental and simulated crack advances. Figure 16 illustrates the σ_{xx} contours for different deflections. It is shown that the maximum stress level is reached ahead of the crack tip at about 0.6 mm.

6 Concluding remarks

In this study, an extension of the Rousselier model has been proposed which allows for the use of viscoplastic temperature dependent matrix behaviors. Two versions of the model have been proposed. The first one (R^m model) has the same kind of dependence on plastic hardening, strain rate and temperature as the extended Gurson model used in [10]. The second version (R^M model), for which both parameters D_R and q_R depend on the plastic strain p, was designed to have the same type of dependence on plastic hardening as the original Rousselier model. Both proposed extension (R^m and R^M) retain some features of the original model: (i) Damage increases under pure shear. (ii) Under pure tensile hydrostatic loading ($\sigma_{\text{eq}} = 0$) the yield function has a vertex which implies that the deformation rate tensor always keeps a shear component. This last feature is thought to be important in the modeling of shear band and cup–cone fracture [9]. The phenomenological extension of the model to Hill plastic anisotropy is straightforward following [40, 41].

The comparison with unit cell calculations has shown a much better agreement for the modified model than for the original one. The agreement is similar to the one obtained using the Gurson model. The unit cell calculations show however that void growth tend to be delayed with increasing strain rate. This trend is in agreement with results published in [42] but is not accounted for by the different models used in this study. Some authors propose to use damage parameters (q_1 and q_2 for the Gurson model and therefore q_R and D_R for the modified Rousselier model) which depend on the plastic strain rate [43]. The same solution has been recently adopted in [14]. Using the original Rousselier model, σ_1 is assumed to depend on the strain rate. Like in the present work, this modification allows to describe ductilities under static and dynamic condition in a consistent way.

The new model was validated using round notch bars tested at different ram velocities. Experiments show an increase of the ductility with increasing velocities up to the point where adiabatic heating cannot be neglected. In this case, ductility is reduced. The proposed extension of the Rousselier model as well as the Gurson model are able to reproduce the experimental trends. The increase of ductility is caused by the stabilizing role of viscosity. The relevance of the model is finally checked by simulating the V–notch Charpy test.

Acknowledgments
Financial support from Direction de la Sureté des Installations nucléaires (DSIN) and Electricité de France (EdF) is acknowledged. The authors thank Prof. A. Pineau for stimulating discussions.

References

[1] A.L. Gurson. Continuum theory of ductile rupture by void nucleation and growth: Part I— Yield criteria and flow rules for porous ductile media. *J. Eng. Mat. Technol.*, 99:2–15, 1977.

[2] V. Tvergaard and A. Needleman. Analysis of cup–cone fracture in a round tensile bar. *Acta metall.*, 32:157–169, 1984.

[3] G. Rousselier. Ductile fracture models and their potential in local approach of fracture. *Nuclear Engineering and Design*, 105:97–111, 1987.

[4] J. Lemaitre. A continuous damage mechanics model for ductile fracture. *J. of Eng. Materials and Technology, Trans. ASME*, 107:83–89, 1985.

[5] 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.*, 16(1):1–20, 1992.

[6] I.C. Howard, Z.H. Li, and B.A. Bilby. Ductile crack growth predictions for large centre cracked panels by damage modelling using 3–D finite element analysis. *Fatigue Fract. Engng Mater. Struct.*, 17(8):959–969, 1994.

[7] Z.H. Li, B.A. Bilby, and I.C. Howard. A study of the internal parameters of ductile damage theory. *Fat. Frac. Engng. Mater. Struc.*, 17(9):1075–1087, 1994.

[8] C. Eripret and G. Rousselier. First spinning cylinder test analysis using local approach to fracture. *Nuclear Engineering and Design*, 152:11–18, 1994.

[9] J. Besson, D. Steglich, and W. Brocks. Modeling of crack growth in round bars and plane strain specimens. *Int. J. Solids Structures, accepted*, 2001.

[10] A. Needleman and V. Tvergaard. An analysis of dynamic, ductile crack growth in a double edge cracked specimen. *Int. J. Fracture*, 49:41–67, 1991.

[11] J. Lemaitre and J.L. Chaboche. *Mécanique des Matériaux Solides.* Dunod, 1985.

[12] J. Koplik and A. Needleman. Void growth and coalescence in porous plastic solids. *Int. J. Solids Structures*, pages 835–853, 1988.

[13] W. Brocks, D. Z. Sun, and A. Hönig. Verification of the transferability of micromechanical parameters by cell model calculations with visco-plastic materials. *Int. J. Plasticity*, 11:971–998, 1995.

[14] C. Sainte Catherine, C. Poussard, J. Vodinh, R. Schill, N. Hourdequin, P. Galon, and P. Forget. Finite element simulations and empirical correlation for Charpy–V and sub–size Charpy tests on an unirradiated low alloy RPV ferritic steel. In *Fourth symposium on small specimen test techniques, Reno, Nevada, to appear*, 2001.

[15] R.J. Green. A plasticity theory for porous solids. *Int. J. Mech. Sci*, 14:215–224, 1972.

[16] M. Abouaf, J.L. Chenot, G. Raisson, and P. Bauduin. Finite element simulation of hot isostatic pressing of metal powders. *Int. J. Numerical Methods Eng.*, 25(1):191–212, 1988.

[17] J. Besson and M. Abouaf. Rheology of porous alumina and simulation of hot isostatic pressing. *J. Amer. Ceram. Soc*, 75:2165–2172, 1992.

[18] F. Rivalin, J. Besson, M. Di Fant, and A. Pineau. Ductile tearing of pipeline-steel wide plates — II.: Modeling of in–plane crack propagation. *Engng Fracture Mechanics*, 68(3):347–364, 2001.

[19] K. Kussmaul, U. Eisele, and M. Seidenfuss. On the applicability of local approaches for the determination of the failure behaviour of ductile steels. *Journal of Pressure Vessel Technology*, 115:214–220, 1993.

[20] M. Grange, J. Besson, and E. Andrieu. An anisotropic Gurson model to represent the ductile rupture of hydrided Zircaloy–4 sheets. *Int. J. Fracture*, 105(3):273–293, 2000.

[21] J. Besson and R. Foerch. Large scale object–oriented finite element code design. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 142:165–187, 1997.

[22] P. Ladevèze. Sur la théorie de la plasticité en grandes déformations. Technical report, Rapport interne No. 9, LMT, ENS Cachan, 1980.

[23] J.C. Simo and R.L. Taylor. Consistent tangent operators for rate–independent elastoplasticity. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 48:101–118, 1985.

[24] Y. Liu, S. Murakami, and Y. Kanagawa. Mesh–dependence and stress singularity in finite element analysis of creep crack growth by continuum damage mechanics approach. *Eur. J. Mech, A/Solids*, 13(3):395–417, 1994.

[25] B. Tanguy, R. Piques, L. Laiarinandrasana, and A. Pineau. Mechanical behaviour of A508 steel based on double nonlinear viscoplactic constitutive equation. In D. Miannay, P. Costa, D. François, and A. Pineau, editors, *EUROMAT 2000, Advances in Mechanical Behaviour. Plasticity and Damage*, pages 499–504, Tours, France, 2000. Elsevier.

[26] K. Decamp, L. Bauvineau, J. Besson, and A. Pineau. Size and geometry effects on ductile rupture of notched bars in a C–Mn steel: Experiments and modelling. *Int. J. Fracture*, 88(1):1–18, 1998.

[27] J.R. Rice. The localisation of plastic deformation. In W.T. Koiter, editor, *Proc. 14th Int. Conf. Theoretical and Appl. Mech., Delft*, pages 207–220. North–Holland, Amsterdam, 1976.

[28] J.R. Rice and J.W. Rudnicki. A note on some features of the theory of localization of deformation. *Int. J. Solids Structures*, 16:597–605, 1980.

[29] C. Fressengeas and A. Molinari. Inertia and thermal effects on the localization of plastic flow. *Acta metall.*, 33(3):387–396, 1985.

[30] L. Anand, K.H. Kim, and T.G. Shawki. Onset of shear localization in viscoplastic solids. *J. Mech. Phys. Solids*, 35(4):407–429, 1987.

[31] G. Rousselier. Application de l'analyse de stabilité d'une perturbation à la localisation de la déformation dans un matériau dilatable adoucissant. *C. R. Acad. Sci. Paris*, 313(Série II):1367–1373, 1991.

[32] G. Barbier, A. Benallal, and V. Cano. Relation théorique entre la méthode de perturbation linéaire et l'analyse de bifurcation pour la prédiction

de la localisation des déformations. *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, 326(3):153–158, 1998.

[33] A. Carosio, K. Willam, and G. Etse. On the consistency of viscoplastic formulations. *Int. J. Solids Structures*, 37:7349–7369, 2000.

[34] V. Tvergaard and A. Needleman. An analysis of the temperature and rate dependence of Charpy V–Notch energies for a high nitrogen steel. *Int. Jour. of Fracture*, 37:197–215, 1988.

[35] K.K. Mathur, A. Needleman, and V. Tvergaard. 3d analysis of failure modes in the Charpy impact test. *Modelling Simul. Mater. Sci. Eng.*, 2:617–635, 1994.

[36] B. Tanguy. . PhD thesis, Ecole des Mines de Paris, 2001.

[37] AFNOR. *Essai de flexion par choc sur éprouvette Charpy. Partie 1 : méthode d'essai.* Association française de normalisation, La défense, France, 1990.

[38] C.C. Chu and A. Needleman. Void nucleation effects in biaxially stretched sheets. *Journal of Engineering Materials and Technology*, 102:249–256, 1980.

[39] W. Schmitt, D.Z. Sun, and J.G. Blauel. Recent advances in the application of the Gurson model to the evaluation of ductile fracture thoughness. In *Recent advances in fracture*, pages 77–87. TMS, 1997.

[40] J. Besson, W. Brocks, O. Chabanet, and D. Steglich. Ductile rupture of aluminum sheet materials. *European Journal of Finite Elements, accepted*, 2001.

[41] A.A. Benzerga and J. Besson. Porous plastic potentials for anisotropic solids. *European Journal of Mechanics*, 20(3):397–434, 2001.

[42] S. Basu and R. Narasimhan. A finite element study of the effects of material characteristics and crack tip constraint on dynamic ductile fracture initiation. *J. of the Mechanics and Physics of Solids*, 47:325–350, 1999.

[43] W. Tong and G. Ravichandran. Inertial effects on void growth in porous viscoplastic materials. *Journal of Applied Mechanics*, 62:633–639, 1995.

List of Tables

1 Damage coefficients used for the simulation of the notched bar. 20

List of Figures

1 Geometry and loading conditions of the unit cells and Finite Element mesh. 20

2 Comparison of porosity evolutions obtained with the Rousselier model and unit cell calculations for different strain rates under a constant stress triaxiality ratio $\tau = 1.0$. Arrows indicate the effect of an increasing deformation rate. 20

3 Evolution of the porosity obtained with the modified Rousselier model (R^m) for different strain rates under a constant stress triaxiality ratio $\tau = 1.0$. Arrows indicate the effect of an increasing deformation rate. 21

4 Variation of plastic hardening parameters R_0, Q_1 and b_1 with temperature. 21

5 Notched axisymmetric test specimen. 22

6 Effect of the load line velocity on the notched diameter reduction at failure ($\Delta\Phi_R/\Phi_0$) and the maximum normalized load ($F_{\max}/S_0$). 22

7 Comparison of the experimental (dotted lines) and simulated (solid lines) force—reduction of diameter curves for different load line velocities. 23

8 Force—reduction of diameter curves for the R and R^m models for different load line velocities ($v_{\mathrm{LL}} =$ 0.01, 1, 10 and 100 mm.mn^{-1}). The arrows indicate increasing velocities. Solid lines represent isothermal calculations and dotted lines adiabatic calculations for $v_{\mathrm{LL}} = 100$ mm.mn^{-1}. The rapid load drop correspond to the initiation of a crack at the center of the notch. 23

9 Damage growth in the notch (R^m model). Comparison of the deformed mesh with the original mesh showing the renotching of the bar which is experimentally observed. 24

10 Effect of the load line velocity on the diameter variation for $F/S_0 = 500$ MPa: comparison of experiments and numerical results for the 4 different models (100[I]: $v_{\mathrm{LL}} = 100$ mm/mn computed using isothermal conditions, 100[A]: $v_{\mathrm{LL}} = 100$ mm/mn computed using adiabatic conditions). 24

11 Evolution of the normalized viscoplastic localization indicator for models R and R^m for two different load line velocities. 25

12 FE mesh used for the simulation of the Charpy specimens. 25

13 Charpy test: simulated and experimental (exp.) force (F)—deflection (δ) curves using the R^m and R models under adiabatic (left) and isothermal conditions (right). 26

14 Crack front position for $\delta = 6.0$ mm and $\delta = 7.75$ mm (R^m model, adiabatic calculation) Actual crack advance ($\delta = 7.75$ mm, $T = -60°\mathrm{C}$, dynamic Charpy test). 27

15 Crack advance Δa vs. deflection and comparison with experiments. Crack is either determined for $f > 0.5$ (i.e. the actual value used in the computations) or for $f > 0.1$ (R^m model, adiabatic calculation). 28

16 σ_{xx} contours for different deflections. Broken elements have been removed showing crack advance (R^m model, adiabatic calculation). 29

model	fixed coef.	adjusted coef.
R	$D = 2$	$\sigma_1 = 720$
R^m	$D_R = 2$	$q_R = 0.92$
R^M	$D_R^0 = 3.72$	$q_R^0 = 0.48$
G	$q_1 = 1.5$	$q_2 = 1.2$

Table 1
Damage coefficients used for the simulation of the notched bar.

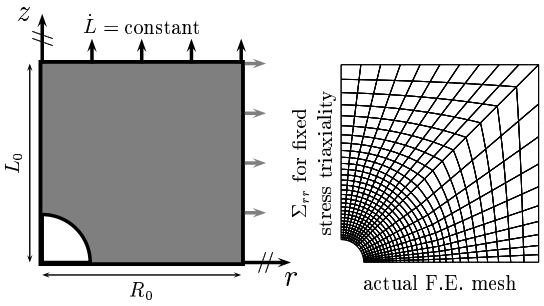


Fig. 1. Geometry and loading conditions of the unit cells and Finite Element mesh.

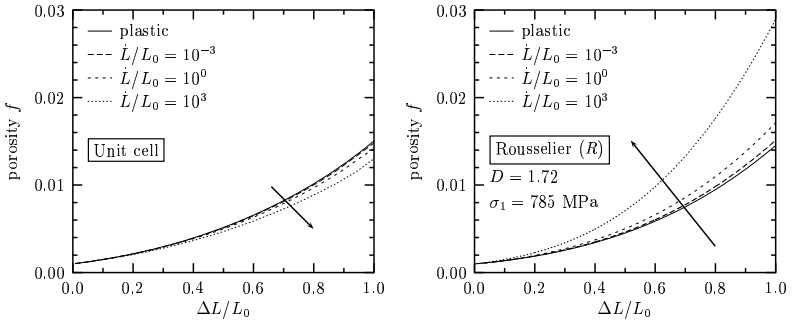


Fig. 2. Comparison of porosity evolutions obtained with the Rousselier model and unit cell calculations for different strain rates under a constant stress triaxiality ratio $\tau = 1.0$. Arrows indicate the effect of an increasing deformation rate.

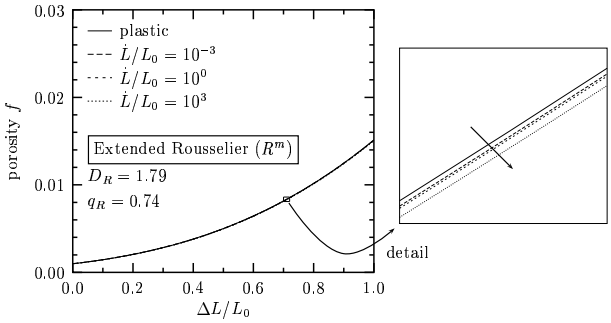


Fig. 3. Evolution of the porosity obtained with the modified Rousselier model (R^m) for different strain rates under a constant stress triaxiality ratio $\tau = 1.0$. Arrows indicate the effect of an increasing deformation rate.

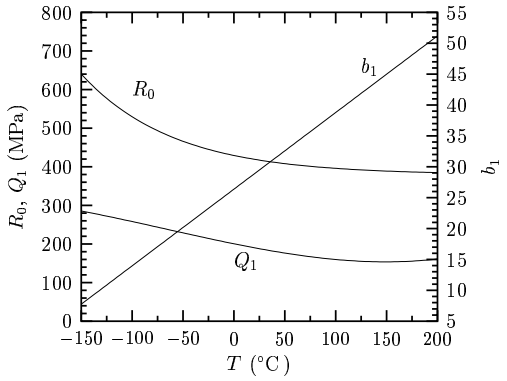


Fig. 4. Variation of plastic hardening parameters R_0, Q_1 and b_1 with temperature.

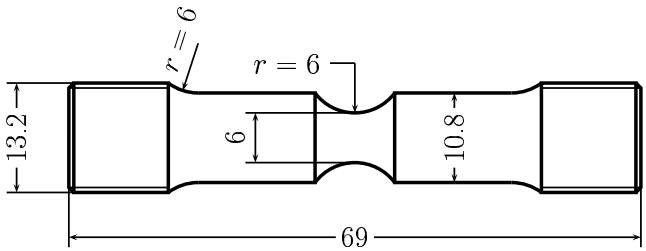


Fig. 5. Notched axisymmetric test specimen.

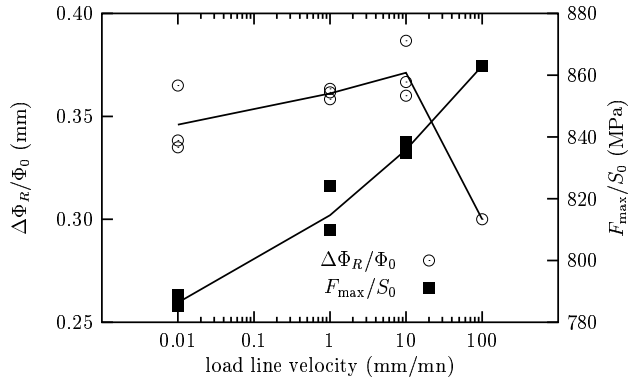


Fig. 6. Effect of the load line velocity on the notched diameter reduction at failure ($\Delta\Phi_R/\Phi_0$) and the maximum normalized load (F_{max}/S_0).

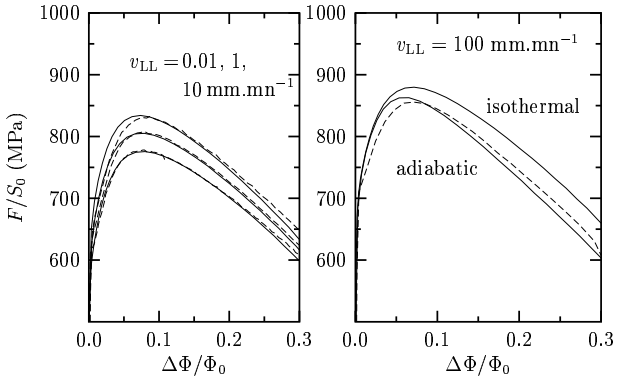


Fig. 7. Comparison of the experimental (dotted lines) and simulated (solid lines) force—reduction of diameter curves for different load line velocities.

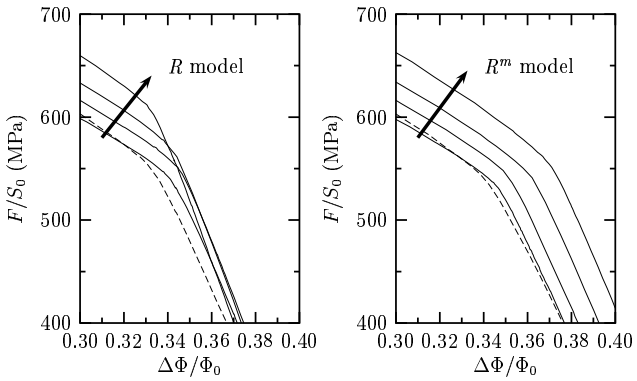


Fig. 8. Force—reduction of diameter curves for the R and R^m models for different load line velocities (v_{LL} = 0.01, 1, 10 and 100 $\mathrm{mm.mn^{-1}}$). The arrows indicate increasing velocities. Solid lines represent isothermal calculations and dotted lines adiabatic calculations for $v_{LL} = 100\ \mathrm{mm.mn^{-1}}$. The rapid load drop correspond to the initiation of a crack at the center of the notch.

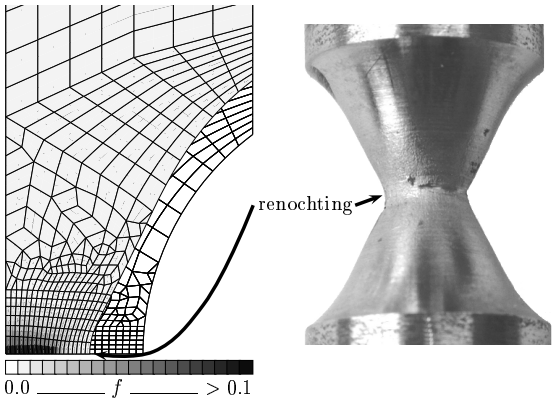


Fig. 9. Damage growth in the notch (R^m model). Comparison of the deformed mesh with the original mesh showing the renotching of the bar which is experimentally observed.

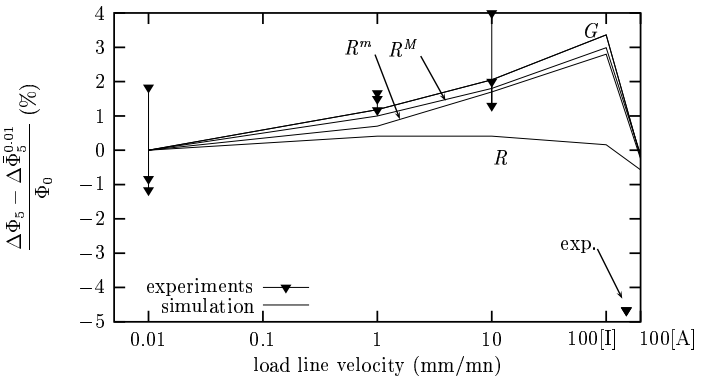


Fig. 10. Effect of the load line velocity on the diameter variation for $F/S_0 = 500$ MPa: comparison of experiments and numerical results for the 4 different models (100[I]: $v_{\mathrm{LL}} = 100$ mm/mn computed using isothermal conditions, 100[A]: $v_{\mathrm{LL}} = 100$ mm/mn computed using adiabatic conditions).

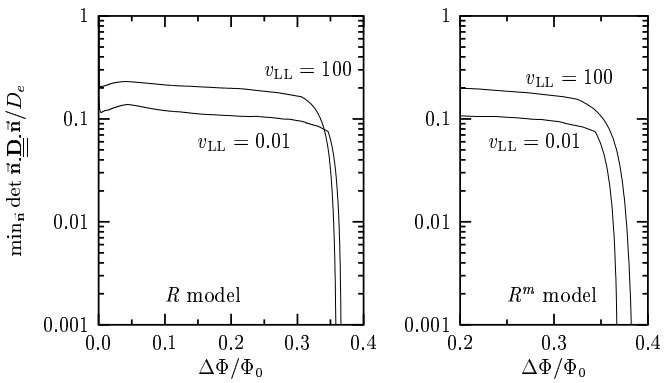


Fig. 11. Evolution of the normalized viscoplastic localization indicator for models R and R^m for two different load line velocities.

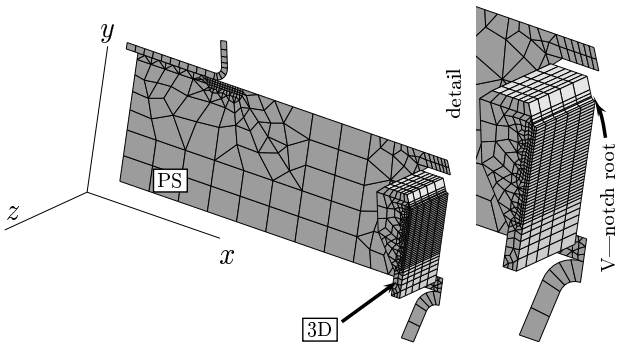


Fig. 12. FE mesh used for the simulation of the Charpy specimens.

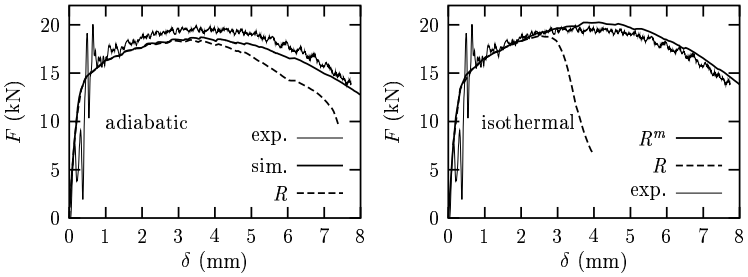
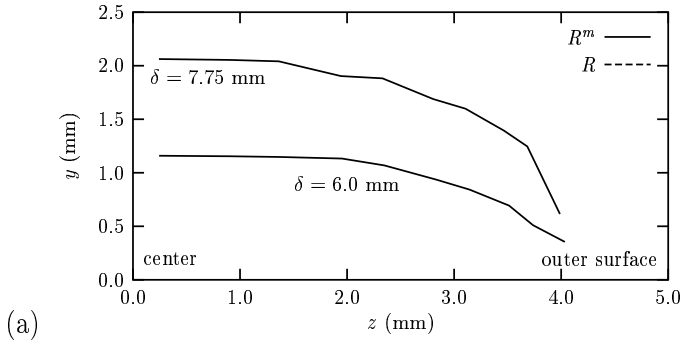
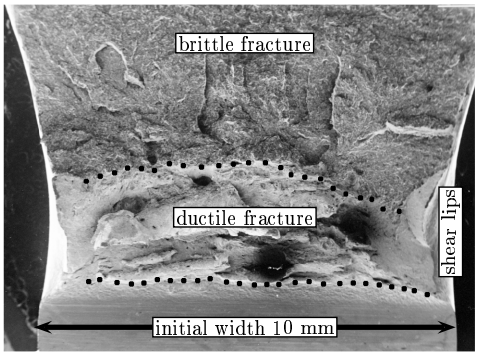


Fig. 13. Charpy test: simulated and experimental (exp.) force (F)—deflection (δ) curves using the R^m and R models under adiabatic (left) and isothermal conditions (right).



(a)



(b)

Fig. 14. Crack front position for $\delta = 6.0$ mm and $\delta = 7.75$ mm (R^m model, adiabatic calculation) Actual crack advance ($\delta = 7.75$ mm, $T = -60°\mathrm{C}$, dynamic Charpy test).

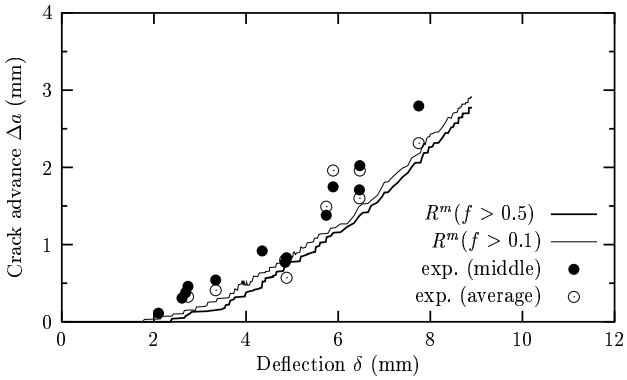


Fig. 15. Crack advance Δa vs. deflection and comparison with experiments. Crack is either determined for $f > 0.5$ (i.e. the actual value used in the computations) or for $f > 0.1$ (R^m model, adiabatic calculation).

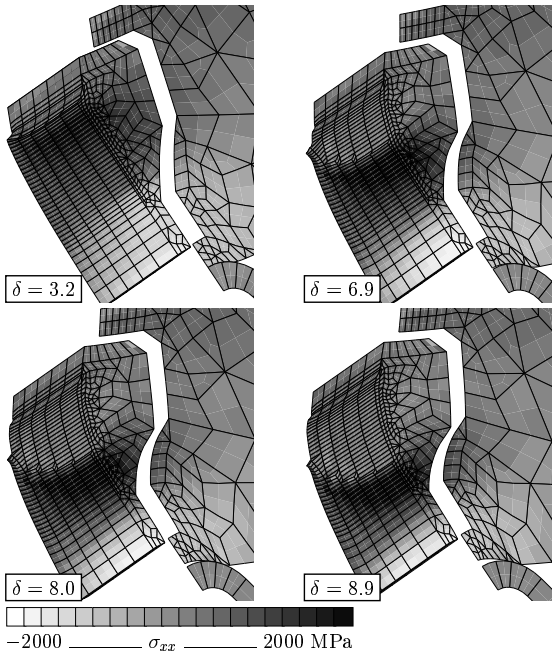


Fig. 16. σ_{xx} contours for different deflections. Broken elements have been removed showing crack advance (R^m model, adiabatic calculation).